HAL
open science

Filamentation d'impulsions laser ultra-courtes dans l'air et dans l'eau : étude des processus de transfert d'énergie

Amélie Jarnac

To cite this version:

Amélie Jarnac. Filamentation d'impulsions laser ultra-courtes dans l'air et dans l'eau : étude des processus de transfert d'énergie. Optique [physics.optics]. Ecole Polytechnique, 2014. Français. NNT : . tel-01101002

HAL Id: tel-01101002

https://pastel.hal.science/tel-01101002

Submitted on 7 Jan 2015

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.

ECOLE POLYTECHNIQUE

École Doctorale EDX

THÈSE DE DOCTORAT

pour obtenir le titre de Docteur de l'Ecole Polytechnique
Mention : Physique

présentée et soutenue publiquement le 2 Octobre 2014 par

Amélie Jarnac

Filamentation d'impulsions laser ultra-courtes dans l'air et dans l'eau : étude des processus de transfert d'énergie

Composition du Jury :

François Hache	CNRS	*Président du Jury*
Fabien Quéré	CEA	*Rapporteur*
Jens Biegert	ICFO	*Rapporteur*
Stelios Tzortzakis	FORTH	*Examinateur*
Dominique Fattaccioli	DGA Techniques Navales	*Examinateur*
André Mysyrowicz	ENSTA Paristech	*Co-directeur de thèse*
Aurélien Houard	Ecole Polytechnique	*Directeur de thèse*

Thèse préparée au Laboratoire d'Optique Appliquée UMR 7639

Remerciements

Bien que pour le (potentiel) lecteur de ma thèse, les remerciements ne constituent que le début ; ils annoncent pourtant pour moi la fin de ces trois années qui m'ont menée au titre de docteur. Un aboutissement qui n'aurait pas été possible sans l'entourage bienveillant d'un certain nombre de personnes, qu'il est grand tant de remercier.

J'adresse ma profonde gratitude à mes encadrants, Aurélien Houard et André Mysyrowicz. Il faut dire que le début de ma thèse a été chaotique... je pense particulièrement au désengagement tardif de l'industriel [1] qui aurait dû financer ma thèse (finalement, un mal pour un bien). Dans cette période difficile, Aurélien et André m'ont toujours soutenue et accompagnée, jusqu'à l'obtention d'un financement sûr qui donna finalement le coup d'envoi de ce travail. Pendant ces trois ans, ils ont su me guider vers l'autonomie et développer en moi les qualités nécessaires pour devenir un chercheur. Je tiens à remercier Aurélien pour sa disponibilité [2], ses conseils avisés, sa gentillesse, sa patience et nos nombreuses discussions au labo ou autour d'un verre. Merci André pour votre confiance, vos encouragements, votre implication et vos précieux conseils tout au long de ce travail.

Je tiens ensuite à remercier Antoine Rousse et Philippe Zeitoun pour m'avoir accueillie au sein du Laboratoire d'Optique Appliquée. Bien qu'à la tête du navire, ils sont toujours disponibles, à l'écoute et plein de bons conseils pour se lancer dans la course d'une carrière académique. Merci également à Davide Boschetto, pour son aide et ses nombreux conseils pour la réussite de mon post-doc.

Je remercie chaleureusement François Hache, Fabien Quéré, Jens Biegert, Stelios Tzortzakis et Dominique Fattaccioli d'avoir accepté d'être membre de mon jury et d'avoir pris le temps d'évaluer mon travail.

J'ai intégré le groupe ILM en 2010, pour mon stage de master et je dois dire que je n'ai pas vu les années passer. Je remercie tous ses membres pour la bonne ambiance qui a régné et pour les moments de détente qu'on a partagés. Je remercie

1. dont on préfèrera taire le nom
2. même malade un dimanche matin

particulièrement ceux avec qui j'ai le plus travaillé. Tout d'abord Magali Durand, qui m'a appris les rouages des manips et de l'X et qui m'a tout légué en partant [3], puis Yohann Brelet, plus souvent à terre que debout (couronné par une belle fracture de la main), on lui a donc proposé de travailler sur l'eau. Merci à Yi Liu, toujours prêt à dépanner un thésard, même tard le soir et à Bernard Prade, pour sa culture scientifique, les mises en équation des manips et ses nombreuses relectures attentives et constructives de ma thèse. Une équipe sans ingénieurs ne peut pas tourner, je remercie donc Yves-Bernard André, monsieur Système D [4], Jérome Carbonnel, avec qui l'ENSTAmobile n'a qu'à bien se tenir et Armindo Dos-Santos. Place aux co-thésards : notre fournisseur de magnésium russe, Sergey Mytriukovskyi, notre troubadour, Guillaume Point, notre artiste-peintre Pengji Ding et les plus anciens Benjamin Forestier et Bing Zhou. Je remercie également Kévin Verhague, Cédric Montet et Bruno Honnorat, malgré leur court séjour dans l'équipe. Même s'il n'a pas fait partie de l'équipe [5] et comme il n'est jamais très loin du plateau, je tiens à remercier ici Julien Labaune pour tous les moments conviviaux qu'on a partagés, que ce soit au musée, au bar ou dans le rer.

J'en profite maintenant pour remercier l'ensemble de mes collaborateurs. Les simulations présentées dans ce manuscrit proviennent du code de propagation non-linéaire développé par Arnaud Couairon et ses post-docs Carles Milián et Vytautas Jukna, du centre de physique théorique de l'Ecole Polytechnique. Je remercie spécialement Arnaud de m'avoir donné l'opportunité de présenter nos travaux dans des conférences renommées. Dominique Fattaccioli de la DGA Techniques Navales pour le financement du projet GENIAL et Jean-Pierre Sessarego et Régine Guillermin du Laboratoire d'Acoustique et Mécanique de Marseille pour l'expertise acoustique. Donatas Majus, Gintaras Tamosauskas et Audrius Dubietis de l'Université de Vilnius, pour la technique d'imagerie 3D. Cord Arnold, Christoph Heyl et Anne L'Huillier de l'Université de Lund, qu'on a essayés d'aider en compressant leurs impulsions laser. Martin Richardson du CREOL à Orlando, pour nous avoir renvoyé quelques semaines Magali au LOA.

En parlant du financement sûr susmentionné, je remercie la DGA et l'Ecole Polytechnique pour l'attribution et le cofinancement de ma bourse de thèse. Merci également aux financements qui m'ont permis de voyager un peu partout : OSA, LaserLab II, Cost, Silmi (ESF), EDX, DGA et EADS.

Avoir les financements c'est un début, mais je ne serais pas allée physiquement bien loin sans l'équipe de gestionnaires dévouées : Patricia Toullier, Octavie Verdun, Sandrine Tricaud, Claudine Leonne, Carole Gratpanche et Lucie Huguet, ni expérimentalement sans l'aide précieuse de l'ensemble du personnel technique du LOA : Jean-Lou Charles et Mikaël Martinez à la Mécanique et Maxence Le Sourd à l'informatique.

Mon équilibre pendant ces trois ans a consisté en un savant mélange entre le cheval [6] et les amis. Coté cheval, je remercie infiniment Dame Béa d'avoir inventé le Fan Club, désormais une institution ! J'ai eu l'immense privilège de pouvoir

3. XDoc, le poney, l'interaction de filaments et même Julien. J'ai échappé à sa conduite parisienne et à son orthographe

4. sauf en cuisine, on attend toujours le gâteau d'anniversaire

5. cependant "adopté"

6. poney ou keval selon les prononciations

travailler avec un "homme de cheval", Dominique. Il m'a tellement appris sur la mécanique équestre que j'aurais pu en faire une thèse. Merci à Iasco, Hamlet et Nerval, leurs fidèles destriers, de m'avoir supportée sur leurs dos un nombre incalculable d'heures... Merci au génialissime Fan Club : Vanina, Hélène, Anne-Claire, Clothide, Julie, Gwen, Florence, Chloé, Hermance et Fanny pour votre amitié en toute simplicité !
Côté amis, mais toujours sur le plateau, merci à mon équipe XDoc (Victor, Romain, Evgeny, Alban, Vincent et Alessandra) et les anciens que je n'aurais pas déjà cités (Louis, Clément, Antoine, Blaise et Marc). Non fatiguée de l'associatif, je remercie mon équipe du SCOP (Xavier, Adrien, Anthony, Anis, Bastien, Jean-Christophe, Jérémy et Barbara).
Merci à tous ceux qui sont passés à un moment ou à un autre par Paris d'avoir agrémenté mon quotidien d'emménagements/déménagements, de pendaisons/dépendaisons de crémaillère, de thèses (surtout de pots de thèse), de mariages, de pique-niques, de restos, de bars... de Vie quoi ! Les Poitevins (Mathias et Florian) à l'amitié immuable, les irréductibles Bretons (Marianne (Le Gall), Alissia, Camille, Pierre, Gallou et Flo [7]), les Grenoblois (Hana, Mathieu, Thomas, David, Alex, Coco et Alix), les deux squatteurs réguliers à l'arrivée toujours inopinée, ManuE (ou Manette) et Phi et enfin la team agreg/magistère (Yannou, Léa, Adrien et Gaetano). Merci à Fanch, d'avoir partagé sa vie et sa thèse [8] avec nous et à très bientôt au Japon ! Merci à Ali, au Croco, et à Vic, au Pantalon, d'avoir abreuvé notre trépidante vie parisienne.

Enfin, je tiens à remercier toute ma famille. Un grand merci à mes parents, qui malgré leurs origines modestes, ont su me donner le goût des études et le brin d'obstination nécessaire pour finalement aller jusqu'au bac+8 (ils n'en attendaient pas tant). Merci à mes sœurs Dominique, Anne-Marie et Chantal et leur famille. Merci à ma cousine, Marianne (Leroy) que j'ai pu (enfin) retrouver sur Paris. Le dernier, mais pas des moindre, merci à Arthur, de m'avoir mijoté de bons petits plats en attendant (très) patiemment que je rentre du cheval. Merci de m'avoir épaulée pendant ces années et d'avoir partagé nos points de vue critiques sur nos thèses. Je pense sincèrement que tu es pour beaucoup dans la qualité du travail réalisé dans ce manuscrit.

7. désormais affiliée
8. on pourrait s'y méprendre, mais non ce n'est pas un pléonasme

Table des matières

Introduction générale **1**

1 Principes physiques **5**
1.1 Propagation de la lumière dans un milieu transparent 5
1.1.1 Le régime linéaire 5
1.1.2 Le régime non-linéaire 7
1.2 Principe de la filamentation laser 8
1.3 Autres effets non-linéaires survenant lors de la filamentation 9
1.3.1 L'auto-modulation de phase 9
1.3.2 Dispersion et dérive de fréquence 10
1.3.3 Observation de l'émission conique 11
1.3.4 Multifilamentation 12
1.4 Modélisation de la propagation filamentaire 12
1.5 Quelques grandeurs caractéristiques 14

I Etude de la filamentation laser dans l'eau **17**

2 Imagerie en 4D de l'impulsion au cours de sa propagation **19**
2.1 Introduction 20
2.2 Propagation non-linéaire d'une impulsion et techniques d'imageries 21
2.3 Principe de l'imagerie en 3-Dimensions 22
2.4 Montage expérimental pour un suivi en 4-dimensions 23
2.4.1 Description du montage expérimental 24
2.4.2 Exemple de reconstruction de la distribution d'intensité en 3D 26
2.5 Capture de la dynamique spatio-temporelle de l'impulsion 26
2.5.1 Mesure du diamètre du faisceau 28
2.6 Signature spectrale et émission conique 29

2.7 Dynamique temporelle et signature spatiales, spectrales et énergétiques . . . 31
2.8 Discussion des résultats et étude numérique . . . 33
2.8.1 Paramètres des simulations . . . 33
2.8.2 Influence des paramètres physiques sur le processus de dédoublement de l'impulsion . . . 33
2.8.3 Résultats des simulations et comparaison avec les résultats expérimentaux . . . 35
2.9 Mesures en condition de forte ouverture numérique . . . 37
2.10 Conclusion . . . 39

3 Application à la génération d'ondes acoustiques intenses 41
3.1 Introduction . . . 42
3.2 Caractérisation optique de la propagation dans l'eau . . . 44
3.2.1 Description du montage expérimental . . . 44
3.2.2 Etude de la transmission optique . . . 46
3.2.3 Imagerie de la zone d'interaction . . . 49
3.3 Caractérisation de la source acoustique en champ proche . . . 52
3.3.1 Description du montage expérimental . . . 52
3.3.2 Caractérisation de la transmission optique dans la cuve . . . 54
3.3.3 Caractérisation du signal acoustique émis . . . 55
3.3.4 Influence des paramètres laser sur l'émission acoustique . . . 57
3.3.5 Influences environnementales . . . 58
3.4 Caractérisation de la source acoustique en champ lointain . . . 60
3.4.1 Description du montage expérimental . . . 60
3.4.2 Principe des mesures de temps de vol . . . 61
3.4.3 Caractérisation du signal acoustique . . . 63
3.4.4 Influence de la profondeur sur l'émission acoustique . . . 65
3.5 Conclusion . . . 68

II Interaction de deux filaments laser femtoseconde dans les gaz 71

4 Dynamique d'un réseau de plasma 73
4.1 Introduction . . . 74
4.2 Interaction de filaments : génération d'un réseau de plasma . . . 75
4.2.1 Superposition de deux ondes planes . . . 75
4.2.2 Superposition de deux filaments : réseau de plasma . . . 75
4.3 Etude de la relaxation du plasma . . . 76
4.3.1 Description de l'expérience de diffractométrie . . . 77
4.3.2 Description du modèle de diffraction d'un faisceau par un plasma . . . 77
4.3.3 Analyse des résultats expérimentaux . . . 79
4.4 Etude du réseau de plasma . . . 83
4.4.1 Description du montage expérimental . . . 83
4.4.2 Modélisation de l'évolution temporelle du réseau de plasma 83

4.4.3 Analyse des résultats expérimentaux 85
4.5 Conclusion 88

5 Nettoyage spatio-temporel d'une impulsion femtoseconde par interaction avec un réseau de plasma 91
5.1 Introduction 92
5.2 Principes de la conjugaison de phase optique 93
5.3 Description du montage expérimental 94
5.4 Théorie de l'interaction à trois ondes en régime d'ionisation 95
5.5 Caractérisation de l'onde rétro-réfléchie 97
5.5.1 Observation d'un filtrage spatial 97
5.5.2 Observation d'un filtrage temporel 97
5.5.3 Efficacité du processus 98
5.5.4 Comparaison avec le mécanisme issu d'un réseau d'indice Kerr 99
5.6 Identification des mécanismes de génération de l'onde rétro-réfléchie 100
5.6.1 Influence des retards 100
5.6.2 Imagerie de la zone d'interaction des trois faisceaux 102
5.7 Conclusion 105

III Compression d'impulsions femtoseconde énergétiques 107

6 Compression d'impulsions femtoseconde TW pour la physique à haute intensité 109
6.1 Introduction 110
6.2 Les techniques de compression externes 111
6.2.1 Les fibres creuses 111
6.2.2 La filamentation laser 112
6.2.3 Le guide plan creux 112
6.3 Etude de la propagation dans le guide en fonction de la polarisation 113
6.4 Proposition d'un guide creux évasé 116
6.4.1 Résultats préliminaires avec un guide plan 116
6.4.2 Description du montage expérimental 117
6.4.3 Caractérisation du guide 102 - 127 μm 119
6.5 Implémentation du guide plan dans une chaîne multi-TW 121
6.5.1 Dimensionnement du guide 121
6.5.2 Description du montage expérimental 122
6.5.3 Caractérisation de la compression 122
6.6 Application à la génération d'harmoniques 126
6.6.1 Principe de la génération d'harmoniques d'ordres élevés dans les gaz 127
6.6.2 Résultats expérimentaux 127
6.7 Conclusion 129

Conclusion générale 131

Annexe **133**

7 Chaînes laser utilisées **135**
A Laser α-100 135
B Laser ENSTAmobile 136

8 Spécifications techniques des hydrophones **137**
A Hydrophone Brüel et Kjær 8103 : 5 Hz - 180 kHz 138
B Hydrophone Reson TC4035 : 50 kHz - 800 kHz 139
C Hydrophone Precision Acoustics : 1 MHz - 20 MHz 140

9 Publications personnelles **141**

Bibliographie **143**

Introduction générale

En 1960, en éclairant un cristal de rubis par des flashs lumineux, Théodore Maiman obtient la première émission laser [1]. A l'époque décrite comme "une solution à la recherche de problèmes", le laser est devenu un outil universel qui fait désormais partie intégrante de notre vie. Chaque foyer est équipé d'un laser : lecteur DVD, imprimante, épilation laser... Son utilisation est courante dans de nombreuses applications comme par exemple la mécanique, où le laser découpe, perce, soude les matériaux avec des précisions micrométriques [2] ou la médecine, où il a permis un progrès considérable en chirurgie oculaire [3] et dans les traitements épidermiques [4]. Du point de vue de la recherche, l'évolution du pompage par flash aux méthodes de blocage de modes [5] a permis de générer progressivement des impulsions laser de quelques millisecondes (10^{-3} s) à quelques femtosecondes (10^{-15} s), voir attosecondes (10^{-18} s), rendant possible l'observation de phénomènes ultra-rapides. La réduction de la durée d'impulsion a également autorisé l'accès aux fortes puissances crêtes avec des installations de taille modeste. Jusque dans les années 1980, la génération d'impulsions ultracourtes était principalement assurée par les lasers à colorant. Des impulsions de 27 fs avec une énergie de 10 nJ ont ainsi été obtenues pour une longueur d'onde de 630 nm [6]. Cependant, obtenir des impulsions énergétiques a longtemps constitué un véritable défi. Le développement à partir de 1985 des chaînes laser amplifiées à dérive de fréquences (CPA [9]) Ti :saphir [7] a permis de délivrer des impulsions d'une dizaine de femtosecondes à des énergies supérieures au millijoule. L'introduction de ces sources laser a révolutionné la recherche en optique ultra-rapide puisqu'elles ont remplacé les lasers à colorant en quelques années. Les chaînes CPA ont été rapidement maîtrisées par l'industrie laser. Thalès a commercialisé en 2012 le laser CPA le plus puissant au monde, BELLA, capable de délivrer des impulsions de 40 fs avec une énergie de 42 joules, soit des impulsions de puissance crête petawatt (PW). De telles puissances devraient permettre aux chercheurs de générer le premier accélérateur laser plasma [8] délivrant des électrons à une dizaine de GeV.

9. CPA = Chirped Pulse Amplification

Plus modestement, la propagation d'une impulsion de quelques gigawatts (GW) dans l'air suffit pour mettre en évidence des effets non-linéaires importants.
Alors que l'effet non-linéaire d'autofocalisation d'un faisceau mégawatt (MW) dans les milieux denses est observé à partir des années 70 [9], ce n'est qu'en 1995 que Braun *et al.* [10] en font la démonstration dans l'air grâce à un des premiers laser femtoseconde intenses. Ils observent un mode de propagation auto-guidée, où le faisceau est confiné dans un cœur de diamètre 80 μm sur une distance de 20 m. Ce mode de propagation non-linéaire est baptisé par la suite "filamentation laser". La filamentation s'est révélée être un phénomène complexe, impliquant de nombreux effets non-linéaires qui agissent sur la forme spatiale et temporelle de l'impulsion au cours de sa propagation dans un milieu transparent. Le mécanisme de formation des filaments est communément admis comme le résultat d'une compétition dynamique entre l'effet Kerr, qui focalise le faisceau, et l'ionisation et la diffraction, qui tendent à le défocaliser [11].

Génération d'une colonne de plasma. La propagation de l'impulsion filamentée laisse dans son sillage une mince colonne d'air faiblement ionisé. Cette colonne offre un terrain privilégié pour le développement et la propagation d'une décharge électrique. Il a été montré que le filament pouvait initier, dévier et même guider des arcs électriques de plusieurs mégavolts et kiloampères [12]. De telles propriétés sont attractives pour le déclenchement d'appareils haute tension. En effet, l'initiation par filamentation laser permet de réduire la gigue (jitter en anglais) de ces appareils à quelques centaines de picosecondes [13]. La décharge électrique rallonge également la durée de vie du canal de plasma, permettant ainsi d'utiliser la colonne de plasma comme support d'antenne radiofréquence furtif et facilement déployable [14].

Génération de rayonnement secondaire. Le processus de filamentation est accompagné de l'émission de nombreux rayonnements secondaires. Le plus visuel est l'émission d'un cône de lumière blanche dans la direction de propagation du laser. Des sources de lumière blanche émises par laser trouvent un intérêt dans la spectroscopie large bande résolue en temps ou l'amplification paramétrique optique [15]. Le filament émet également un rayonnenement THz cohérent vers l'avant. Depuis quelques années, un intérêt croissant est développé à l'égard des rayonnements THz. Ayant la particularité d'être non ionisant, les THz sont utilisés pour la sécurité aéroportuaire [16], pour la santé [17] ou encore l'analyse du patrimoine historique et archéologique [18]. La synthèse cohérente de l'émission THz générée par une matrice de filaments génère un rayonnement intense dont on peut contrôler la directivité [19], permettant de scanner des objets à proximité du filament sans risquer de les endommager. Enfin, très récemment, il a été montré que la colonne de plasma agit comme un milieu amplificateur UV. Grâce au pompage optique du milieu, une forte émission de type laser à 391 nm et 428 nm, correspondant aux raies de l'azote ionisé, a été observée vers l'avant du filament [20]. Il a été également mis en évidence une émission vers l'arrière du filament avec un gain important correspondant à l'émission spontanée amplifiée (ASE) de l'azote neutre (337 nm) [21].

Applications à longue distance. Peu de temps après la première observation de filamentation laser dans l'air, des filaments d'une longueur de 200 m ont été obtenus [22]. En contrôlant les paramètres initiaux de l'impulsion, des filaments de plusieurs centaines de mètres peuvent être générés jusqu'à 1 km de la source laser [23]. La possibilité de délivrer des intensités élevées (10^{13} W/cm^2) à longue distance est un des enjeux principaux de la filamentation laser. Optimiser la colonne de plasma et les rayonnements secondaires à longue distance ouvre la voie vers des applications atmosphériques. Une application spectaculaire serait de déclencher et de guider la foudre en amont de sites protégés [24]. Par ailleurs, la génération de continuum de lumière blanche et d'ASE vers l'arrière pourraient être exploités pour des diagnostics atmosphériques de type LIDAR. Enfin, la génération d'ondes THz à distance permettrait de détecter des explosifs en toute sécurité [25].

Organisation du manuscrit. Mon travail de thèse a consisté à étudier la propagation d'une impulsion femtoseconde intense dans un milieu gazeux ou aqueux et de caractériser la relaxation du milieu de propagation en terme d'échange d'énergie, dans la perspective d'optimiser la génération de rayonnements secondaires intenses.
Après un bref rappel des principes physiques nécessaires à la compréhension de ce manuscrit, ce travail s'articule autour de trois parties principales.
La première partie est consacrée à la propagation filamentaire dans l'eau. Cette étude, aux multiples acteurs, s'inscrit dans un projet de génération d'ondes acoustiques intenses à distance induites par laser. Nous avons donc cherché à caractériser la dynamique spatio-temporelle de l'impulsion en régime de monofilamentation et ses conséquences sur le milieu de propagation. Pour cela, nous avons collaboré avec l'équipe d'Audrius Dubietis, de l'Université de Vilnius, qui a développé une technique d'imagerie de l'impulsion en 3-Dimensions unique au monde. Puis, dans un second temps, avec l'équipe de Jean-Pierre Sessarego du Laboratoire de Mécanique et d'Acoustique de Marseille, et d'Arnaud Couairon du Centre de Physique Théorique de l'Ecole Polytechnique, nous nous sommes concentrés sur le plasma généré dans l'eau et son optimisation pour la génération d'onde acoustique.
La deuxième partie s'attache à l'interaction de deux filaments. J'ai collaboré au début de ma thèse avec Magali Durand. Elle a montré dans une étude précédente que le plasma généré à l'intersection des filaments était responsable d'un transfert d'énergie efficace entre les deux filaments. Nous avons étudié les propriétés de ce plasma et les processus responsables de sa relaxation. Puis nous nous sommes concentrées sur une configuration particulière qui conduit à un processus de conjugaison de phase en régime fortement non-linéaire.
Enfin, dans une dernière partie, j'ai étudié en détail la compression temporelle d'impulsions femtoseconde énergétiques par guidage dans une structure planaire. En collaboration avec Cord Arnold et Anne l'Huillier de l'Université de Lund, nous avons implémenté ce montage de compression sur un laser TW du Lund Laser Center dans le but de générer des harmonique d'ordres élevés avec des impulsions comprimées.

Chapitre 1

Principes physiques

Ce travail de thèse s'inscrit dans le domaine de l'optique ultra-rapide et la physique des hautes intensités. Je me suis particulièrement attachée à étudier expérimentalement plusieurs effets liés à la propagation filamentaire dans les gaz et dans les liquides. Ce chapitre fait donc une rapide introduction à l'optique non-linéaire, puis décrit les processus physiques non-linéaires qui contribuent au phénomène de filamentation laser. Nous verrons enfin comment la filamentation peut être modélisée afin d'appuyer les résultats expérimentaux.

Contents

1.1 Propagation de la lumière dans un milieu transparent . . 5
1.1.1 Le régime linéaire 5
1.1.2 Le régime non-linéaire 7
1.2 Principe de la filamentation laser 8
1.3 Autres effets non-linéaires survenant lors de la filamentation 9
1.3.1 L'auto-modulation de phase 9
1.3.2 Dispersion et dérive de fréquence 10
1.3.3 Observation de l'émission conique 11
1.3.4 Multifilamentation 12
1.4 Modélisation de la propagation filamentaire 12
1.5 Quelques grandeurs caractéristiques 14

1.1 Propagation de la lumière dans un milieu transparent

1.1.1 — Le régime linéaire

Lorsqu'un milieu transparent est éclairé par un faisceau lumineux de faible intensité, les électrons de valence des atomes du milieu se mettent à osciller autour

de leur position d'équilibre sous l'action du champ électrique $\vec{E}$ de l'onde optique. La déformation du nuage électronique induit une polarisation de la matière $\vec{P}$ qui s'écrit :

$$\vec{P}^{(1)} = \varepsilon_0 \chi^{(1)} \vec{E}, \tag{1.1}$$

où ε_0 est la permittivité du vide et $\chi^{(1)}$ est la susceptibilité électrique linéaire. L'oscillation des charges électriques génère un champ d'induction électrique défini par

$$\vec{D} = \varepsilon_0 \vec{E} + \vec{P} = \varepsilon_0 (1 + \chi^{(1)}) \vec{E} = \varepsilon_0 \varepsilon_R \vec{E}, \tag{1.2}$$

avec $1+\chi^{(1)} = \varepsilon_R = n^2$, la permittivité diélectrique relative et n l'indice du milieu.

Prenons une onde électromagnétique définie par un champ électrique $\vec{E}$, un vecteur déplacement électrique $\vec{D}$, un champ magnétique $\vec{H}$ et une induction magnétique $\vec{B}$. La propagation de cette onde dans un milieu matériel est régie par les équations de Maxwell [26] :

$$\vec{\mathrm{rot}} \vec{E} = -\frac{\partial \vec{B}}{\partial t} \tag{1.3}$$

$$\vec{\mathrm{rot}} \vec{B} = \mu_0 \vec{J} + \mu_0 \frac{\partial \vec{D}}{\partial t} \tag{1.4}$$

$$\mathrm{div} \vec{D} = \rho \tag{1.5}$$

$$\mathrm{div} \vec{B} = 0, \tag{1.6}$$

où μ_0 est la perméabilité du vide, $\vec{J}$ est la densité de courant et ρ est la densité volumique de charge libre.
Dans les milieux diélectriques non magnétiques tels que l'air, $\rho = 0$, $\vec{J} = 0$ et $\vec{B} = \mu_0 \vec{H}$. En prenant le rotationnel de l'équation (1.3), on obtient l'équation de propagation linéaire de l'onde électromagnétique :

$$\Delta \vec{E} - \frac{1}{v^2} \frac{\partial^2 \vec{E}}{\partial t^2} = 0, \tag{1.7}$$

où $v = \frac{c}{n}$ est la vitesse dans le milieu de propagation et c est la vitesse de la lumière dans le vide. Dans le cadre de l'approximation paraxiale (c'est-à-dire des rayons proches de l'axe optique et dont l'angle d'incidence par rapport à l'axe est faible), une solution particulière de cette équation est le faisceau gaussien. Un faisceau gaussien se propageant dans le vide est inévitablement soumis à la diffraction, où l'angle de divergence θ est défini comme

$$\tan \theta \simeq \frac{\lambda_0}{\pi w_0}, \tag{1.8}$$

où λ_0 est la longueur d'onde et w_0 le rayon au col du faisceau gaussien. Donc plus le col du faisceau est petit, plus le faisceau sera divergent.

Cependant l'équation (1.7) n'est valable que pour des intensités optiques inférieures à quelques centaines de kW/cm^2. La découverte des lasers capables de générer des faisceaux lumineux intenses (de plusieurs MW/cm^2 à GW/cm^2) a per-

mis d'accéder à un nouveau domaine de l'optique, appelé optique "non-linéaire".

1.1.2 — Le régime non-linéaire

En régime non-linéaire, l'équation constitutive (1.1) n'est plus une fonction linéaire du champ $\vec{E}$, mais devient

$$\vec{P} = \varepsilon_0 \chi^{(1)} \vec{E} + \varepsilon_0 \chi^{(2)} \vec{E}\vec{E} + \varepsilon_0 \chi^{(3)} \vec{E}\vec{E}\vec{E} + \cdots = \vec{P}^{(1)} + \vec{P}^{(NL)}. \tag{1.9}$$

On voit apparaitre ici des produits du champ électrique qui vont permettre le couplage entre différentes composantes spectrales. Dans un cas général, l'équation de propagation devient alors

$$\Delta \vec{E} - \frac{1}{v^2} \frac{\partial^2 \vec{E}}{\partial t^2} = \mu_0 \frac{\partial \vec{J}}{\partial t} + \mu_0 \frac{\partial^2 \vec{P}^{(NL)}}{\partial t^2}. \tag{1.10}$$

Contrairement à l'équation linéaire (1.7), l'équation de propagation peut impliquer des changements de fréquence de la lumière au cours de sa propagation.

Avec la généralisation des lasers, l'optique non-linéaire s'est démocratisée. De nombreux effets non-linéaires sont aujourd'hui couramment utilisés dans l'industrie. Parmi les effets associés à $\chi^{(2)}$ on retrouve le doublage de fréquence ($\omega + \omega = 2\omega$), la somme ou la différence de fréquence ($\omega_1 \pm \omega_2 = \omega_3$), l'effet électro-optique dit Pockels utilisé par les cellules du même nom et la rectification optique, pour la conversion optique-hyperfréquence. Parmi ceux du troisième ordre $\chi^{(3)}$, il y a la génération de troisième harmonique ($\omega + \omega + \omega = 3\omega$), l'effet Kerr optique et la diffusion Raman ou Brillouin.
Chaque milieu de propagation présente une susceptibilité électrique différente. L'origine microscopique de la susceptibilité χ peut être interprétée par le modèle élémentaire de l'électron élastiquement lié :

$$\vec{F}_c + \vec{F}_f + \vec{F}_r = m_e \frac{\partial^2 x}{\partial t^2}, \tag{1.11}$$

où x la position de l'électron oscillant sous l'effet du champ électrique, $\vec{F}_c = q\vec{E}$ est la force de Coulomb, $\vec{F}_f = -m_e \Gamma \frac{dx}{dt}$ est la force de frottement et $\vec{F}_r = -\frac{dV}{dx}$ est la force de rappel, avec q la charge élémentaire de l'électron, m_e la masse de l'électron, Γ le coefficient de friction et V le potentiel dans lequel sont placés les électrons de valence. La polarisation macroscopique qui résulte de N électrons oscillants s'écrit $\vec{P} = Nqx = \varepsilon_0 \chi \vec{E}$, donc $x \equiv \chi$. Pour les matériaux qui présentent des liaisons hétéropolaires, le potentiel s'écrit

$$V = \frac{m_e \omega^2 x^2}{2} + \frac{m_e a x^3}{3} + \frac{m_e b x^4}{4} + \cdots .$$

Dans le cas de matériaux où les liaisons sont homopolaires (matériaux dits centro-symétriques), la symétrie de la liaison réduit l'expression du potentiel V aux seuls termes en puissances paires. La force de rappel $\vec{F}_r$, par la dérivée du terme V, ne donnera alors que des termes x en puissances impaires, équivalent donc à des

susceptibilités électriques χ d'ordres impaires. Dans ce travail de thèse, je n'ai travaillé qu'avec des milieux centro-symétriques (gaz, eau). La propagation de l'impulsion est donc uniquement régie par des susceptibilités d'ordres impaires (généralement d'ordre trois).

1.2 Principe de la filamentation laser

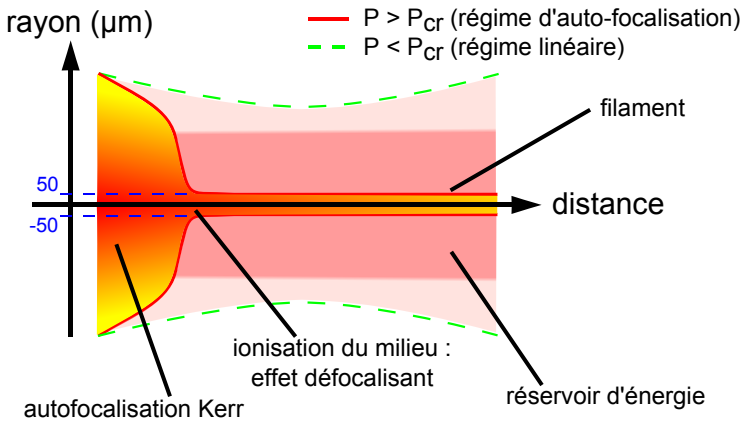


Figure 1.1: Schéma du phénomène de filamentation. A la courtoisie de G. Point.

La commercialisation des lasers femtoseconde a généralisé l'utilisation des impulsions laser de plusieurs gigawatts en laboratoire et dans l'industrie. Dans ces régimes de puissance, l'impulsion modifie instantanément l'indice du milieu dans lequel elle se propage. C'est l'effet Kerr optique qui s'écrit

$$n = n_0 + n_2 I(t), \tag{1.12}$$

où n_0 est l'indice linéaire du milieu et n_2 l'indice non-linéaire Kerr. Dans le cas d'un faisceau à profil d'intensité gaussien, la variation de l'indice du milieu suit la variation d'intensité. L'indice du milieu est donc plus élevé au centre que sur les bords du faisceau. Le milieu agit alors comme une lentille convexe et fait naturellement converger le faisceau pourtant initialement collimaté. Faible au début, l'effet Kerr devient de plus en plus fort à mesure que le faisceau se propage en se focalisant. Ainsi, si la puissance initiale P du faisceau dépasse une valeur critique P_{cr}, la diffraction naturelle ne pourra pas arrêter l'auto-focalisation. Pour un faisceau gaussien P_{cr} est définie par [27] :

$$P_{\mathrm{cr}} = \frac{3,77\lambda_0^2}{8\pi n_0 n_2}. \tag{1.13}$$

Par exemple, la puissance critique d'un faisceau de longueur d'onde 800 nm qui se propage dans l'air est 5 GW [28]. Avec une impulsion d'une durée de 50 fs, cela ne représente qu'une énergie de 250 μJ. Dans l'eau, l'indice non-linéaire est mille fois plus élevé ($n_2 = 4,1 \times 10^{-16}$ cm^2/W [29]). La puissance critique n'est donc que

de 1,8 MW et seulement 100 nJ sont nécessaires pour déclencher l'effondrement par effet Kerr. La distance pour laquelle un faisceau collimaté va s'effondrer est assez bien définie par une formule semi-empirique [27] :

$$L_{\mathrm{C}} = \frac{0,367 L_{\mathrm{DF}}}{\sqrt{\left[(P/P_{\mathrm{cr}})^{1/2} - 0,852\right]^2 - 0,0219}}, \tag{1.14}$$

où L_{DF} est la longueur de Rayleigh du faisceau. Par exemple un faisceau de puissance $P = 10P_{\mathrm{cr}}$ et de rayon $w_0 = 0{,}5$ cm, s'effondrera après 15,6 m de propagation dans l'air. Mais avant que le faisceau n'atteigne des diamètres plus petits que la longueur d'onde, l'intensité est telle que l'ionisation du milieu par un processus multiphotonique devient possible. Il se forme alors un plasma peu dense (dans l'air $\rho \approx 10^{16}$ électrons par cm^3) qui a pour conséquence d'arrêter l'effondrement du faisceau. D'une part, l'absorption multiphotonique réduit l'intensité du faisceau et donc l'effet de focalisation Kerr ; d'autre part le plasma induit une variation d'indice négative qui va agir comme une lentille divergente pour le faisceau, de la forme [30] :

$$n = n_0 + n_2 I(t) - \frac{\rho(I)}{2n_0\rho_c}, \tag{1.15}$$

où ρ_c est la densité électronique critique pour laquelle le plasma devient réfléchissant à la longueur d'onde λ_0. A 800 nm, elle vaut [11]

$$\rho_c = \frac{\varepsilon_0 m_e \omega_0^2}{q^2} = 1,7 \times 10^{21}\,\mathrm{cm}^{-3}, \tag{1.16}$$

avec $\omega_0 = 2\pi c/\lambda_0$ la pulsation laser. S'ensuit le régime dit de filamentation où une intensité élevée et quasi constante est conservée dans le cœur du faisceau sur une grande distance, laissant dans le sillage de l'impulsion une mince colonne de plasma (d $\approx$ 100 μm dans l'air) faiblement ionisé, qui peut se maintenir sur plusieurs dizaines de mètres [23] (figure 1.2). Interprétée initialement comme un équilibre entre effet Kerr et ionisation, la filamentation s'est révélée être le résultat d'une compétition dynamique entre l'effet Kerr, l'ionisation et la diffraction qui peut donner lieu à la formation de sous impulsions et à des refocalisations multiples de l'impulsion.

1.3 Autres effets non-linéaires survenant lors de la filamentation

1.3.1 — L'auto-modulation de phase

Une conséquence de l'effet Kerr est la modification du spectre de l'impulsion laser. Ce phénomène est appelé auto-modulation de phase et peut être décrit de la façon suivante.

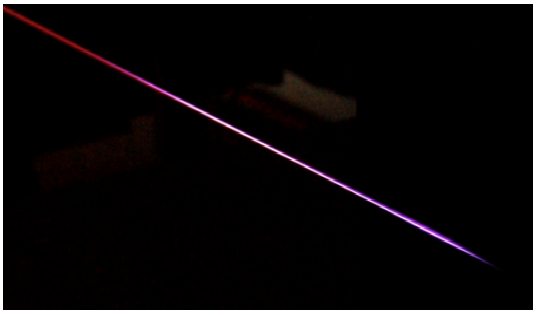


Figure 1.2: Photographie d'un filament de quelques dizaines de centimètres produit dans l'air. La couleur bleutée est due à la fluorescence de l'azote dans le plasma.

La phase instantanée est définie par

$$\phi(t) = \omega_0 t - \frac{2\pi}{\lambda_0} n(I) z, \tag{1.17}$$

où z est la longueur de propagation. On peut définir la pulsation instantanée

$$\omega(t) = \frac{d\phi(t)}{dt} = \omega_0 - \frac{2\pi z}{\lambda_0}\frac{dn}{dt}, \tag{1.18}$$

avec

$$\frac{dn}{dt} = n_2 \frac{dI}{dt}. \tag{1.19}$$

Il est donc clair, d'après l'équation (1.18), que l'impulsion va subir au cours de sa propagation un élargissement spectral autour de la pulsation centrale. Le front de l'impulsion, où la dérivée de l'intensité est positive, engendre des basses fréquences alors que l'arrière, à dérivée négative, génère des hautes fréquences. Le spectre de l'impulsion, initialement large de quelques nm autour de la longueur d'onde centrale λ_0, peut s'élargir par auto-modulation de phase du proche ultraviolet (UV) au proche infrarouge (IR) [31, 32]. On l'appelle le continuum de lumière blanche.

1.3.2 — Dispersion et dérive de fréquence

Toute impulsion ayant un spectre large est soumise au phénomène de dispersion de vitesse de groupe. Lors de la propagation en milieu dispersif, l'indice de réfraction dépend de la pulsation ω et est donné par l'équation empirique de Sellmeier :

$$n^2(\lambda) = 1 + \frac{B_1\lambda^2}{\lambda^2 - C_1} + \frac{B_2\lambda^2}{\lambda^2 - C_2} + \frac{B_3\lambda^2}{\lambda^2 - C_3}, \tag{1.20}$$

où λ est la longueur d'onde dans le vide et $B_{1,2,3}$ et $C_{1,2,3}$ sont les coefficients de Sellmeier définis expérimentalement pour chaque milieu. L'équation (1.20) permet

de calculer la relation de dispersion dans le milieu de propagation

$$k(\omega) = \frac{n(\omega)\omega}{c}, \tag{1.21}$$

où $k(\omega)$ est le vecteur d'onde de l'impulsion. La vitesse de groupe v_g est alors définie comme

$$v_g = \frac{\partial \omega}{\partial k}. \tag{1.22}$$

Dans un milieu où la dispersion est positive ($v_g > 0$), les fréquences dites "rouges" ($\lambda > \lambda_0$) se propagent plus vite que les fréquences dites "bleues" ($\lambda < \lambda_0$). C'est-à-dire que, qu'après la propagation, une impulsion de phase temporelle initialement plate va voir ses fréquences rouges accumulées à l'avant de l'impulsion et ses fréquences bleues accumulées à l'arrière. Ceci a pour effet d'élargir temporellement l'impulsion. L'impulsion présente alors une dérive de fréquence (ou "chirp" en anglais) dont le paramètre C est décrit par [33] :

$$C = -\sqrt{\left(\frac{t_c}{t_p}\right)^2 - 1}, \tag{1.23}$$

où t_c est la durée de l'impulsion chirpée et t_p est la durée minimale de l'impulsion. Cet effet est particulièrement prononcé dans les milieux tels que l'eau ou le verre. Pour produire des impulsions ultracourtes (5-10 fs), le contrôle de cette dispersion est capital. Pour compenser la dérive de fréquence on utilise généralement des miroirs chirpés (miroirs diélectriques multi-couches à dispersion négative) après la propagation non-linéaire.

Figure 1.3: Photographie de l'émission conique après filamentation dans un bloc d'Hérasil (silice) d'une épaisseur de 3 cm, pour un faisceau de 50 μJ, 50 fs, $\lambda_0 =$ 800 nm.

1.3.3 — Observation de l'émission conique

Un phénomène remarquable associé à la filamentation laser s'appelle l'émission conique [34, 35]. Dans le champ lointain, le continuum s'organise en cercles concentriques, où les longueurs d'onde rouges forment les cercles les plus proches

du centre alors que les longueurs d'onde bleues se situent en périphérie (figure 1.3).

1.3.4 — Multifilamentation

L'intensité au cœur du filament est saturée à une valeur de l'ordre de $\approx 10^{13}$ W/cm^2. Lorsque l'apport de puissance est largement supérieur à la puissance critique, le faisceau se scinde en plusieurs filaments. Tous les filaments n'apparaissent pas à la même distance et leur interaction est complexe au cours de la propagation du faisceau [36]. C'est le régime de multifilamentation. Les faisceaux de forte puissance présentent généralement un front d'onde inhomogène dû à l'accumulation des bruits de la chaîne laser. Ces zones de surintensités, amplifiées par effet Kerr à mesure qu'elles se propagent, forment les lieux privilégiés pour la génération de multifilaments (figure 1.4). C'est ce qu'on appelle l'instabilité modulationnelle [11]. On peut tirer parti de ce phénomène pour organiser spatialement les multifilaments, en déformant volontairement le front d'onde avec un masque de phase ou d'amplitude et ainsi créer des matrices de filaments [37].

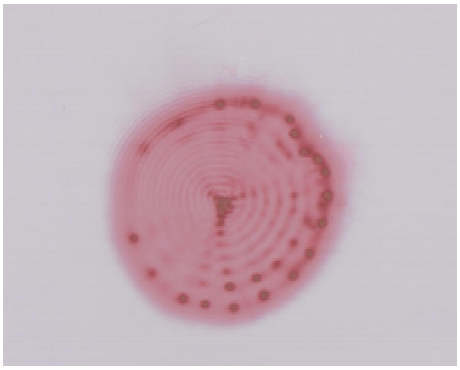


Figure 1.4: Impact du faisceau sur papier photographique après 37 m de propagation dans l'air. Distance focale 50 m, énergie incidente 250 mJ, durée d'impulsion 700 fs ($P = 72P_{\mathrm{cr}}$). On peut voir l'impact des filaments à la périphérie du faisceau.

1.4 Modélisation de la propagation filamentaire

Les simulations présentées dans cette étude ont été réalisées par Arnaud Couairon du Centre de Physique Théorique de l'Ecole Polytechnique, avec qui l'équipe d'Aurélien Houard collabore étroitement depuis de nombreuses années. Pour cela, il a développé un code numérique qui rend compte de la propagation non-linéaire d'une impulsion laser intense dans un milieu qui peut être gazeux, liquide ou solide. Je vais décrire rapidement le principe de la modélisation effectuée par A. Couairon. Plus d'informations peuvent être trouvées dans la référence [38].

Une impulsion femtoseconde est une oscillation électromagnétique sinusoïdale, 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, l'impulsion peut être initialement décrite par l'équation suivante :

$$E(\vec{r},t,0) = \mathscr{E}(\vec{r},t,0)e^{-i\omega_0 t}, \tag{1.24}$$

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

$$\mathscr{E}(\vec{r},t,0) = \mathscr{E}_0 e^{\left(-\frac{r^a}{w_0^a}-\frac{t^2}{t_p^2}-iC\frac{t^2}{t_p^2}\right)}, \tag{1.25}$$

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

En régime non-linéaire, la propagation dans un milieu matériel, selon l'axe $\vec{z}$, de cette impulsion polarisée linéairement, est dictée par l'équation (1.10). Dans le régime de filamentation, nous avons vu qu'un plasma peu dense est généré. La densité de courant J n'est donc plus nulle. Pour décrire l'évolution de l'impulsion selon l'axe de propagation, il faut résoudre l'équation d'enveloppe non-linéaire (encore appelée équation de Schrödinger non-linéaire). En supposant l'enveloppe $\mathscr{E}(r,t,z)$ lentement variable dans le temps et en travaillant dans le domaine fréquentiel ($\mathscr{E}(r,t,z) \to \tilde{\mathscr{E}}(r,\omega,z)$) on obtient :

$$\frac{\partial\tilde{\mathscr{E}}}{\partial z} = \frac{i}{2k(\omega)}\Delta_\perp\tilde{\mathscr{E}} + i\sum_{p=2}^{\infty}\frac{k_0^{(p)}}{p!}(\omega-\omega_0)^p\,\tilde{\mathscr{E}} + \frac{1}{2\varepsilon_0 cn(\omega)}\left(i\omega\tilde{P}-\tilde{J}\right), \tag{1.26}$$

avec

$$k_0^{(p)} = \left.\frac{\partial^p k}{\partial\omega^p}\right|_{\omega_0}. \tag{1.27}$$

Le premier terme de l'équation (1.26) exprime l'effet de la diffraction du faisceau dans le plan transverse ($\vec{x}$,$\vec{y}$). Le second traduit la dispersion de vitesse de groupe en tenant compte de la dispersion aux ordres élevés $k_0^{(p)}$, calculée à partir de la relation de Sellmeier (équation (1.20)) appliquée à l'indice de réfaction du milieu $n(\omega)$. Le troisième terme de l'équation regroupe les effets non-linéaires associés à la polarisation et à la densité de courant :

- le premier terme de polarisation en $\chi^{(3)}$, l'effet Kerr P_{Ke}, responsable de l'auto-focalisation :

$$P_{Ke}(t) = 2\varepsilon_0 n_0 n_2 |E|^2 E(t), \tag{1.28}$$

- les pertes non-linéaires J_{nl} qui reflètent la quantité d'énergie nécessaire à l'ionisation :

$$J_{nl}(t) = \frac{W\left(|E|^2\right)}{|E|^2}\left(\rho_{at}-\rho(t)\right)E(t), \tag{1.29}$$

  avec ρ_{at} la densité électronique des atomes neutres,

- et les effets de plasma J_{pl}, c'est-à-dire la défocalisation par le plasma et

l'absorption plasma

$$\frac{\partial J_{pl}(t)}{\partial t} + \frac{J_{pl}(t)}{\tau_c} = \frac{q^2}{m_e}\rho(t)E(t), \tag{1.30}$$

où τ_c est le temps de transfert de quantité de mouvement par collision.

On remarque que les équations (1.29) et (1.30) dépendent de la densité électronique $\rho(t)$. Son évolution peut être décrite par l'équation suivante :

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} = W\left(|E|^2\right)(\rho_{at} - \rho) + \frac{\sigma}{U_i}\rho|E|^2, \tag{1.31}$$

où le premier terme traduit la photo-ionisation et le second terme l'ionisation par avalanche. Dans le cas de la filamentation, la photo-ionisation est principalement issue d'un processus multiphotonique et on peut écrire $W(X) = \sigma_M X^M$, où σ_M est la section efficace de l'ionisation multiphotonique à M photons. Le nombre de photons simultanés nécessaires pour libérer un électron est défini par

$$M = \lfloor \frac{U_i}{\hbar\omega_0} \rfloor + 1, \tag{1.32}$$

où U_i est le potentiel d'ionisation de l'atome. Par exemple, pour l'air $M = 11$.

La résolution numérique des deux équations couplées (1.26) et (1.31) va permettre de simuler le phénomène de filamentation. Un exemple de simulation réalisée pour une impulsion à 800 nm se propageant dans l'eau est présentée en figure 1.5. Les simulations permettent d'évaluer le diamètre du faisceau, l'intensité dans le filament et de la densité de plasma générée ainsi que les déformations spatio-temporelles de l'impulsion.

1.5 Quelques grandeurs caractéristiques

J'ai essentiellement étudié la propagation filamentaire dans l'air et dans l'eau, à deux longueurs d'onde 800 nm et 400 nm. Dans le tableau 1.1 sont reportées les valeurs de quelques grandeurs caractéristiques. λ_0, n, n_2, P_{cr} et M sont définis précédemment dans ce chapitre. γ est l'absorption linéaire. $k_0^{(2)}$ est défini par l'équation (1.27) et dénote la dispersion de vitesse de groupe.

	λ_0 (nm)	n	n_2 (cm^2/W)	P_{cr}	M	γ (cm^{-1})	$k_0^{(2)}$ (fs^2/cm)
Air	800	1.0003 [39]	7,4×10^{-20} [28]	5 GW	11	négligeable	0,2
Eau	400	1,34 [40]	4,1×10^{-16} [29]	0,4 MW	3	5×10^{-4} [41]	850
	800	1,33 [40]	4,1×10^{-16} [29]	1,8 MW	5	0,02 [41]	250

Table 1.1: Grandeurs caractéristiques des milieux étudiés dans cette thèse.

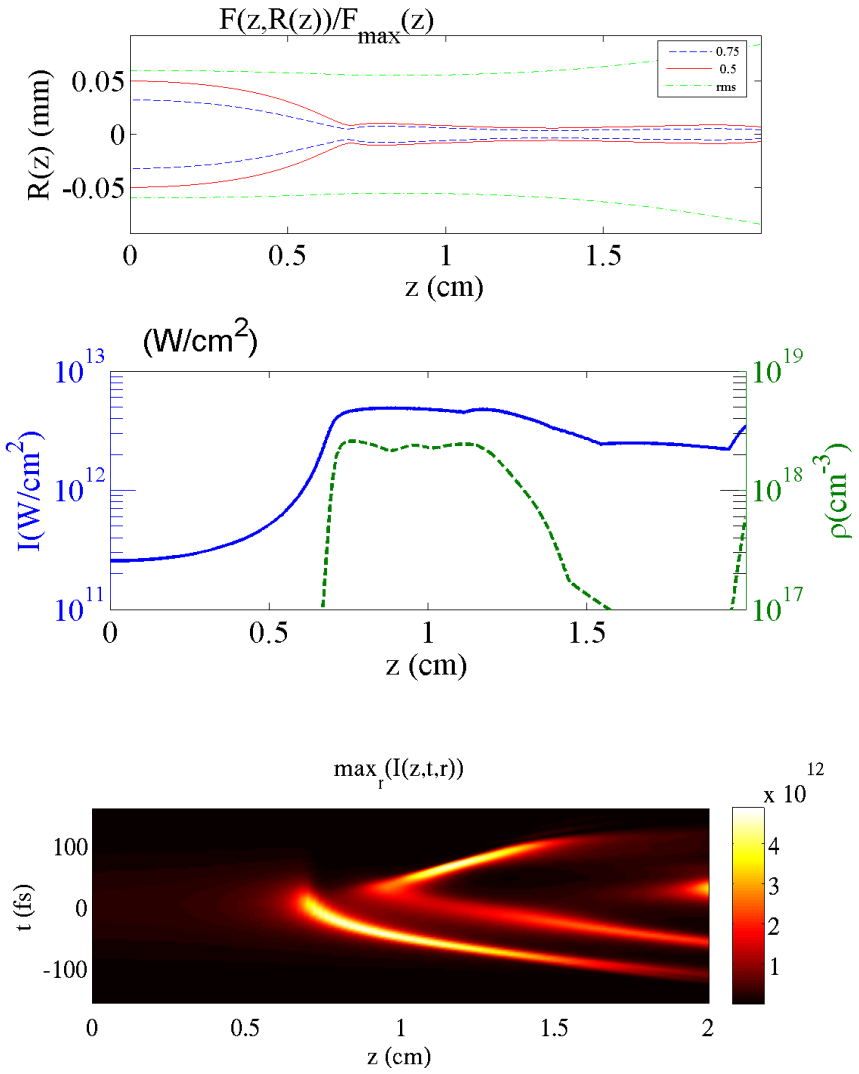


Figure 1.5: Résultats de simulation pour une impulsion de 4 μJ, 50 fs, 800 nm, non focalisée se propageant dans l'eau et dont le rayon à mi-hauteur vaut $w_0 = 50$ μm. En haut : évolution du diamètre du faisceau. Au milieu : évaluation de l'intensité dans le filament et de la densité de plasma généré. En bas : évolution temporelle de l'impulsion.

Première partie

Etude de la filamentation laser dans l'eau

Chapitre 2

Imagerie en 4D de l'impulsion au cours de sa propagation

Résumé

Experimental characterization of filaments in water has been performed with laser pulses at 400 nm. By means of 3D-mapping of the intensity distribution in the filament, the temporal dynamic was observed for different focusing geometries. The possibility to change the thickness of the medium, i.e., the length of nonlinear propagation, allows a 4D reconstruction of the pulse intensity I(x,y,z,t) during its nonlinear propagation. Pulse splitting phenomena were observed and connected for the first time with spatial and spectral signatures and nonlinear losses in the medium. Guided by simulations, we highlighted the prevailling role of multiphoton absorption in the filament evolution and laser energy deposition in water.

Nous présentons la caractérisation expérimentale de la propagation dans l'eau d'une impulsion femtoseconde à 400 nm en régime de monofilamentation. La distribution d'intensité de l'impulsion dans le filament a été reconstruite en 3-dimensions pour différentes géométries de focalisation. L'augmentation de l'épaisseur de l'échantillon a permis de suivre l'évolution spatio-temporelle de l'impulsion en 4-dimensions au cours de la propagation non-linéaire. Nous avons mis en corrélation les transformations spatio-temporelles avec leurs signatures dans les domaines spatial, spectral et énergétique. 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 l'effet Kerr et l'absorption multiphotonique.

Contents

2.1 Introduction **20**
2.2 Propagation non-linéaire d'une impulsion et techniques d'imageries **21**
2.3 Principe de l'imagerie en 3-Dimensions **22**
2.4 Montage expérimental pour un suivi en 4-dimensions . . **23**

2.4.1 Description du montage expérimental 24
2.4.2 Exemple de reconstruction de la distribution d'intensité en 3D 26
2.5 Capture de la dynamique spatio-temporelle de l'impulsion 26
2.5.1 Mesure du diamètre du faisceau 28
2.6 Signature spectrale et émission conique 29
2.7 Dynamique temporelle et signature spatiales, spectrales et énergétiques 31
2.8 Discussion des résultats et étude numérique 33
2.8.1 Paramètres des simulations 33
2.8.2 Influence des paramètres physiques sur le processus de dédoublement de l'impulsion 33
2.8.3 Résultats des simulations et comparaison avec les résultats expérimentaux 35
2.9 Mesures en condition de forte ouverture numérique . . . 37
2.10 Conclusion 39

2.1 Introduction

La compréhension de la propagation d'une impulsion laser femtoseconde intense au cours de sa propagation est capitale dans de nombreux domaines. Notamment pour les applications qui nécessitent un contrôle précis du dépôt d'énergie dans le milieu de propagation : chirurgie oculaire ou cérébrale par laser [42, 43, 44, 45], lithotripsie [46] ou génération de sources acoustiques [47]. Dans ces cas, il est nécessaire de déposer l'énergie laser dans une zone localisée et à distance, à l'intérieur du milieu. La propagation filamentaire femtoseconde est donc intéressante. La première observation d'une telle propagation dans l'eau est rapportée en 2003 par Dubietis *et al.* avec des impulsions de 170 fs, 527 nm [48]. Depuis, la filamentation dans l'eau a été étudiée en détail pour différentes longueurs d'onde (527 et 1055 nm [49, 50]). Mais pour optimiser un dépôt local d'énergie, il faut limiter la consommation d'énergie par absorption linéaire en amont de la zone ciblée. Dans l'eau, il est alors judicieux de travailler dans le domaine de l'ultraviolet (UV) et de se concentrer sur la filamentation d'une impulsion à 400 nm.
D'un point de vue expérimental, étudier la dynamique d'une impulsion au cours de sa propagation est complexe. Les techniques de mesure les plus répandues découplent le domaine temporel et le domaine spatial. Ces mesures fournissent des images post-propagation, qui ne gardent pas la marque de l'ensemble des événements qui se sont produits. Pourtant, la propagation de l'impulsion est complexe impliquant une compétition entre de nombreux effets linéaires et non-linéaires : auto-focalisation Kerr, diffraction, absorption multiphotonique, défocalisation par le plasma et dispersion de vitesse de groupe. De ce fait, l'impulsion subit d'importantes déformations au cours de sa propagation et il est nécessaire de mesurer sa distribution d'intensité en plusieurs dimensions.

Ce chapitre présente une étude expérimentale en 4-Dimensions de la propagation d'une impulsion femtoseconde UV dans l'eau. Les mesures reposent sur l'uti-

lisation d'une technique d'imagerie permettant de reconstruire le profil de l'impulsion en 3D (x,y,t) développée par l'équipe d'Audrius Dubietis de l'université de Vilnius. L'étude dans un liquide a permis de suivre l'évolution de l'impulsion au cours de sa propagation, délivrant la première caractérisation de la dynamique spatio-temporelle de l'impulsion en 4D (x,y,t,z). Nous avons mis en évidence la corrélation entre les divisions spatio-temporelles de l'impulsion et leurs signatures dans les domaines spatial et spectral, et les pertes en énergie. Avec l'aide d'une analyse théorique, nous avons identifié les effets non-linéaires prépondérants régissant la propagation de l'impulsion UV dans l'eau.

2.2 Propagation non-linéaire d'une impulsion et techniques d'imageries

La propagation d'une impulsion dans un milieu non-linéaire est étudiée depuis de nombreuses années. Dès les années 60, McAllister [51] observe avec un laser Rubis Q-switché nanoseconde une modification de l'enveloppe temporelle de l'impulsion après la traversée d'une cellule de nitrobenzène. La contraction de l'impulsion est attribuée aux effets d'auto-focalisation Kerr. De nombreuses équipes développent des modèles de propagation du faisceau pour comprendre l'évolution temporelle de l'impulsion [52, 53, 27, 54]. Progressivement, l'ensemble des effets linéaires et non-linéaires est pris en compte dans les codes de propagation : auto-focalisation, dispersion de vitesse de groupe (GVD) [55, 56], absorption multiphotonique (MPA) [57] et génération de plasma [58], résultant en une ou des divisions temporelles de l'impulsion au cours de sa propagation. La première mise en évidence expérimentale des divisions temporelles est attribuée à Ranka *et al.* [59] qui l'observent après que l'impulsion ait traversé un bloc de verre (BK7), grâce à un auto-corrélateur. L'évolution de l'impulsion selon un scénario dynamique est finalement introduit par Mlejnek *et al.* [60, 61]. Dans ce scénario dit de "reconstruction dynamique", l'impulsion se contracte par l'effet d'auto-focalisation au cours de sa propagation. L'intensité croît donc de manière drastique. L'avant de l'impulsion génère dans son sillage un plasma qui défocalise la partie arrière. L'intensité décroît, ainsi que la génération de plasma, laissant place à la refocalisation de l'énergie arrière en une nouvelle impulsion centrale. Ce cycle de défocalisation-refocalisation peut se produire plus d'une fois.
Différentes méthodes ont été développées pour capturer expérimentalement l'évolution temporelle de l'impulsion :

- avec un auto-corrélateur [62, 63],
- avec un FROG (Frequency Resolved Optical Gating) [64, 65],
- par FTOP (Femtosecond Time-resolved Optical polarigraphy) [66, 67],
- ou par imagerie transverse par contraste de phase [68, 69].

Ces méthodes ne mesurent pas la dynamique de l'impulsion. L'auto-corrélateur et le FROG fournissent une trace dans le domaine temporel du profil de l'impulsion. Le FTOP utilise l'effet de biréfringence induite par l'impulsion dans le milieu de propagation sur un faisceau sonde se propageant perpendiculairement. Dans

cette géométrie, l'impulsion se déplace pendant qu'elle est sondée, ce qui réduit la résolution temporelle de la technique. De plus, le changement de polarisation de la sonde par biréfringence est analysé en projetant l'intensité sur un axe de polarisation menant à une intégration spatiale. L'information obtenue n'est donc qu'une trace temporelle de l'impulsion en fonction de l'axe de propagation. Quand à l'imagerie transverse, elle permet d'observer le plasma induit par l'impulsion laser mais ne permet pas de remonter à la forme de l'impulsion dans les trois dimensions.
Il a donc été développé une technique de meilleure résolution capable de capturer l'intensité de l'impulsion en 3-dimensions (x,y,t). Cette technique, appelée "3D-mapping", est fondée sur un échantillonnage non-linéaire et permet de reconstruire avec une résolution femtoseconde la distribution spatio-temporelle de l'impulsion en 3D [70, 71]. C'est cette technique que nous avons utilisée pour caractériser la propagation de l'impulsion UV.

2.3 Principe de l'imagerie en 3-Dimensions

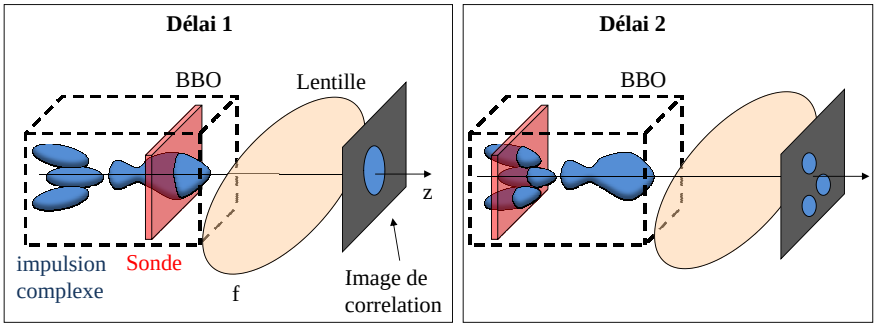


Figure 2.1: Représentation schématique de la technique de corrélation croisée.

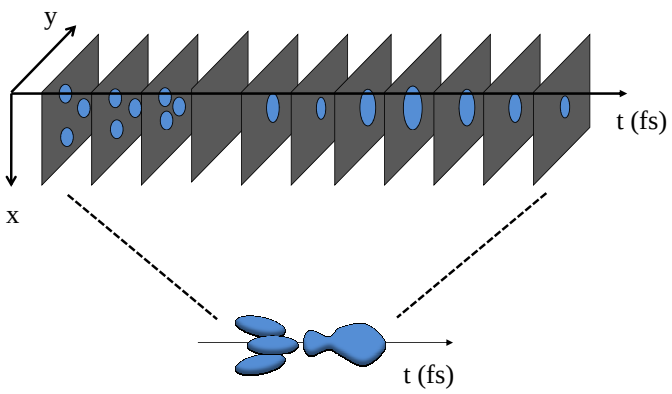


Figure 2.2: Schéma de la reconstruction en 3D de l'impulsion à partir des images de corrélation.

La technique d'imagerie en 3-Dimensions a été développée en 2004 par Trull *et al.* [72, 73, 74]. Résolue dans l'espace et le temps, elle permet de reconstruire la structure de l'impulsion aussi complexe qu'elle soit après une interaction non-linéaire dans un milieu dense. La méthode est fondée sur la mesure du signal de corrélation entre l'impulsion (objet) et un faisceau sonde (référence) au sein d'un cristal non-linéaire, généralement de β-barium borate (BBO) (voir figure2.1).

Prenons deux paquets d'onde, objet E_O et référence E_R, dont le champ électrique réel s'expriment comme suit :

$$E_O = \Psi_O(x, y, z, t)e^{i\left(\omega_1 t - k_{\omega_1} z\right)}, \tag{2.1}$$

$$E_R = \Psi_R(x, y, z, t)e^{i\left(\omega_2 t - k_{\omega_2} z\right)}, \tag{2.2}$$

où les fonctions complexes Ψ_O et Ψ_R sont les enveloppes lentement variables des ondes à la fréquence ω_1 et ω_2 respectivement.

Le recouvrement dans le cristal de ces deux paquets d'onde génère un signal S via un mécanisme de somme ou de différence de fréquences qui contient les informations d'une tranche de l'objet. Dans l'hypothèse où l'épaisseur du cristal Δz reste petite devant les longueurs caractéristiques du système (longueur non-linéaire, de dispersion, de diffraction, de double réfraction (appelée walk-off)), et que la durée de l'impulsion de référence soit suffisamment courte par rapport à celle de l'objet pour être assimilée à un dirac, S s'écrit alors [74] :

$$S(x, y, z_0, \tau_1) \simeq (\sigma\Delta z)^2 \int_{-\infty}^{\infty} |\Psi_O(x, y, \tau, z_0)|^2 \times |\Psi_R(x, y, \tau - \tau_1, z_0|^2 \mathrm{d}\tau \tag{2.3}$$

$$\propto (\sigma\Delta z)^2 |\Psi_R|^2 I(x, y, z_0, \tau_1), \tag{2.4}$$

avec $I = |\Psi_O|^2$ l'intensité de l'objet, σ le terme de couplage non linéaire, z_0 la position du cristal sur l'axe de propagation et τ_1 le retard entre l'objet et la référence. Pour éviter d'endommager le cristal, il est souhaitable de le placer loin de la zone de propagation non-linéaire. On peut s'affranchir alors des effets de la diffraction en ajustant judicieusement le système d'imagerie associé à la caméra [74]. Ainsi, on peut reconstruire la distribution d'intensité à la position de l'objet réel, dans notre cas, à la sortie de la cuvette d'eau.

Le signal S est imagé sur une caméra CCD pour être enregistré. En changeant le retard de la référence, le jeu d'images du signal S obtenu permet de reconstruire la distribution d'intensité $I(x, y, z_0, \tau)$ de l'impulsion en 3D (figure 2.2).

2.4 Montage expérimental pour un suivi en 4-dimensions

Les expériences ont été réalisées à l'Université de Vilnius en Lituanie en collaboration avec l'équipe du Pr. A. Dubietis et d'Arnaud Couairon du Centre de Physique Théorique de l'Ecole Polytechnique, dans le cadre d'un projet LaserLab II (accord numéro 228334).

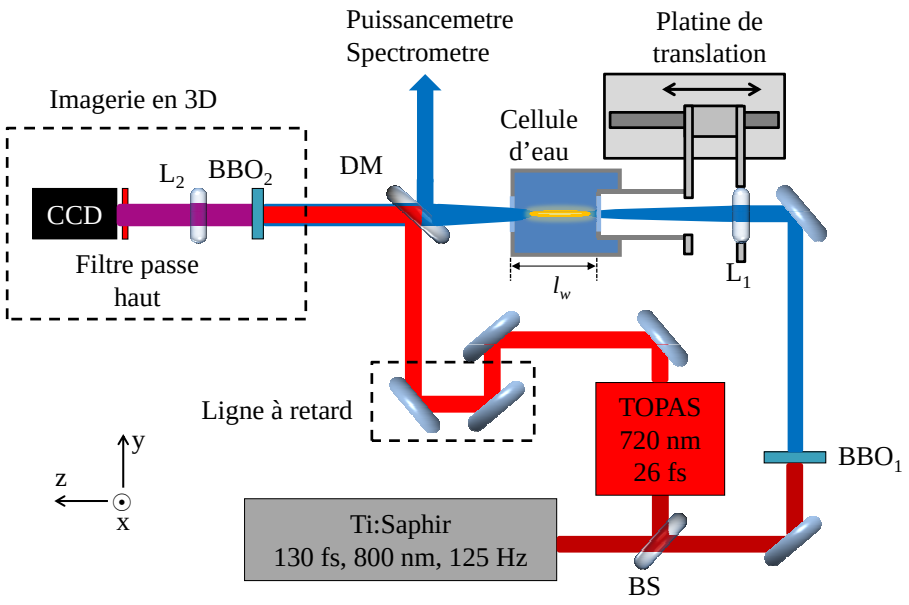


Figure 2.3: Montage expérimental. BS : séparatrice. L_1 : lentille convergente (f = 50 mm, 200 mm ou 300 mm). L_2 : lentilles d'imagerie (deux focales de 125 mm). DM : miroir dichroïque. TOPAS : amplificateur paramétrique optique non-colinéaire (NOPA). La longueur de la cuvette d'eau l_w est variable de 4 mm à 40 mm.

2.4.1 — Description du montage expérimental

Le montage de l'expérience est représenté en figure 2.3. Le laser utilisé est une chaîne Ti :Saphir amplifiée (Spitfire PRO, Newport-Spectra Physics) délivrant des impulsions de 130 fs à 800 nm de quelques millijoules à la cadence de 125 Hz. A la sortie du laser, on sépare le faisceau en deux. La partie principale du faisceau est utilisée pour générer le filament à 400 nm. Dans ce but, le faisceau est doublé en fréquence par un cristal de β-borate de baryum (BBO_1) d'un millimètre d'épaisseur pour générer une impulsion de 100 fs à 400 nm. Après filtrage de la longueur d'onde fondamentale, ce faisceau est focalisé par la lentille L_1 dans une cuvette d'eau dont la longueur l_w est variable de 4,5 mm à 40 mm. Comme on peut le voir sur le schéma, la lentille L_1 est solidaire de la fenêtre d'entrée de la cuvette. L'ensemble coulisse dans la structure extérieure grâce à une platine de translation, tandis que la sortie de la cuvette reste fixe. Cette solidarité permet d'augmenter la longueur de propagation dans l'eau sans modifier les conditions de focalisation à l'entrée de la cuvette.
La seconde partie du faisceau est envoyée dans un amplificateur paramétrique optique non-colinéaire (NOPA), qui délivre une impulsion sonde de 26 fs à 720 nm. A la sortie de la cuvette, l'impulsion UV est soit caractérisée par un spectromètre ou un puissancemètre, soit recombinée à la sonde et envoyée dans le montage d'imagerie 3D, réglé de sorte à imager la sortie de la cuvette. Les impulsions interagissent dans le BBO_2 (20 μm, type I) et génèrent par différence de fréquence

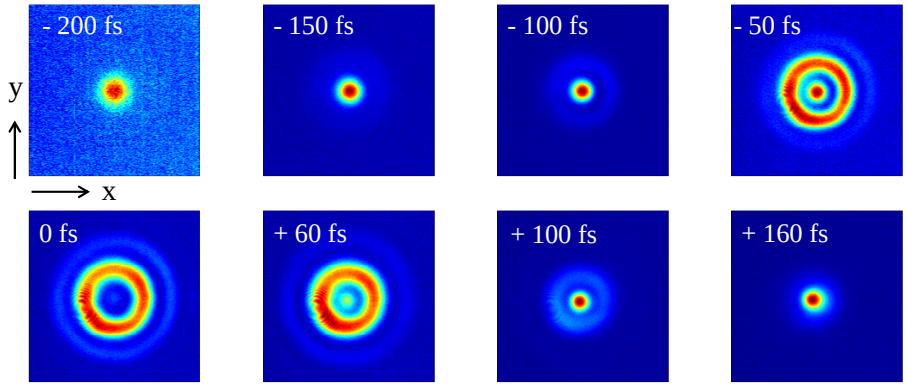


Figure 2.4: Images CCD de la corrélation entre l'impulsion et la sonde, générées au sein du BBO_2 pour $f = 300$ mm, E_i=100 nJ, $l_w = 26$ mm. Les temps indiqués représentent le retard entre l'impulsion et la sonde. La séquence est enregistrée pour un pas de 10,5 fs.

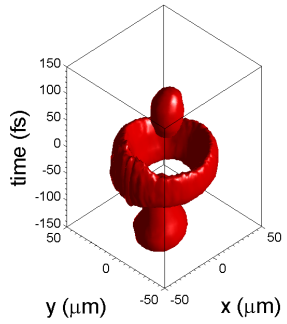


Figure 2.5: Assemblage des images de corrélation de la figure 2.4 et représentation en 3D selon x, y et t. La distribution est tracée pour un niveau d'intensité supérieur à 20 % du maximum.

un signal de longueur d'onde centrale 900 nm. Ce signal est filtré par un passe haut et enregistré par une caméra CCD (JAI A-1) en fonction du retard appliqué à la sonde.
La reconstruction systématique de la distribution d'intensité $I(x, y, t)$, pour chaque valeur de l_w (c'est à dire la longueur de propagation non-linéaire), permet de suivre l'évolution de l'impulsion au cours de sa propagation (selon $\vec{z}$) et de reconstruire la distribution d'intensité en 4-Dimensions $(I(x, y, t), z)$, que l'on notera par la suite $I(x, y, z, t)$.
Nous avons étudié l'influence de l'ouverture numérique et de l'énergie incidente sur la dynamique spatio-temporelle de l'impulsion. Pour cela, nous avons utilisé trois ouvertures numériques différentes. Le diamètre du faisceau incident étant d'un millimètre et les focales utilisées pour l'expérience de 50 mm, 200 mm ou 300 mm, les ouvertures numériques correspondantes sont donc 0,017, 0,0043 et 0,0028. La gamme d'énergie utilisée est de 70 nJ à 450 nJ ce qui correspond à une

puissance incidente variant de 1,6 à 10,5 P_{cr} (P_{cr} = 0,4 MW).

2.4.2 — Exemple de reconstruction de la distribution d'intensité en 3D

Pour cet exemple, le filament est généré par un faisceau d'énergie incidente 100 nJ, focalisé par une lentille de focale f = 300 mm. L'impulsion se propage dans la cuvette dont la longueur est fixée à 26 mm avant d'être sondée dans le BBO_2. En changeant le retard de la sonde par pas de 10,5 fs, une séquence d'images de corrélation, spatialement résolues, est enregistrée par la camera (figure 2.4). On peut voir que l'avant et l'arrière de l'impulsion (temps négatifs/positifs) restent focalisés sur l'axe alors que la partie centrale se présente sous forme d'anneau. En assemblant ces images, on obtient la distribution d'intensité $I(x, y, t)$ de l'impulsion en 3D. La figure 2.5 représente la distribution pour un niveau d'intensité supérieur à 20 % du maximum.

2.5 Capture de la dynamique spatio-temporelle de l'impulsion

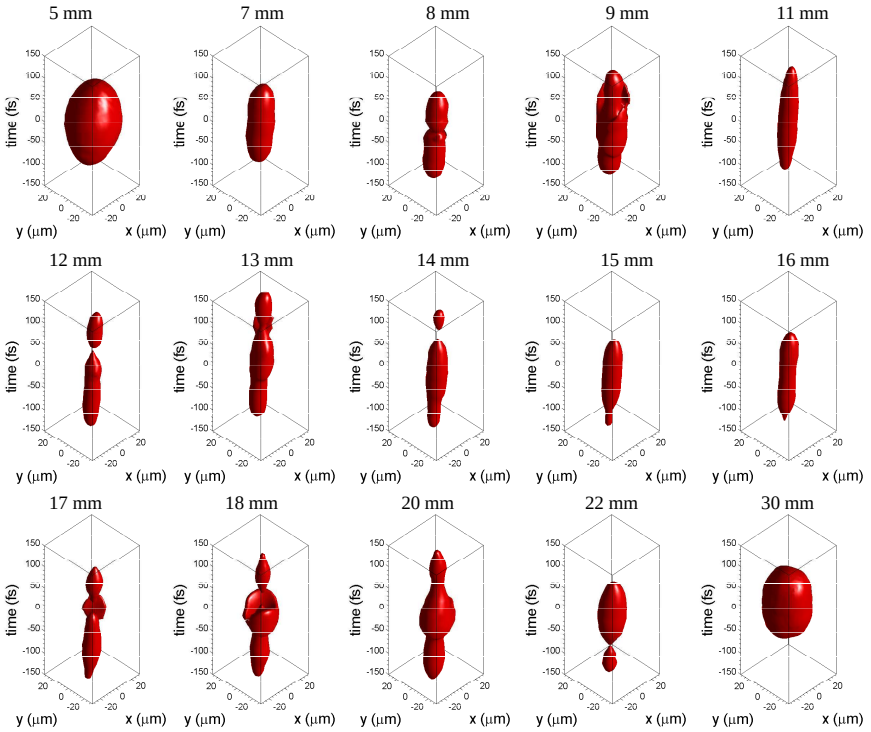


Figure 2.6: Suivi de la distribution d'intensité d'une impulsion de 400 nm, 100 fs au cours de sa propagation dans l'eau. l_w est augmentée progressivement de 5 mm à 30 mm. E_i = 450 nJ, L_1 : 200 mm. Les distributions ont été tracées pour un niveau d'intensité supérieur à 30 % du maximum. Taille de chaque fenêtre : 60 μm × 60 μm × 300 fs. La direction de propagation va de haut en bas (des temps positifs vers les temps négatifs).

Afin d'obtenir une imagerie en 4-Dimensions, la longueur de la cuvette a été allongée par pas successif de 1 à 2 mm de 5 mm jusqu'à 30 mm. Pour chaque distance de propagation dans la cuvette, la distribution d'intensité de l'impulsion a été reconstruite en 3D. On peut donc voir en figure 2.6 la représentation en 4D de l'évolution non-linéaire d'une impulsion au cours de sa propagation, pour une énergie de 450 nJ (10 P_{cr}) et une ouverture numérique de 1/200 . On peut voir que la dynamique de l'impulsion est complexe. L'impulsion, de forme initialement gaussienne, se contracte spatialement avant de subir une première division après 8 mm. L'impulsion se reforme et se divise encore à 12 mm. L'opération recommence et on peut voir une dernière division à 17 mm. Finalement, l'impulsion retrouve sa forme gaussienne au bout de 30 mm.

Cette planche est la première mise en évidence expérimentale du modèle de reconstruction dynamique de Mljenek *et al.* [60, 61]. Bien qu'établi dans l'air, les expériences montrent que certaines de ses prédictions s'appliquent aussi à la filamentation dans les milieux condensés, tel que l'eau. L'impulsion subit des divisions et des reconstructions cycliques au cours de sa propagation. Mais contrairement au modèle, on observe la coexistence simultanée des sous-impulsions avant (temps négatifs) et arrière (temps positifs) de l'impulsion. Effectivement, selon le modèle, le plasma généré par le front avant de l'impulsion défocalise complètement le front arrière, qui participe, à plus longue distance, à la reconstruction centrale. Je reviendrai dans la section 2.8 sur l'interprétation de cette observation.

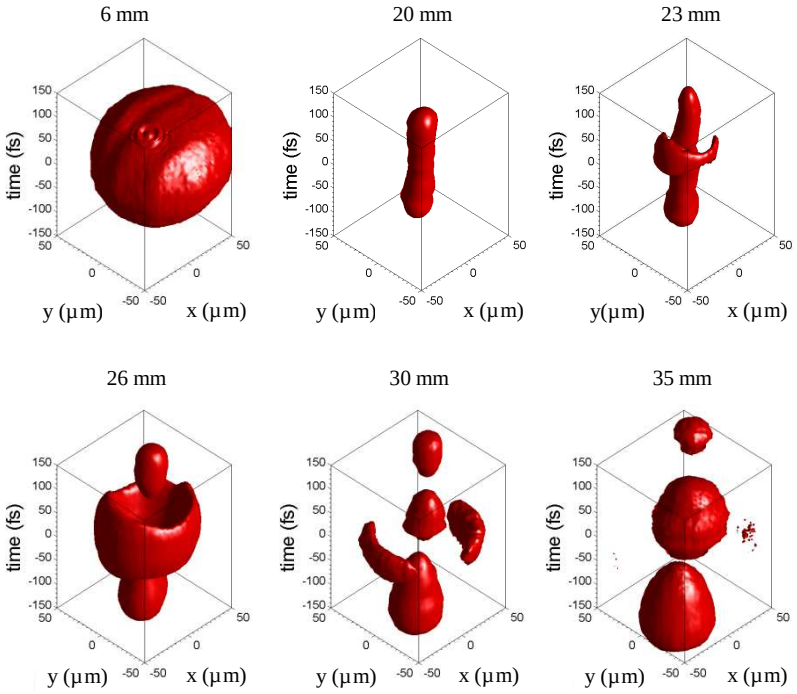


Figure 2.7: Suivi de la distribution d'intensité d'une impulsion de 400 nm, 100 fs au cours de sa propagation dans l'eau. l_w est augmentée progressivement de 6 mm à 35 mm. E_i = 100 nJ, L_1 : 300 mm. Les distributions ont été tracées pour un niveau d'intensité supérieur à 20 % du maximum.

Afin d'observer le mécanisme de division plus en détail, l'énergie incidente a été réduite à 100 nJ (2,3 P_{cr}) et l'ouverture numérique à 1/300 (voir figure 2.7). La dynamique est alors plus lente et l'impulsion ne se divise qu'une seule fois durant la propagation à $l_w = 23$ mm. Tandis que l'avant et l'arrière de l'impulsion restent focalisés, la partie centrale est défocalisée en forme d'anneau. Bien que la dynamique soit plus rapide dans les conditions expérimentales précédentes, on distingue la formation de l'anneau pour l_w= 9, 17 et 18 mm sur la figure 2.6. Par la suite, les impulsions divisées continuent à s'éloigner du centre pendant que l'énergie contenue dans l'anneau est refocalisée pour reconstruire une impulsion sur l'axe ($l_w = 30$ mm). Enfin, l'ensemble de la distribution spatio-temporelle fini par s'agrandir dans les trois dimensions sous l'effet de la diffraction.

2.5.1 — Mesure du diamètre du faisceau

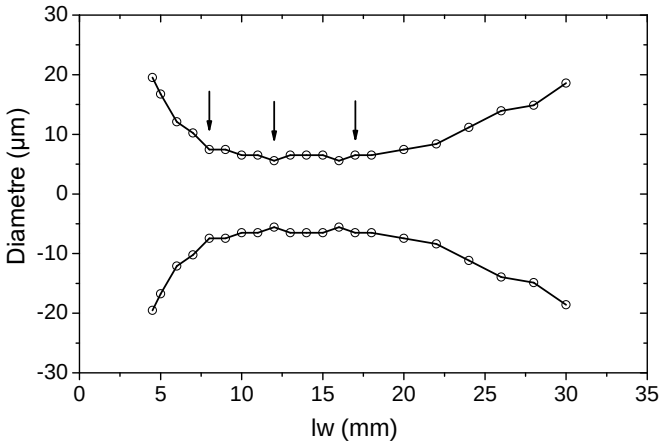


Figure 2.8: Evolution du diamètre du faisceau en fonction de la distance de propagation pour $E_i = 450$ nJ, L_1 : 200 mm. Les flèches indiquent la position des divisions de l'impulsion.

La mesure d'intensité permet de déduire le diamètre du faisceau au cours de sa propagation. Pour cela, il faut calculer sa fluence F, définie par l'intégrale dans le temps de la distribution d'intensité $I(x, y, z, t)$, comme indiqué par l'équation (2.5).

$$F(r, \theta, z) \equiv \int I(rcos\theta, rsin\theta, z, t)dt. \tag{2.5}$$

On définit pour $\forall(\theta, z)$, $R(\theta, z)$ la répartition de la distribution de la fluence à mi hauteur telle que :

$$F(R(\theta, z), \theta, z) = 0.5F_{max}(z), \tag{2.6}$$

avec F_{max}, le maximum pour tout $(\vec{r}, \theta)$ de $F(r, \theta, z)$. Le diamètre est ensuite déterminé en moyennant $R(\theta, z)$ sur l'angle θ tel que $D(z) \equiv \langle 2R(\theta, z)\rangle$.

La figure 2.8 montre l'évolution du diamètre du faisceau au cours de sa pro-

pagation dans l'eau dans les conditions de la figure 2.6. Le faisceau se maintient focalisé avec un diamètre de 16 μm environ sur une distance de 12 mm. Les flèches indiquent la position des divisions de l'impulsion déterminées par l'imagerie 4D. On peut voir qu'à chaque division de l'impulsion correspond une contraction spatiale.

2.6 Signature spectrale et émission conique

On étudie maintenant l'évolution du spectre de l'impulsion au cours de sa propagation. Les spectres représentés dans cette section sont tous pris sur l'axe de propagation et moyennés sur 2000 tirs avec un écart type de la densité spectrale σ égal à 10^{-3}.

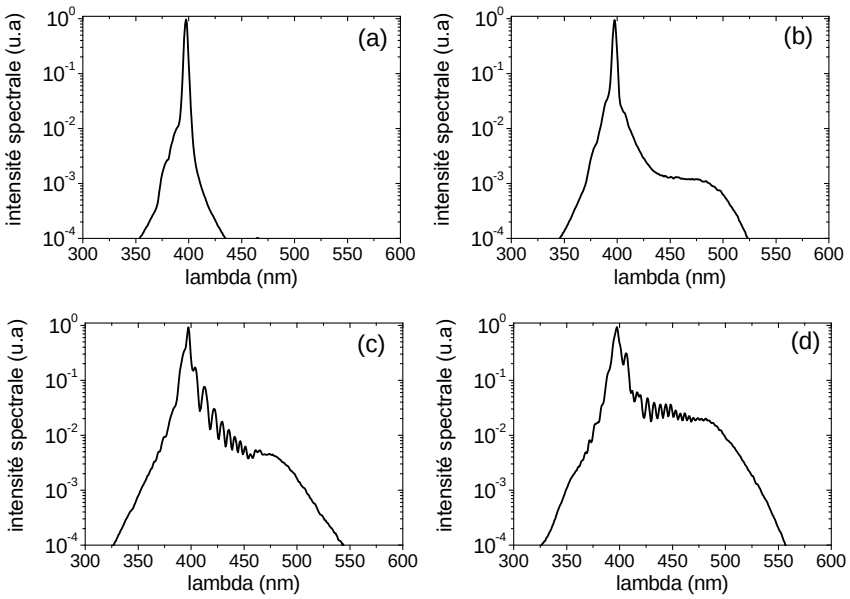


Figure 2.9: Spectre de l'impulsion à la sortie de la cuvette. (a) spectre initial (l_w = 6 mm), (b) spectre après la première division (l_w = 10 mm), (c) spectre après la deuxième division (l_w = 13 mm), (d) spectre après la troisième et dernière division (l_w = 18 mm). E_i = 450 nJ, L_1 : 200 mm.

La figure 2.9 représente l'intensité spectrale normalisée pour différentes longueurs de propagation, dans les conditions expérimentales de la figure 2.6. Pour rappel, dans ces conditions, les divisions ont lieu à l_w = 8, 12 et 17 mm. Le premier graphique représente le spectre initial de l'impulsion (a), pris après 6 mm de propagation. Le spectre est centré autour de 400 nm. Après la première division, la mesure à l_w = 10 mm montre un spectre élargi vers les grandes longueurs d'onde (b). A la deuxième, des modulations apparaissent (c), et on observe une sur-modulation après la troisième division (d). Les modulations spectrales visibles après les deuxième et troisième divisions ont déjà été observées numériquement et expérimentalement dans les références [56, 59, 75]. Elles résultent de l'interférence

des spectres émis par chaque sous-impulsion.
L'enregistrement du spectre à chaque distance de propagation permet de suivre sa construction progressive. L'évolution du spectre de l'impulsion en fonction de la distance de propagation est représentée sur la figure 2.10. Les trois divisions (D1,2,3) sont indiquées par les traits en pointillés. La figure montre clairement que les divisions de l'impulsion sont associées à une signature dans le spectre. Il est à noter que l'élargissement n'est pas symétrique et s'étend fortement vers les longueurs d'onde "rouges". C'est surprenant puisque les travaux précédents portant sur la génération de super-continuum par un faisceau infrarouge ou visible mentionnent un élargissement vers le bleu, que ce soit dans les liquides [76, 77, 78] ou dans les gaz [79]. Nous reviendrons sur ce point plus tard.

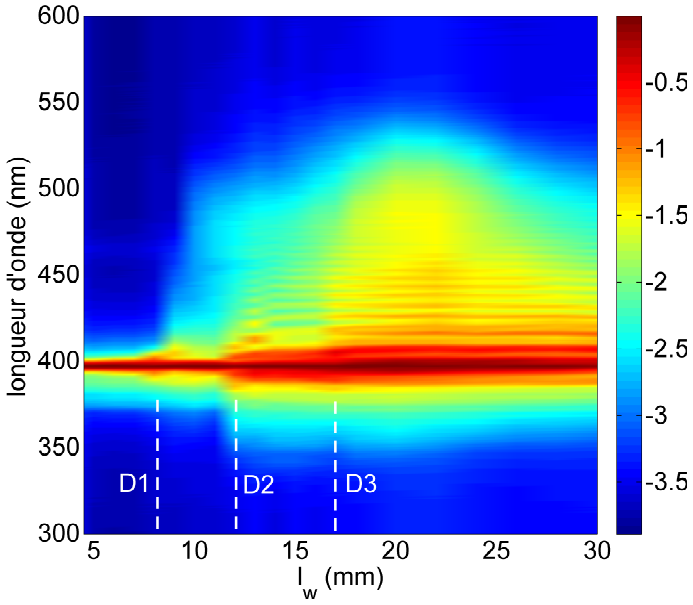


Figure 2.10: Spectre de l'impulsion au cours de sa propagation dans l'eau. l_w est augmentée progressivement de 5 mm à 30 mm. Di marquent les positions des divisions successives observées par imagerie 4D. E_i = 450 nJ, L_1 : 200 mm.

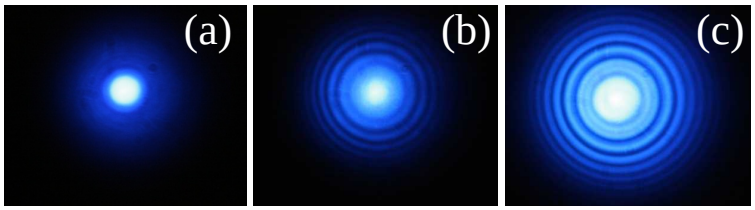


Figure 2.11: Photographies de l'émission conique prises à la sortie de cuvette sur un écran, pour l_w = 10 mm (a), 13 mm (b) et 18 mm (c). E_i = 450 nJ, L_1 : 200 mm.

La signature des divisions a aussi été observée en champ lointain. Des photographies de l'émission conique à la sortie de la cuvette ont été prises après chaque

division. Après la première division, l'allure de l'émission conique sur la figure 2.11 (a) est lisse. Elle apparait modulée après la deuxième division (b) et les anneaux deviennent plus brillants suite à la dernière division. La persistance de la signature des divisions successives dans l'émission conique permet de suivre et détecter les événements très facilement sans appareils ou techniques d'imagerie complexes. Pour l'ensemble des géométries de focalisation étudiées, nous avons mesuré les mêmes caractéristiques spectrales tant que l'impulsion dispose d'une énergie suffisamment grande pour provoquer des divisions.

Dans la partie suivante, je présente plus en détail les résultats obtenus avec la lentille de focale f = 300 mm de façon à analyser la portée des divisions temporelles sur la dynamique spatiale et spectrale.

2.7 Mise en corrélation de la dynamique temporelle et des signature spatiales, spectrales et énergétiques

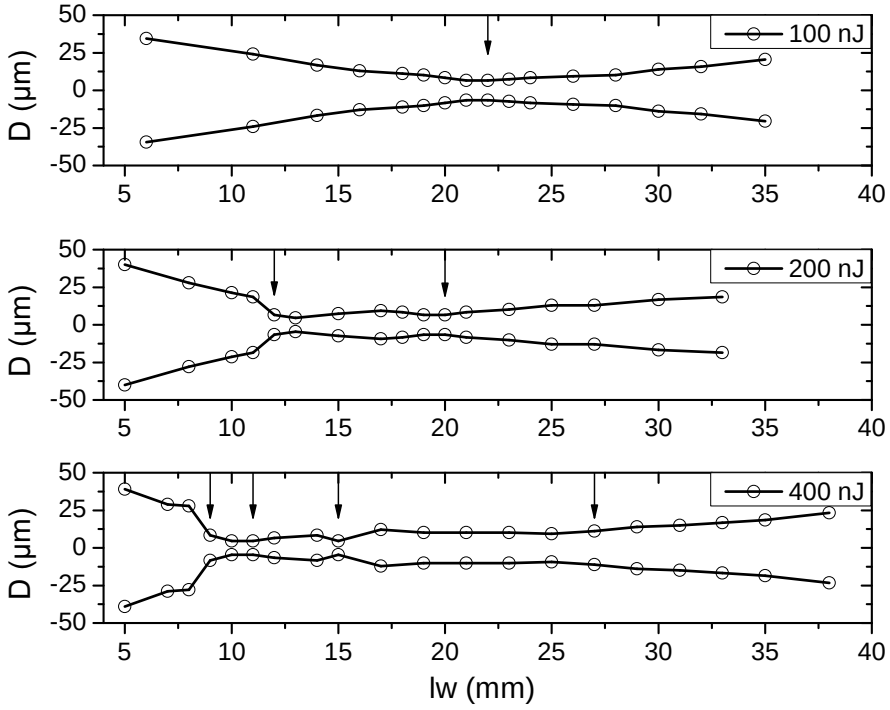


Figure 2.12: Evolution du diamètre du faisceau en fonction de la longueur de propagation. L'énergie incidente est augmentée progressivement à 100 nJ, 200 nJ et 400 nJ. L_1 = 300 mm. Les flèches indiquent la position des divisions de l'impulsion (voir tableau 2.1).

Pour une géométrie de focalisation à faible ouverture numérique (1/300), l'énergie incidente a été augmentée de 100 nJ à 400 nJ. Le suivi de la distribution d'intensité en 4D a été enregistré systématiquement. L'allure des planches

	D1	D2	D3	D4
100 nJ	22 mm			
200 nJ	12 mm	20 mm		
300 nJ	9 mm	11 mm	15 mm	27 mm

Table 2.1: Tableau répertoriant la position des divisions en fonction de l'énergie incidente pour $L_1 = 300$ mm

sont similaires à celles présentées dans la section 2.5. Les positions des divisions pour chaque énergie sont répertoriées dans le tableau 2.1. On observe que plus l'énergie incidente est élevée, plus l'apparition de divisions est rapide et fréquente. Dans la suite, j'indique la position des divisions par des flèches placées sur les graphiques.

L'évolution du diamètre du faisceau au cours de sa propagation pour les trois énergies incidentes est représentée à la figure 2.12. Pour 200 nJ et 400 nJ, l'autofocalisation du faisceau et sa propagation sous forme de filaments jusqu'à plusieurs dizaines de millimètres sont bien visibles. Dans cette géométrie, il est clair que les divisions sont associées à une contraction spatiale du faisceau.

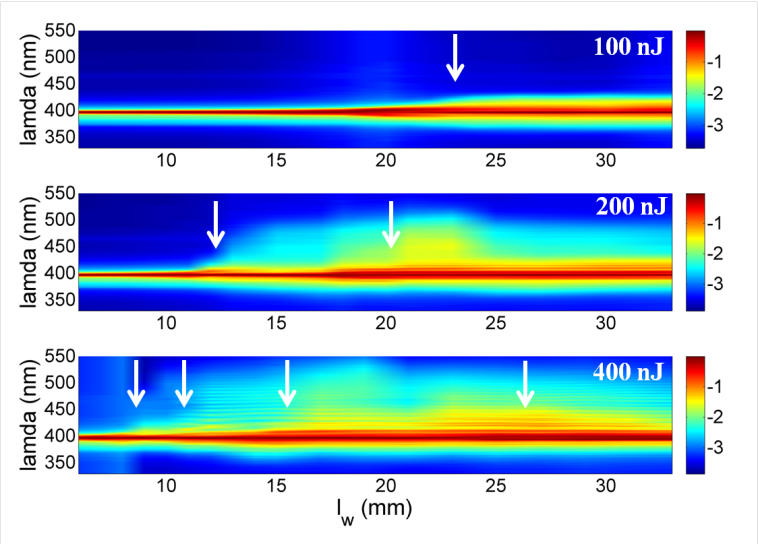


Figure 2.13: Evolution du spectre de l'impulsion au cours de sa propagation dans l'eau pour une énergie incidente de 100 nJ, 200 nJ et 400 nJ. $L_1 = 300$ mm. Les flèches indiquent la position des divisions de l'impulsion (voir tableau 2.1).

L'évolution des spectres en fonction de l'énergie est présentée à la figure 2.13. Avec l'énergie croissante, la structure du spectre devient de plus en plus complexe, puisque les divisions sont plus nombreuses. Encore une fois, on remarque la nette corrélation entre les divisions et l'apparition d'un élargissement spectral ou de modulations.

Enfin, l'énergie transmise à la sortie de la cuvette a été mesurée pour deux

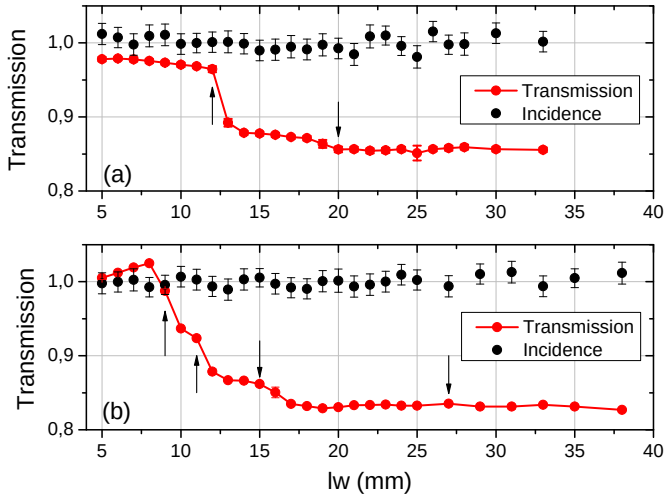


Figure 2.14: Transmission de la cuvette en fonction de sa longueur. $L_1 = 300$ mm, (a) $E_i = 200$ nJ, (b) $E_i = 400$ nJ. Les flèches indiquent la position des divisions de l'impulsion (voir tableau 2.1). L'énergie incidente est suivie par prélèvement avant la cuvette.

énergies incidentes 200 nJ et 400 nJ. A 100 nJ, la mesure n'a pas été effectuée dû à la limite de sensibilité des détecteurs. La transmission est tracée en rouge sur la figure 2.14. A chaque division détectée par l'imagerie 4D, la transmission chute "en marche d'escalier" indiquant que les divisions sont associées à une absorption d'énergie. La première division absorbe significativement l'énergie tandis que les divisions suivantes sont moins consommatrices. A plus longue distance de propagation, la transmission se stabilise autour de 0,85, malgré les dernières divisions détectées autour de 20 mm et 27 mm.

2.8 Discussion des résultats et étude numérique

L'étude numérique a été conduite par Arnaud Couairon du CPHT. Dans cette partie, on interprète théoriquement les résultats expérimentaux en s'appuyant sur les simulations.

2.8.1 — Paramètres des simulations

Les paramètres utilisés pour les simulations sont présentés dans le tableau 2.2.

2.8.2 — Influence des paramètres physiques sur le processus de dédoublement de l'impulsion

Quels sont les différents mécanismes responsables des divisions temporelles ? Dans les simulations, il est facile de discriminer les effets physiques. A titre d'exemple, prenons une impulsion initiale de forme gaussienne, de longueur d'onde

indice de réfraction	n_0	1,33	[40]
indice Kerr	n_2 (cm^2/W)	$4,1 \times 10^{-16}$	[29]
nombre de photons pour ioniser	M	3	
coefficient MPA	η_3 (cm^3/W^2)	$5,4 \times 10^{-24}$	[80]
énergie d'ionisation	U_i (eV)	6,5	[81]
temps de collision	τ_c (fs)	1	[81]
recombinaison	β (cm^3/s)	2×10^{-9}	[82]
densité des neutres	ρ_{at} (cm^{-3})	$6,7 \times 10^{22}$	[81]
densité critique du plasma	ρ_c (cm^{-3})	7×10^{21}	

Table 2.2: Tableau répertoriant les valeurs des paramètres utilisés pour les simulations dans l'eau avec une impulsion laser à $\lambda = 400$ nm.

400 nm, se propageant dans l'eau. La figure 2.15 trace son évolution en fonction du temps et de la distance de propagation en ne considérant que l'autofocalisation par effet Kerr, la diffraction et l'un des effets suivants : l'absorption multi-photonique (MPA) seule, l'effet de défocalisation par le plasma seul puis en ajoutant la dispersion de vitesse de groupe (GVD).

Lorsque que l'on considère la MPA, l'impulsion subit de multiples divisions et refocalisations, tout en gardant une structure symétrique. La MPA est une absorption locale qui a lieu dans les zones de forte intensité. L'autofocalisation Kerr est globale, là où la puissance est supérieure à P_{cr}. La compétition entre ces deux effets permet aux impulsions divisées de se propager, une vers les temps négatifs dite superluminale (i.e. $v_+ > v$), l'autre vers les temps positifs dite subluminale (i.e. $v_- < v$) [68], où v_+ est la vitesse de l'impulsion superluminale, v_- est la vitesse de l'impulsion subluminale et $v = c/n$ est la vitesse de propagation dans l'eau.

Si maintenant on considère les effets de défocalisation par le plasma, l'impulsion perd sa symétrie et on assiste à l'émergence d'une seule impulsion superluminale. Dans ce cas, la simulation s'arrête vers 2 cm, car la durée d'impulsion décroît systématiquement sous la résolution temporelle, aussi fine soit elle. Elle ne converge pas vers un équilibre entre effet Kerr et défocalisation plasma. Le plasma est un effet défocalisant non-instantané. Généré par le front avant, il va défocaliser uniquement l'arrière de l'impulsion. Le front avant, où l'intensité est maximum, subit quant à lui une forte focalisation par effet Kerr. Les deux effets ne peuvent pas s'équilibrer et conduisent à des durées d'impulsion qui n'ont plus rien de physique.

Afin de comparer les scénarii "MPA" et "défocalisation plasma" sur la même longueur de propagation, il faut ajouter au plasma l'effet de GVD, qui permet à la simulation de converger. On voit cependant que l'impulsion reste asymétrique. L'impulsion superluminale apparaît la première suivie de l'impulsion subluminale. Il en résulte la propagation d'une impulsion unique, super ou subliminale sans coexistence simultanée des deux sous-impulsions.

Les résultats expérimentaux montrent un mécanisme de division symétrique où les deux sous-impulsions coexistent. Il semblerait donc que l'absorption multiphotonique soit l'effet prédominant régissant la propagation de l'impulsion UV

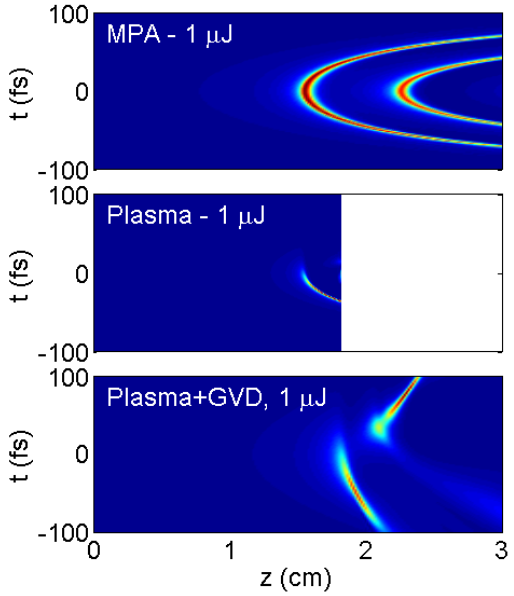


Figure 2.15: Scénarii des mécanismes de division en ne prenant en compte que l'auto-focalisation par effet Kerr et l'un des effets physiques suivants : MPA pour absorption multi-photonique, Plasma pour l'effet de défocalisation par le plasma et plasma+GVD en ajoutant la dispersion de vitesse de groupe.

dans l'eau.

2.8.3 — Résultats des simulations et comparaison avec les résultats expérimentaux

Les mesures expérimentales faites en 4D avec la lentille de 300 mm permettent de tracer la distribution d'intensité axiale $I(x = y = 0, z, t)$ en fonction de la longueur de propagation (figure 2.16). L'énergie incidente de l'impulsion est indiquée sur chaque graphique. Les flèches blanches indiquent la position des divisions détectées par l'imagerie 4D. A 100 nJ on observe nettement l'augmentation d'intensité à $l_w = 22$ mm, jusqu'à la division en deux impulsions distinctes se propageant simultanément vers les temps positifs et négatifs. En augmentant l'énergie à 200 nJ, la dynamique est plus rapide. La première focalisation est plus près de l'entrée de la cuvette, suivie d'une division. Un autre cycle de focalisation/division a lieu à 20 mm. Les sous-impulsions sont de courtes durées et évoluent très rapidement. Ainsi, il est difficile de suivre leurs propagations, car la durée de la sonde ($\simeq$ 26 fs) limite la résolution temporelle et nous manquons de résolution le long de l'axe de propagation. On peut percevoir quand même une évolution générale symétrique. Enfin, à 400 nJ, l'impulsion est plus chahutée mais on observe les mêmes évènements.

Les résultats de simulation du profil d'intensité et des densités électroniques correspondantes sont présentés en figure 2.17 et 2.18. La figure 2.17 a été obtenue en utilisant la valeur d'indice Kerr la plus récente rapportée dans la littérature

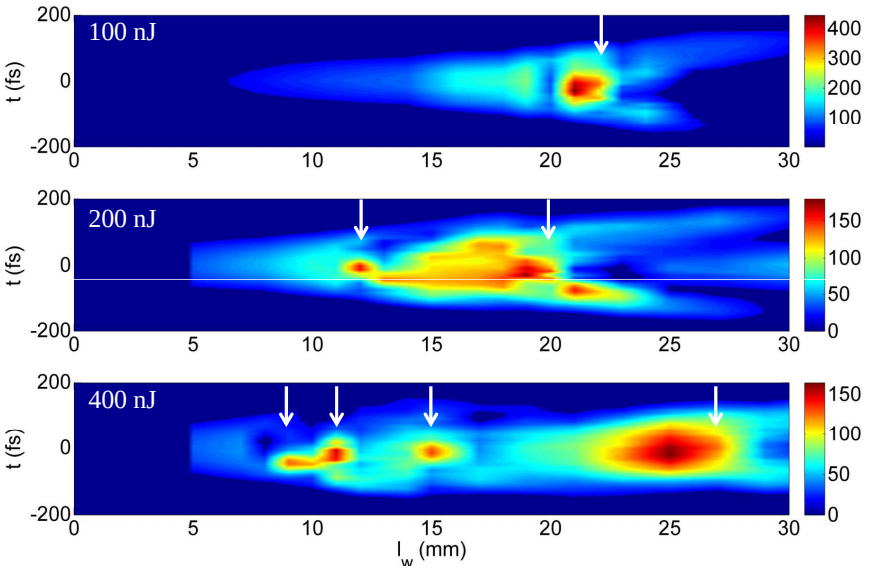


Figure 2.16: Profils temporels de la distribution axiale d'intensité $I(x = 0, y = 0, z, t)$ en fonction de la longueur de propagation l_w obtenus expérimentalement à 100 nJ, 200 nJ et 400 nJ. $L_1 = 300$ mm. Les flèches indiquent la position des divisions de l'impulsion (voir tableau 2.1).

($n_2 = 1,7 \times 10^{-16}$ cm^2/W [83]). La gamme d'énergie a été ajustée pour obtenir un nombre de divisions équivalent aux expériences. Avec l'énergie croissante, la dynamique est plus rapide et les divisions temporelles sont plus nombreuses, comme observé expérimentalement. En revanche, les niveaux d'énergie considérés ici sont bien plus élevés que ceux des résultats expérimentaux. Une autre différence concerne le processus de division. Mis à part à 1 μJ, où les sous-impulsions coexistent au cours de la propagation, pour les plus hautes énergies, on voit l'émergence d'une seule impulsion super ou subluminale. Cette situation asymétrique est expliquée par un rôle prédominant du plasma. Cette interprétation est appuyée par la présence d'un long canal de plasma à 4 et 8 μJ d'une densité électronique d'environ 5×10^{19} cm^{-3}.

Le meilleur accord avec les résultats expérimentaux est obtenu pour $n_2 = 4,1 \times 10^{-16}$ cm^2/W [29] (figure 2.18). La gamme d'énergie, le nombre de divisions, leurs positions et le processus de division quasi-symétrique sont en bon accord avec les expériences. Les courbes de densité électronique montrent une génération localisée de plasma confirmant un faible impact du plasma sur la propagation de l'impulsion.

Dans l'eau, dans le domaine de l'infrarouge, le plasma défocalise rapidement l'arrière de l'impulsion qui ne reste visible que sur une faible distance de propagation [84]. Dans l'UV, nos résultats suggèrent que l'absorption multiphotonique est responsable des divisions temporelles. Elle arrête l'effondrement du faisceau en défocalisant la partie centrale de l'impulsion. La formation de l'anneau pourrait également provenir d'une défocalisation par le plasma. Mais la présence systématique de l'impulsion arrière exclut un rôle dominant du plasma. Pour toutes les

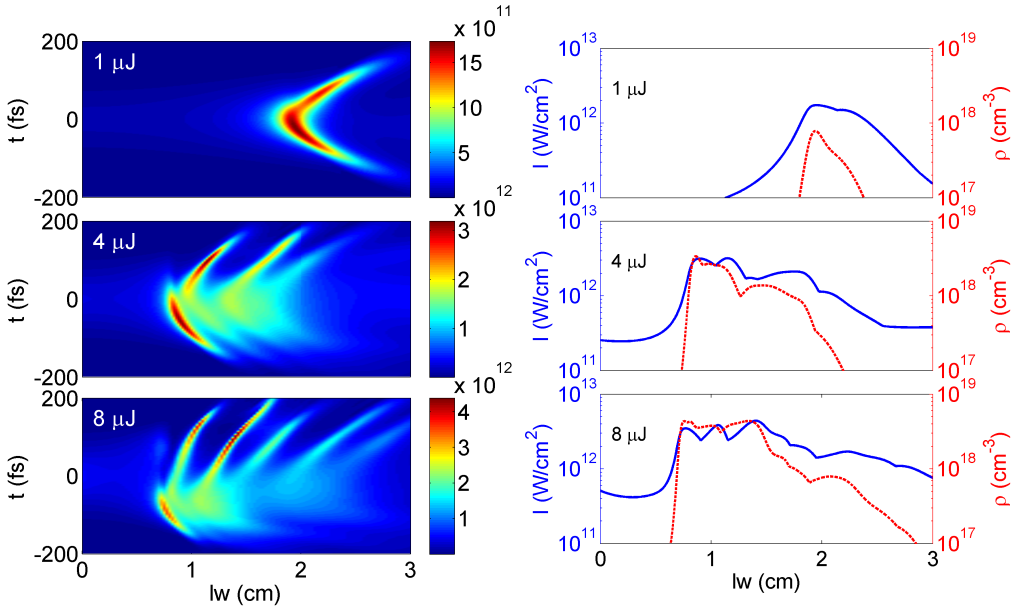


Figure 2.17: Gauche : Profils temporels de la distribution axiale d'intensité $I(x = 0, y = 0, z, t)$ en fonction de la longueur de la cuvette l_w obtenus pour $n_2 = 1,7 \times 10^{-16}$ cm^2/W [83] à 1 μJ, 4 μJ et 8 μJ. Droite : Intensité maximum (lignes continues) et densité électronique (en pointillé) aux mêmes énergies. L'impulsion incidente de 100 fs est collimatée avec un rayon $r = 50$ μm.

énergies la densité électronique maximale (simulée) reste autour de 10^{18} cm^{-3} sans jamais dépasser 10^{19} cm^{-3}. On peut estimer la variation d'indice induit par le plasma à $\Delta n_{\text{plasma}} = -\frac{\rho}{2\rho_c n_0} = -3,8 \times 10^{-4}$. Pour une intensité d'environ 5×10^{12} W/cm^2, la variation d'indice due à l'effet Kerr est $\Delta n_{\text{Kerr}} = 20 \times 10^{-4}$. La défocalisation de l'impulsion est donc plus faible que sa focalisation.

La couleur du piédestal spectral a été discutée dans la référence [85]. Les chocs optiques tels que la focalisation spatio-temporelle et l'auto-raidissement du front poussent l'intensité vers l'arrière de l'impulsion induisant un saut de phase positif et un élargissement spectral vers le bleu. Au contraire, si on néglige les chocs optiques, l'effet du plasma conduit à l'émergence d'une sous impulsion avant, avec un saut de phase négatif et un élargissement du spectre vers le rouge. Un travail très récent [86] vient également de montrer qu'une focalisation douce favorise la propagation de l'impulsion superluminale, induisant un élargissement spectral rouge. Nos résultats montrent un piédestal rouge alors interprété comme le produit d'un front raide à l'avant de l'impulsion [75] en accord avec un rôle prédominant de l'absorption non linéaire.

2.9 Mesures en condition de forte ouverture numérique

L'ensemble des mesures en faible ouverture numérique, pour $L_1 = 200$, 300 mm, ont aussi été effectuées en forte ouverture numérique $L_1 = 50$ mm (image-

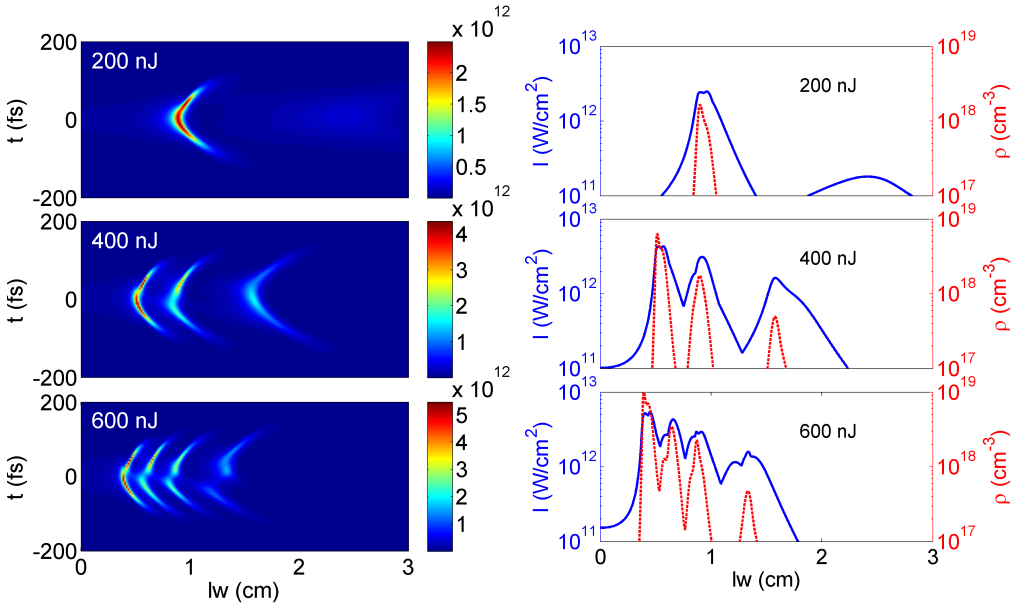


Figure 2.18: Gauche : Profils temporels de la distribution axiale d'intensité $I(x = 0, y = 0, z, t)$ en fonction de la longueur de la cuvette l_w obtenus pour $n_2 = 4,1 \times 10^{-16}$ cm^2/W [29] à 200 nJ, 400 nJ et 600 nJ. Droite : Intensité maximum (lignes continues) et densité électronique (en pointillé) aux mêmes énergies. L'impulsion incidente de 90 fs est collimatée avec un rayon $r = 30$ μm.

rie 4D, spectres et transmission). On retrouve une dynamique spatio-temporelle caractérisée par des cycles de divisions et de refocalisations. Les cycles sont plus rapides qu'en focalisation douce et on assiste à une refocalisation en 500 μm (figure 2.19). Encore une fois, les divisions temporelles sont symétriques, révélant le rôle prédominant de l'absorption multiphotonique sur le plasma. Les signatures des divisions temporelles sur le confinement du faisceau, le dépôt d'énergie et l'élargissement spectral ou l'apparition de modulations spectrales sont aussi présentes dans cette géométrie (figure 2.20). On peut voir que le dépôt d'énergie est plus important (de l'ordre de 40 %) qu'en faible ouverture numérique où il est de l'ordre de 15 %. L'élargissement spectral est par contre plus étroit, en accord avec les observations des références [85, 86, 87].

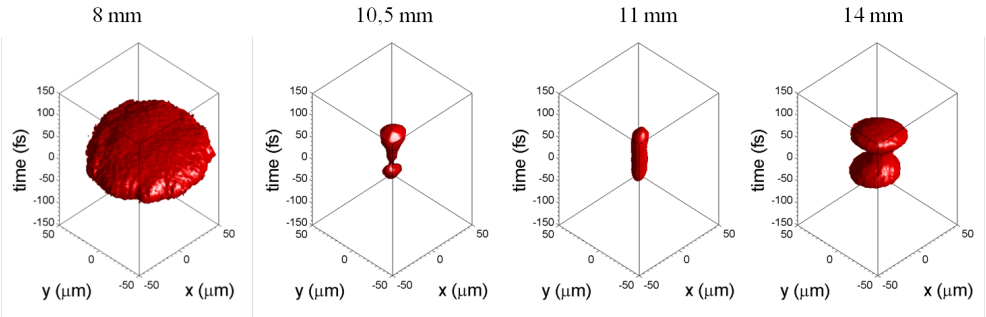


Figure 2.19: Suivi de la distribution d'intensité de l'impulsion au cours de sa propagation dans l'eau. l_w est augmentée progressivement de 6 mm à 16 mm. E_i = 70 nJ, L_1 : 50 mm. Les distributions ont été tracées pour un niveau d'intensité supérieur à 20 % du maximum.

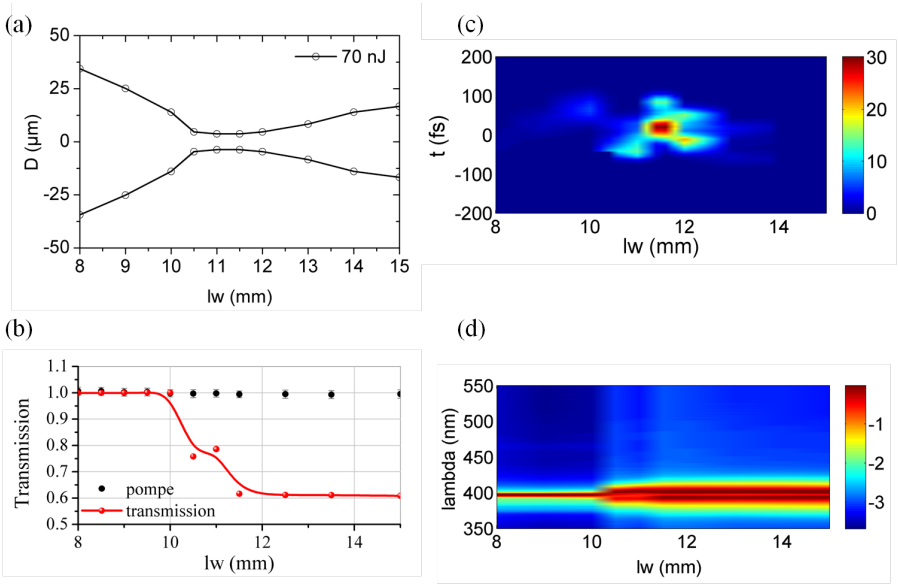


Figure 2.20: (a) Diamètre du faisceau, (b) transmission, (c) profil temporel de la distribution d'intensité et (d) suivi spectral en fonction de la longueur de propagation l_w. E_i = 70 nJ, L_1 : 50 mm.

2.10 Conclusion

Dans ce chapitre, nous avons étudié la propagation d'une impulsion UV femtoseconde en régime de filamentation dans l'eau. En associant une imagerie en 3D (x,y,t) de la distribution d'intensité de l'impulsion à l'augmentation continue de la taille de l'échantillon, nous avons effectué la première mesure en 4D (x,y,t,z) de l'évolution d'une impulsion formant un filament dans l'eau.
Pour toutes les géométries de focalisation étudiées, la dynamique spatio-temporelle est similaire. Les planches 4D ont révélé une dynamique cyclique, faite de divisions

de l'impulsion et de refocalisation. Cela corrobore le scénario de reconstruction dynamique prédit par Mlejnek *et al.*. Mais contrairement à ce modèle, nous avons observé 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.
Les résultats mettent pour la première fois clairement en évidence la corrélation entre les divisions temporelles de l'impulsion, l'élargissement spectral et le dépôt d'énergie au cours de la propagation filamentaire d'une impulsion UV de quelques puissances critiques dans l'eau. Pour chaque division détectée, le faisceau se contracte spatialement dans le plan transverse, accompagné d'un élargissement spectral vers le "rouge" et d'une chute dans la transmission. Ces signatures spectrales sont aussi visibles en champ lointain dans l'émission conique. D'un seul point de vue pratique, cette persistance permet de suivre et détecter les événements très facilement 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. 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".

Ces résultats constituent une avancée importante dans la compréhension de la propagation filamentaire d'une impulsion dans un milieu non-linéaire. Ils dévoilent les relations intimes entre les différents effets non-linéaires qui gouvernent la dynamique spatio-temporelle de l'impulsion. Ces informations sont capitales pour des applications fondées sur les bulles de cavitation et leur contrôle telles que les transitions opto-acoustiques ou le développement de la chirurgie laser femtoseconde.

Chapitre 3

Application à la génération d'ondes acoustiques intenses

Résumé

We characterized the propagation of intense femtosecond pulses in water. We studied the influence of the chirp on the energy deposition in the medium and on the laser-induced acoustic source. We demonstrated that the acoustic source derives from a long plasma channel with cylindrical expansion initiated by the filamentation process. Through collaboration with the Laboratoire de Mécanique et Acoustique, we showed that the acoustic signal presents a very broadband spectrum from 80 kHz to 6 MHz with a sharp directivity.

Dans ce chapitre nous étudions la propagation d'une impulsion femtoseconde intense dans l'eau. Nous avons analysé l'influence de la durée d'impulsion sur le dépôt d'énergie dans le milieu ainsi que sur la source acoustique induite par laser. Nous avons mis en évidence que la source acoustique est issue de la relaxation d'un long canal de plasma cylindrique généré par le processus de filamentation. Grâce à une collaboration avec le Laboratoire de Mécanique et d'Acoustique, nous avons montré que la source acoustique est très directive et très large bande, avec un spectre s'étendant de 80 kHz à 6 MHz, soit ~ 6 octaves.

Contents

3.1 Introduction **42**
3.2 Caractérisation optique de la propagation dans l'eau . . . **44**
3.2.1 Description du montage expérimental 44
3.2.2 Etude de la transmission optique 46
3.2.3 Imagerie de la zone d'interaction 49
3.3 Caractérisation de la source acoustique en champ proche **52**
3.3.1 Description du montage expérimental 52
3.3.2 Caractérisation de la transmission optique dans la cuve . . 54
3.3.3 Caractérisation du signal acoustique émis 55
3.3.4 Influence des paramètres laser sur l'émission acoustique . . 57

3.3.5 Influences environnementales 58
3.4 Caractérisation de la source acoustique en champ lointain 60
3.4.1 Description du montage expérimental 60
3.4.2 Principe des mesures de temps de vol 61
3.4.3 Caractérisation du signal acoustique 63
3.4.4 Influence de la profondeur sur l'émission acoustique 65
3.5 Conclusion 68

3.1 Introduction

Lorsque qu'un volume liquide est soumis à une forte dépression à température constante, il peut se vaporiser et former une bulle de cavitation. La cavitation est un sujet qui a pris son importance lorsque la British Royal Navy s'inquiéta de l'érosion accélérée des hélices de ses navires de guerre, à la fin du 19eme siècle. En cherchant la cause des dommages, Lord Rayleigh mit en évidence le phénomène de cavitation en 1917 [88]. La première cavitation induite par laser dans les liquides a été observée par mégarde en 1964, alors que Brewer *et al.* essayaient de mesurer la diffusion Brillouin stimulée dans l'eau [89]. Effectivement, un laser de puissance crête de quelques mégawatts est suffisant pour initier le processus de cavitation. Dans ce processus, le laser génère un plasma qui, en se recombinant, chauffe le volume d'eau en 10 ns et induit la formation d'une bulle de cavitation et d'une onde de choc. Se propageant plus vite que les parois de la bulle, le front de l'onde de choc se détache de celles-ci en quelques nanosecondes (figure 3.1) [90, 91]. La dynamique de la bulle de cavitation (sphérique) est complexe. Elle est décrite par l'équation de Rayleigh-Plesset [92] qui fait intervenir de multiples facteurs tels que les effets thermiques, la tension de surface, la viscosité, la pression... Ainsi, quand la bulle atteint un rayon maximum $R_{\max}$ [93] tel que

$$R_{\max} = \frac{T_c}{0,915\sqrt{\frac{\rho_0}{p_0 - p_v}}}, \tag{3.1}$$

où $\rho_0 = 998$ kg.m^{-3} est la masse volumique de l'eau, p_0 est la pression atmosphérique, p_v est la pression de la vapeur et $2T_c$ est la période d'oscillation de la bulle, elle s'effondre sur elle-même en 10 μs [91, 94]. Le gaz contenu dans la bulle se trouve alors comprimé à une pression supérieure à la pression extérieure et la bulle se détend à nouveau. L'évolution du rayon de la bulle décrit alors une oscillation harmonique amortie jusqu'à sa désintégration en micro-bulles en quelques centaines de microsecondes [95].

Des expériences préliminaires ont déterminé que l'onde de choc induite par le claquage optique donnait lieu à des vitesses supersoniques ($v = 2$ km/s) et des surpressions gigantesques ($P = 230 \times 10^8$ Pa) [96]. Maîtriser la forme et la taille de la cavitation est donc primordial pour les applications biologiques telles que la chirurgie de l'œil [97, 44] et l'acoustique sous marine [98, 99]. Dans une optique chirurgicale, la cavitation est étudiée avec des focales très courtes, équivalentes à

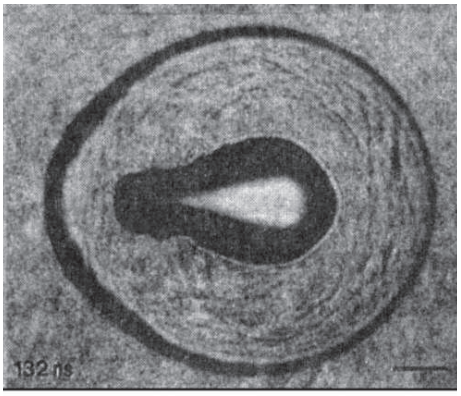


Figure 3.1: Front d'onde de choc (autour) et bulle de cavitation (au centre) générés par la propagation d'une impulsion de 10 mJ, 6 ns et $\lambda = 1064$ nm dans l'eau, 132 ns après l'interaction. Echelle : 100 μm [90].

la profondeur de l'œil et les pressions ne sont mesurées qu'au voisinage de la zone impactée. Les études s'attachent prioritairement à réduire l'impact du laser sur les tissus vivants. Ainsi, la réduction de la taille de la bulle de cavitation permet une découpe plus fine des tissus et la réduction de l'onde de choc évite les dommages collatéraux [100].
Cependant, Maccabee [101] a démontré que l'ionisation est la manière la plus efficace de générer des ondes acoustiques induites par laser en profondeur. La cavitation induite par laser est donc un phénomène approprié pour le développement de l'acoustique sous-marine. Contrairement au domaine biologique, cet axe de recherche cherche donc à optimiser l'émission sonore. Mais ce sont les lasers femtoseconde intenses qui ouvrent des perspectives entièrement nouvelles dans ce domaine. En effet, par le phénomène de filamentation, il devient possible de déposer en un temps très bref une densité d'énergie élevée à longue distance. Le filament ainsi formé pourrait constituer une source étendue d'ondes acoustiques émettant des ondes sonores à la manière d'une antenne progressive. Jones *et al.* [102] ont montré la première génération d'onde acoustique à distance avec un laser 10 térawatts. Ils ont mesuré au voisinage de la source acoustique un niveau sonore de 170 dB et un spectre très large bande s'étendant de 1 MHz à 14 MHz. Cependant, aucune caractérisation complète de la source acoustique, ni sa corrélation avec la propagation filamentaire n'ont encore été effectuées.

Dans le chapitre précédent, nous avons analysé la propagation d'une impulsion de longueur d'onde 400 nm, de quelques puissances critiques, afin de déterminer l'origine des interactions non-linéaires dans l'eau. Dans ce chapitre, nous avons étudié la propagation filamentaire en régime de forte puissance dans l'eau et caractérisé la source acoustique induite par le laser dans le but de générer des ondes acoustiques intenses.
Le travail s'organise en deux étapes. Nous avons tout d'abord effectué une caractérisation optique de la filamentation laser dans l'eau. Nous avons mesuré le dépôt

d'énergie et imagé le canal filamentaire en fonction de la durée de l'impulsion et de l'énergie incidente. Puis nous avons caractérisé la source acoustique en collaboration avec le Laboratoire de Mécanique et d'Acoustique (LMA). D'abord en champ proche, dans une cuve de 252 dm^3 où nous avons évalué les niveaux sonores et mesuré le spectre de la source. Nous avons déterminé l'influence des paramètres laser et environnementaux sur la source acoustique. Et dans un deuxième temps, en champ lointain, dans la cuve océanique du LMA où nous avons établi le diagramme de rayonnement de la source acoustique ainsi que sa loi de décroissance.

Dans ce chapitre, nous allons être amenés à utiliser une unité peu commune dans le domaine de l'optique : le décibel acoustique (dB). Celui-ci est défini comme 20 fois le logarithme décimal du rapport entre la pression mesurée et une pression de référence P_{Ref} tel que :

$$N = 20 \log_{10} \left(\frac{P}{P_{\mathrm{Ref}}} \right). \tag{3.2}$$

Dans l'air la pression de référence est de 20 μPa (10^{-12} W/m^2) et représente la valeur moyenne du seuil de l'audition humaine à 1 kHz. Les niveaux sont indiqués dans la notation dB ref 20 μPa. Dans l'eau, la pression de référence est plus faible et $P_{\mathrm{Ref}} = 1$ μPa [103]. Dans tout ce chapitre, les niveaux seront donc exprimés dans la notation dB ref 1 μPa. Par exemple, dans l'air, 60 dB ref 20 μPa correspond au niveau acoustique d'une conversation et le seuil de la douleur de l'oreille humaine se situe autour de 120 dB ref 20 μPa (1 W/m^2). Dans l'eau, les niveaux correspondent à des pressions plus faibles et par exemple un cétacé va communiquer autour d'un niveau moyen de 150 dB ref 1 μPa [104].

3.2 Caractérisation optique de la propagation dans l'eau

3.2.1 — Description du montage expérimental

Dans un premier temps, nous avons caractérisé le dépôt d'énergie dans l'eau en fonction de la durée d'impulsion, de l'énergie et de la longueur d'onde ($\lambda = 800$ nm ou 400 nm) du laser. Pour cela, le faisceau du laser α-100 (diamètre 7 mm (FWHM)) est divisé en deux composantes à l'aide d'une lame séparatrice T20/R80 qui transmet 20% de l'énergie incidente dans une cuvette d'eau cylindrique d'une longueur fixe $l_w = 10$ cm (figure 3.2 a)). La cuvette est fermée par des fenêtres en verre BK7 d'une épaisseur de 5 mm. Le faisceau est focalisé au milieu de la cuvette par une lentille L de focale f 75 mm ou 100 mm. L'énergie transmise après la propagation non-linéaire est mesurée en refocalisant le faisceau par une lentille L' de focale 60 mm dans un joule-mètre (numéro 1). Pour s'affranchir des fluctuations d'énergie du laser, 80% du faisceau est réfléchi par la séparatrice dans un deuxième joule-mètre (numéro 2) permettant de contrôler précisément l'énergie incidente à chaque mesure. Le joule-mètre 2 est calibré en mesurant l'énergie incidente du faisceau entre la lentille L et la cuvette.

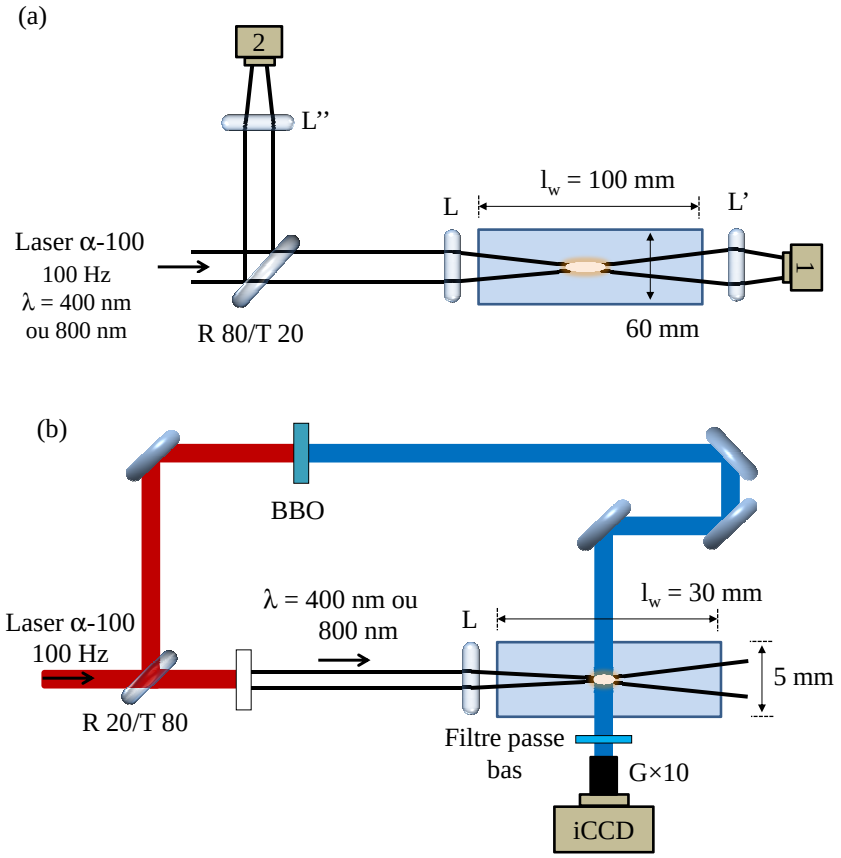


Figure 3.2: Schéma du dispositif optique pour caractériser la propagation non-linéaire dans l'eau. (a) Etude de la transmission optique. (b) Imagerie de la zone d'interaction par imagerie.

Dans un second temps, nous avons imagé la zone d'interaction éclairée par un faisceau sonde (figure 3.2 b)). Pour cela, nous avons dû changer de cuvette et choisir une cuvette rectangulaire de faible épaisseur équipée de fenêtres optiques en silice sur toutes les faces. Cette cuvette ne mesurant que 3 cm de long, le faisceau a été focalisé par une lentille L de focale plus courte (20 mm). 20% du faisceau sont prélevés et doublés par un cristal de BBO pour générer un faisceau sonde à 400 nm qui vient illuminer de manière transverse la zone d'interaction. Ce plan est ensuite imagé par un objectif de microscope sur une caméra intensifiée iCCD Pi-Max (Princeton), qui permet d'amplifier le signal avec une résolution temporelle maximale d'une nanoseconde. Une ligne à retard de plusieurs mètres permet d'étudier la relaxation de la zone d'interaction avec des retards pouvant atteindre plusieurs dizaines de nanosecondes. Le déclenchement de la caméra est ajusté pour coïncider avec l'arrivée du faisceau sonde grâce à un délai numérique. Un filtre passe bas placé devant la caméra filtre l'infrarouge qui est diffusé depuis la zone d'interaction dans toutes les directions.

3.2.2 — Etude de la transmission optique

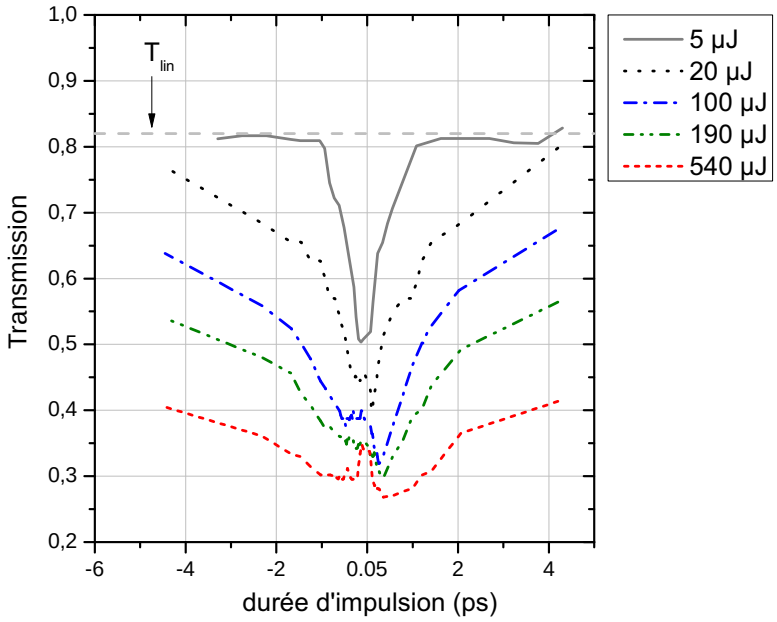


Figure 3.3: Transmission en fonction de la durée d'impulsion (mesurée dans l'air) pour différentes énergies incidentes. $f = 75$ mm, $\lambda = 800$ nm.

Nous avons tout d'abord étudié le dépôt d'énergie dans l'eau en fonction du régime de durée d'impulsion. Pour cela, nous avons mesuré la transmission en fonction de la durée de l'impulsion incidente t_p que nous avons fait varier en désalignant le compresseur du laser (figure 3.3). Les durées ont été mesurées dans l'air au moyen d'un FROG (GRENOUILLE 8-20 de Swamp Optics). Les durées d'impulsion reportées sur le graphique sont donc celles de l'impulsion à l'entrée de la cuvette et les durées négatives font uniquement référence au chirp négatif. Nous avons également augmenté progressivement l'énergie incidente de 5 μJ à 540 μJ. Les mesures des énergies incidentes et transmises sont moyennées sur 100 tirs.
A 5 μJ, pour des durées $t_p \geq |1|$ ps, la transmission atteint un plateau d'une valeur d'environ 0,82, en excellent accord avec la valeur de la transmission linéaire $T_{\text{lin}} = e^{-\gamma \times l_w}$, où γ est le coefficient d'absorption reporté dans le tableau 1.1. En effet, pour ces durées d'impulsion, la puissance incidente est inférieure à la puissance critique et la propagation de l'impulsion est linéaire. Quand la durée d'impulsion est raccourcie, la transmission diminue jusqu'à atteindre un minimum de 0,5 pour $t_p = -100$ fs. Puisque l'eau a une dispersion $k^{(2)}$ positive (voir tableau 1.1), une impulsion avec un chirp négatif va s'y propager en se comprimant. -100 fs est donc la durée dans l'air pour laquelle la durée au foyer dans l'eau est minimum (40 fs).
Pour une énergie incidente plus importante, la propagation devient non-linéaire même aux longues durées d'impulsion et on voit que la transmission diminue progressivement pour atteindre une valeur maximum de 0,4 à 540 μJ.

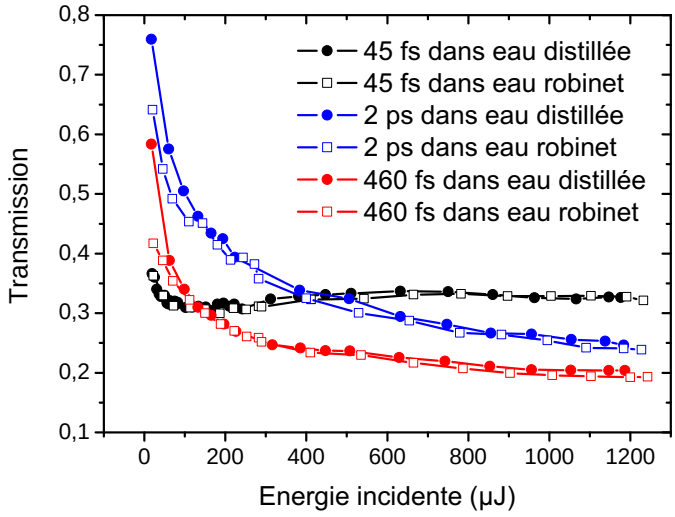


Figure 3.4: Transmission en fonction de l'énergie incidente pour différentes durées d'impulsion. $f = 75$ mm, $\lambda = 800$ nm.

Cependant, un phénomène surprenant est l'apparition progressive d'un pic de transmission aux impulsions courtes. Pour étudier plus en détail ce phénomène, nous avons mesuré la transmission pour trois durées d'impulsion : $t_p = 45$ fs, au pic de transmission ; $t_p = 460$ fs, où la transmission est minimum ; et à longue durée d'impulsion $t_p = 2$ ps, sur une gamme d'énergie plus importante (figure 3.4). En augmentant l'énergie jusqu'à 1,2 mJ, on peut voir que la transmission pour les impulsions longues suit un déclin exponentiel [42, 105], mais pour les impulsions courtes, la courbe s'infléchit et atteint un plateau. L'eau contenue dans la cuvette étant de l'eau du robinet, il est possible que les impuretés affectent la transmission à haute énergie. Afin de discriminer le milieu de propagation, la mesure a été reproduite dans de l'eau distillée. Aucune différence ne peut être observée. En effet, pour des impulsions sub-nanosecondes, l'ionisation est multiphotonique et les impuretés, importantes dans un processus par avalanche, n'impactent pas l'ionisation [106], et donc l'absorption non-linéaire.

Lors du claquage optique d'un laser femtoseconde dans l'eau, on sait qu'une bulle de cavitation contenant de la vapeur à haute température [107] est formée après le passage du laser et qu'elle s'effondre et se désintègre en micro-bulles en une centaine de μs. Il a été également démontré par Abraham *et al.* [108] que la propagation de l'onde de choc pouvait considérablement chauffer le volume d'eau derrière son passage. Pour une énergie incidente de seulement 110 μJ, l'eau peut atteindre 40 à 60° C. Accumulée avec la chaleur résiduelle de la bulle de cavitation, il est donc possible qu'à haute énergie, on chauffe progressivement tir à tir l'eau autour de la zone focale, conduisant à une augmentation de la transmission. Pour vérifier un effet de chauffage cumulatif, nous avons mis en place une circulation d'eau fraîche dans la cuvette, avec un débit limité à 16 mm^3/ms. La

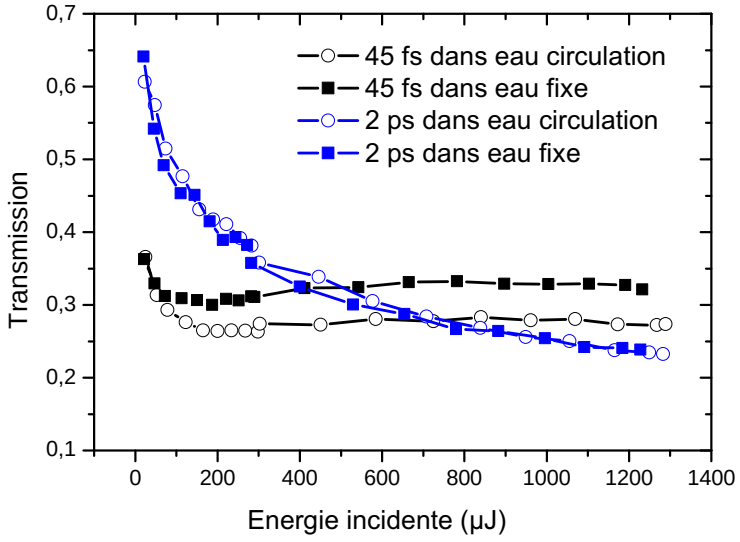


Figure 3.5: Transmission en fonction de la durée d'impulsion à $E_i = 1{,}2$ mJ, en eau statique ou en circulation. $f = 75$ mm, $\lambda = 800$ nm.

figure 3.5 montre que la circulation ne modifie pas la transmission en fonction de l'énergie incidente pour une impulsion de 2 ps, alors qu'elle diminue de 15 % la transmission pour une impulsion de 50 fs. Il semble donc qu'il y ait bien un effet de chauffage cumulatif du milieu qui affecte essentiellement la transmission pour les courtes durées d'impulsion. Cette différence entre impulsions courtes et longues peut être liée à la dynamique de relaxation du milieu, qui comme nous le verrons dans la partie suivante, est plus violente avec les impulsions longues.

Enfin, nous avons évalué la transmission dans la cuvette pour une impulsion de longueur d'onde $\lambda = 400$ nm. La mesure de la transmission en fonction de la durée d'impulsion n'a pas pu être effectuée à cette longueur d'onde car la durée d'impulsion en sortie du cristal doubleur n'a pas été caractérisée, faute d'instrumentation pour ce type de mesure. Pour une durée d'impulsion de 50 fs à 800 nm, on sait théoriquement que la durée de l'impulsion à 400 nm sera équivalente. En revanche, pour des impulsions incidentes chirpées, nous ne connaissons pas la durée d'impulsion à 400 nm ni même si la forme gaussienne de l'impulsion initiale est conservée. Il serait donc difficile de comparer le comportement aux longues durées d'impulsion pour les deux longueurs d'onde. La mesure de la transmission en fonction de l'énergie incidente pour une durée $t_p = 50$ fs fixée est présentée en figure 3.6. L'évolution de la courbe à 400 nm est similaire à celle à 800 nm. Or l'absorption linéaire à 400 nm est négligeable sur cette taille de cuvette, ce qui confirme que les effets de chauffage cumulatif ne peuvent être qu'attribués aux effets non-linéaires. Le dépôt d'énergie à 400 nm semble moins important qu'à 800 nm, mais nous avons vérifié que pour la même focalisation ($f = 100$ mm), la proportion d'absorption non-linéaire est équivalente pour les deux couleurs ($T/T_{\text{lin}} \approx 0,5$).

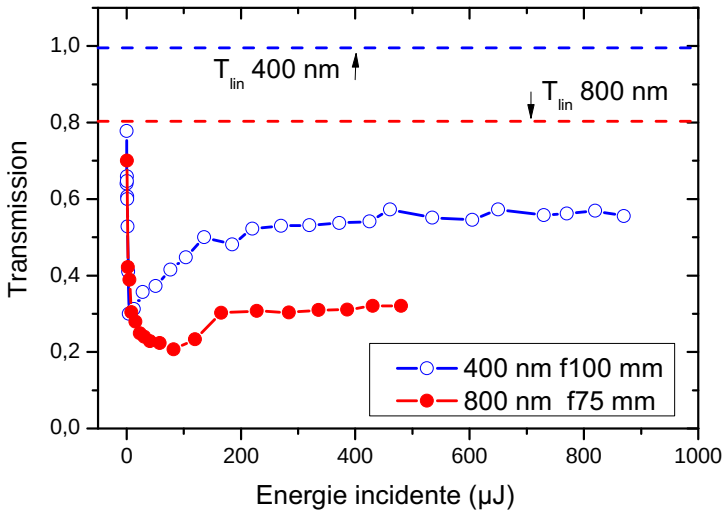


Figure 3.6: Transmission en fonction de l'énergie incidente, pour $\lambda = 400$ et 800 nm. $t_p = 50$ fs, $f = 75$ mm pour $\lambda = 800$ nm, $f = 100$ mm pour $\lambda = 400$ nm.

3.2.3 — Imagerie de la zone d'interaction

Pour visualiser l'impact de la durée d'impulsion sur le plasma, nous avons étudié la dynamique de l'onde de choc générée par le laser par une technique d'imagerie résolue en temps (voir schéma 3.2 b)). Les images de la figure 3.7 ont été prises à un délai Δt de 3 ns et 39 ns après le passage du laser, pour des durées d'impulsions $t_p \approx 150$ fs, 1 ps et 2 ps et une énergie incidente de 300 μJ. L'angle d'ouverture du dispositif d'imagerie ne permet pas d'imager la totalité du canal, mais nous avons évalué sa longueur à 5 mm. Pour l'impulsion femtoseconde, 3 ns après l'interaction du laser de pompe, on devine un canal contenant des bulles d'un diamètre de 15 à 20 μm. Ces bulles remontent vers la surface en grossissant progressivement identifiables par les sphères blanches éparses au dessus du canal. Dans le cas des impulsions picoseconde, le régime d'ionisation est un processus d'avalanche initiée par l'ionisation multiphotonique contrairement aux impulsions femtoseconde où l'ionisation est purement multiphotonique [106]. La température du plasma est donc plus grande pour les impulsions longues [42]. C'est ce qu'on peut voir ici, avec un canal plus large et plus lumineux pour $t_p \approx 1$ ou 2 ps.
Après un délai Δt de 39 ns, on distingue pour les trois durées d'impulsion, le front de l'onde de choc qui s'est détaché de la cavitation au centre. La taille de la cavitation et de l'onde de choc pour ce délai sont en très bon accord avec la référence [91]. Cependant, alors qu'elle a été généralement observée avec une géométrie sphérique, on assiste ici à la formation d'une cavitation cylindrique. Nous avons vérifié la vitesse de l'onde de choc pour les trois durées d'impulsion et mesuré qu'elle progresse à une vitesse supersonique d'environ 2000 m/s en cohérence avec les valeurs trouvées dans la littérature [90, 109, 110]. Alors que pour l'impulsion de 150 fs, on aperçoit seulement quelques bulles de vapeur inscrites dans le

canal formé par l'onde de choc, pour les impulsions picoseconde, il y a une mise en ébullition évidente du canal [108].

Pour visualiser l'impact de la durée d'impulsion à des délais plus importants, nous avons éclairé la cuvette en lumière blanche et nous avons réalisé quelques vidéos du plasma avec un appareil photo numérique Canon équipé d'un objectif Macro 100 mm f/2,8. Sur la figure 3.8, l'énergie du laser a été fixée à 600 μJ et nous pouvons distinguer principalement trois régimes d'interaction selon la durée d'impulsion appliquée, $t_p \approx 150$ fs, 1 ps et 2 ps. Les flèches rouges mettent en valeur la trajectoire empruntée par les bulles pour remonter à la surface de l'eau. Pour une durée d'impulsion $t_p \approx 150$ fs, on aperçoit un plasma filamentaire, constitué de billes luminescentes, d'une longueur d'environ 5 mm (en accord avec l'imagerie). Des bulles de gaz se détachent de la zone de plasma avec une vitesse d'environ 2 cm/s (en accord avec Faccio *et al.* [105]) et sont aspirées vers le centre de la zone d'interaction avant de remonter vers la surface en une colonne très fine. Le phénomène résulte donc d'une dépression.
A 1 ps, on ne distingue plus la luminescence du plasma, mais il apparaît une micro-explosion. La zone devient en surpression et les bulles sont éjectées du foyer.
A 2 ps, l'explosion est encore plus prononcée et l'interaction devient de plus en plus audible à l'oreille. Les bulles sont éjectées violemment sur l'axe du faisceau laser, de part et d'autre du foyer géométrique de la lentille.
A des échelles de la milliseconde, la durée d'impulsion a donc une influence notable sur la zone d'interaction passant d'une dépression pour les courtes durées d'impulsion à de fortes surpressions avec l'augmentation de la durée d'impulsion.

Grâce à ces images nous avons montré que le phénomène de filamentation permet de créer une source acoustique étendue, dont l'expansion est cylindrique. Etre capable de générer une source cylindrique est intéressant, car pour une expansion radiale, l'énergie le long d'un rayon décroît comme $1/r$, alors qu'une source sphérique décroît comme $1/r^2$ [111, 112].
Nous allons maintenant caractériser l'onde acoustique émise dans le cadre d'une collaboration avec l'équipe de Jean-Pierre Sessarego du Laboratoire de Mécanique et d'Acoustique (LMA) de Marseille. Nous avons caractérisé la source en deux temps. Dans un premier temps, nous avons étudié l'émission sonore en champ proche, dans une cuve transparente spécialement fabriquée pour ces mesures, dont la taille a été choisie afin de limiter les échos sur les parois : $\mathrm{L} \times \mathrm{l} \times \mathrm{h} = 0,60 \times 0,60 \times 0,70$ m^3. Dans un deuxième temps, nous avons déplacé le laser à Marseille, afin de bénéficier de la cuve océanique du LMA pour caractériser la source en champ lointain.

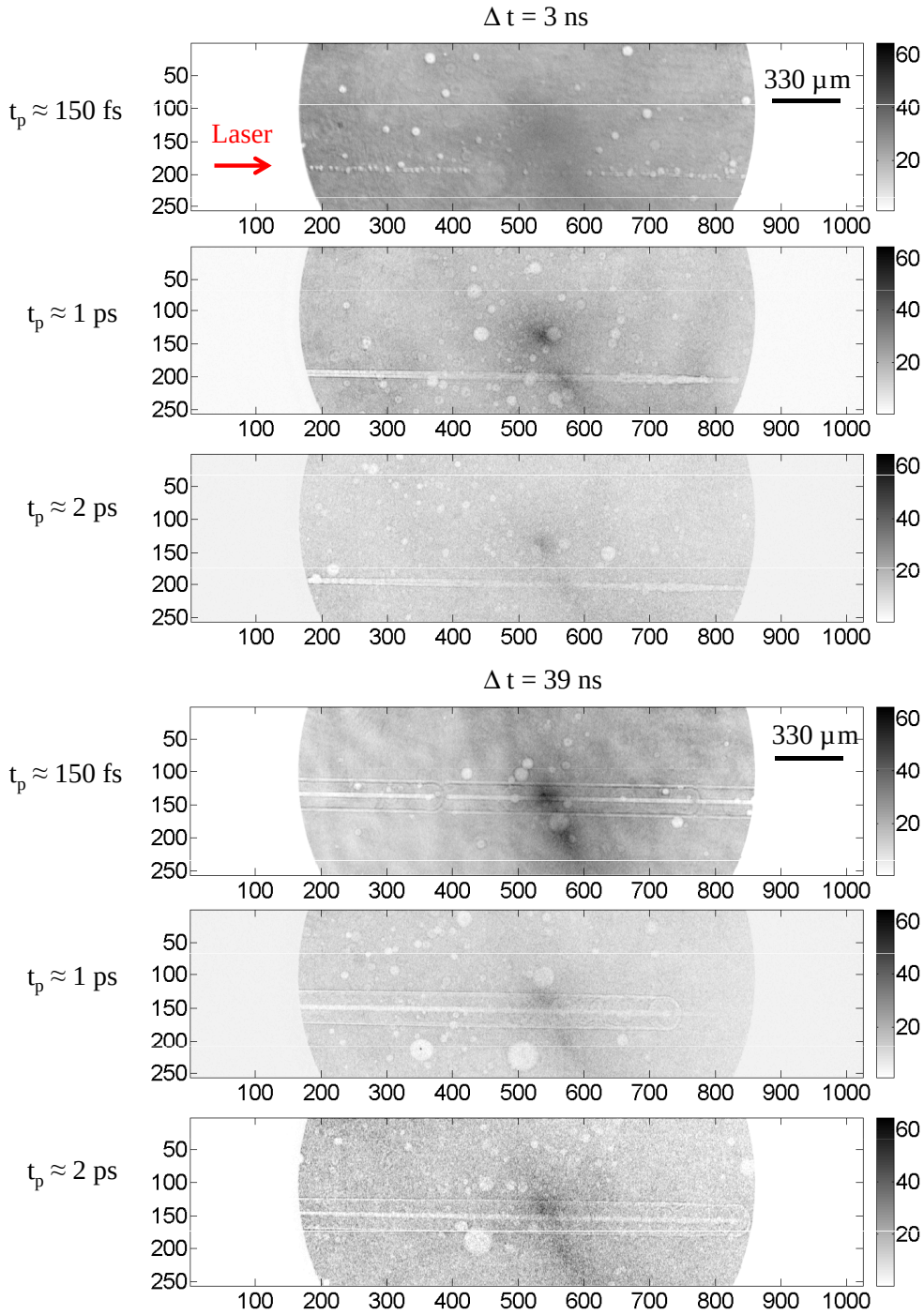


Figure 3.7: Imagerie du plasma 3 ns et 39 ns après sa formation pour des durées d'impulsion $t_p \approx = 150$ fs, 1 ps et 2 ps. $f = 20$ mm. $\lambda = 800$ nm. $E_i = 300$ μJ.

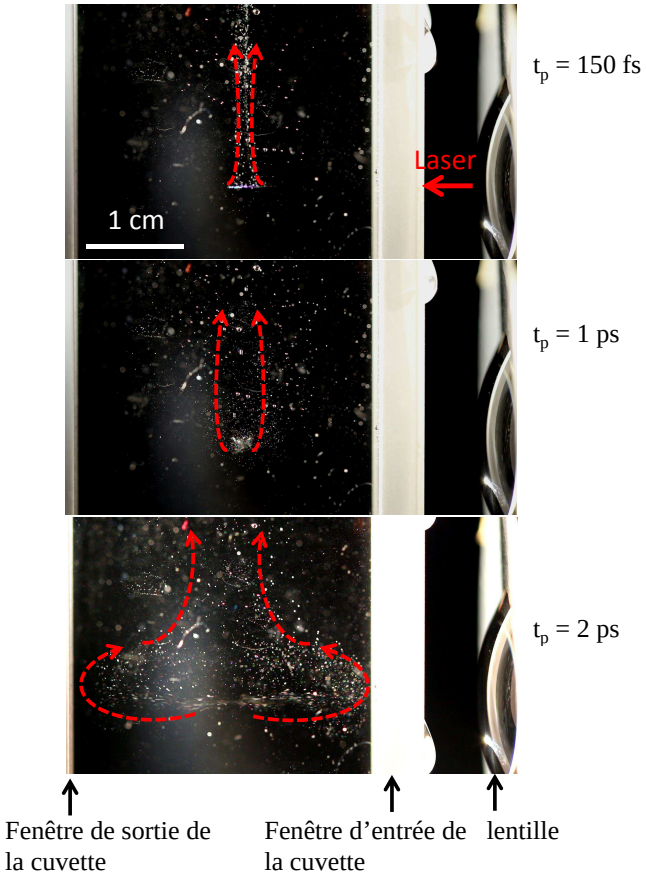


Figure 3.8: Photographies de la zone d'interaction prises avec un appareil photo numérique Canon équipé d'un objectif Macro 100 mm f/2,8. $t_p \approx 150$ fs, 1 ps, 2 ps. $f = 20$ mm. $\lambda = 800$ nm. $E_i = 600$ μJ.

3.3 Caractérisation de la source acoustique en champ proche

Afin de générer une source acoustique intense par propagation filamentaire dans l'eau, nous avons utilisé le laser intense de l'équipe ILM : l'ENSTAmobile.

3.3.1 — Description du montage expérimental

Le schéma expérimental est donné en figure 3.9. Le faisceau de l'ENSTAmobile (diamètre = 35 mm (FWHM)) est focalisé par une lentille de focale 300 mm au milieu de la cuve. Nous avons positionné trois hydrophones à une distance d'environ 10 cm de la zone focale pour détecter le signal acoustique. Les trois hydrophones permettent de couvrir une très large gamme de fréquences allant de 5 Hz à 20 MHz. Le premier est un hydrophone Brüel & Kjær 8103, très basse fréquence (TBF), couvrant une gamme de fréquences de 5 Hz à 180 kHz, avec une sensibilité de -211 dB ref 1V/μPa, soit 27,8 μV/Pa. Le deuxième est un hydrophone Reson de type TC4035, fonctionnant dans le domaine des basses fréquences (BF)

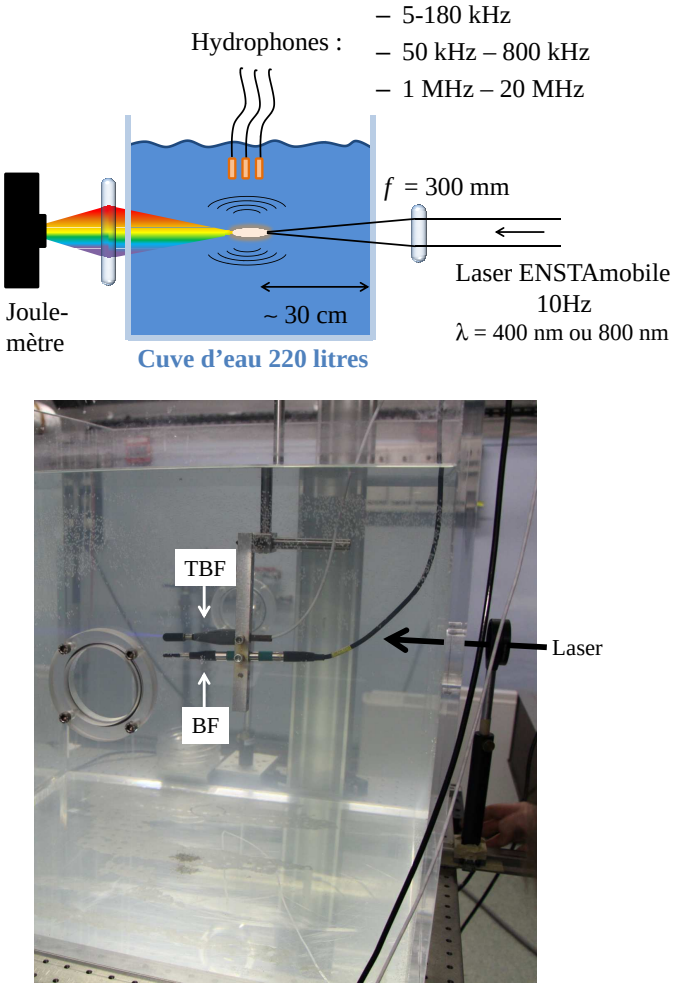


Figure 3.9: Schéma et photographie du dispositif expérimental utilisé au LOA pour caractériser les ondes acoustiques.

de 50 kHz à 800 kHz, avec une sensibilité de -215 dB ref 1V/μPa (17,8 μV/Pa). Enfin le troisième est un hydrophone aiguille de diamètre 1,0 mm commercialisé par Acoustic Precision fonctionnant dans le domaine des hautes fréquences (HF) (1 MHz - 20 MHz), avec une sensibilité de -241.4 dB ref 1V/μPa (0,85 μV/Pa) à 3 MHz. Les diagrammes de directivité et les courbes d'étalonnage des hydrophones sont répertoriés en annexe 8. Les signaux des hydrophones peuvent être amplifiés à l'aide d'un amplificateur à gain constant dans la bande observée, noté G_S. Pour chaque mesure, les énergies laser en entrée et sortie de cuve ont été relevées à l'aide de deux joule-mètres afin d'en déduire la part d'énergie déposée dans le milieu. Nous avons étudié l'influence de la longueur d'onde en doublant la longueur d'onde fondamentale (800 nm) à l'aide d'un cristal de KDP. La photographie montre deux des trois hydrophones plongés dans la cuve. Le trajet du faisceau laser est représenté par une flèche noire.

3.3.2 — Caractérisation de la transmission optique dans la cuve

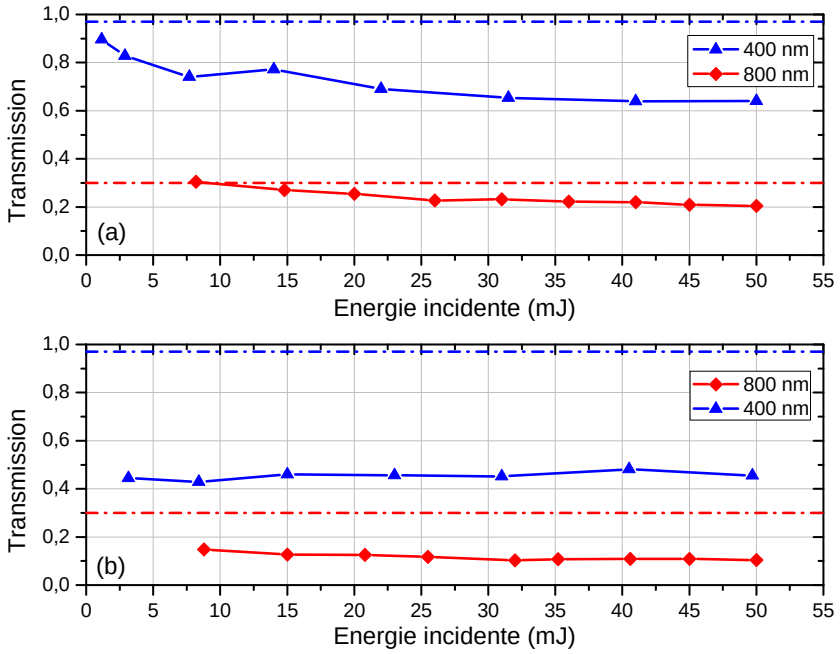


Figure 3.10: Mesure de la transmission optique dans la cuve pour $\lambda = 800$ nm et 400 nm pour (a) le faisceau collimaté et (b) le faisceau focalisé par la lentille $f = 300$ mm. Les lignes en pointillés indiquent la valeur de la transmission en régime linéaire T_{lin} pour 60 cm de propagation dans l'eau. $t_p = 50$ fs.

Dans la partie précédente, nous avons mesuré la transmission optique dans une petite cuve de longueur 10 cm, à basse énergie. Grâce au laser ENSTAmobile, nous avons accès à une grande gamme d'énergie, allant de quelques mJ à 200 mJ. Nous avons donc caractérisé la transmission pour les deux longueurs d'onde 800 nm et 400 nm dans cette cuve aux grandes dimensions, pour des énergies incidentes allant jusqu'à 50 mJ (figure 3.10). Les lignes en point-pointillés indiquent la valeur de la transmission en régime linéaire T_{lin} pour 60 cm de propagation dans l'eau, pour chaque longueur d'onde. En faisceau collimaté (figure 3.10 a)), la transmission est déjà en deçà de la valeur linéaire pour les deux couleurs et tend à diminuer avec l'augmentation de l'énergie, indiquant l'augmentation des effets non-linéaires avec l'énergie. En focalisant le laser avec la lentille de focale 300 mm (figure 3.10 b)), la transmission atteint une valeur seuil de 0,45 pour $\lambda = 400$ nm et 0,1 pour $\lambda = 800$ nm. Une fois le plateau atteint au-delà de quelques centaines de μJ (figure 3.6), la transmission n'évolue, plus même à haute énergie. La quantité d'énergie absorbée par les effets non-linéaires est similaire pour les deux couleurs $\frac{T}{T_{\text{lin}}} \approx 0,4$. On s'attend donc à mesurer des signaux d'une amplitude équivalente.

3.3.3 — Caractérisation du signal acoustique émis

Evaluation des niveaux sonores. Les hydrophones sont des transducteurs électroacoustiques qui convertissent les variations de pression en signal électrique. Afin d'évaluer les niveaux sonores, il est nécessaire de corriger le signal électrique temporel $A(t)$ (en Volt) par la courbe de réponse R (en V/Pa) de l'hydrophone. Les courbes étant étalonnées en fréquence ν, on travaille sur la transformée de Fourier de A, notée $\tilde{A}$. Il faut également corriger l'amplitude du signal par le gain constant G_S appliqué à l'hydrophone. Ainsi, le niveau acoustique N en dB ref 1 μPa est donné par la relation :

$$N = 20 \times \log_{10} \left(\frac{\tilde{A}(\nu)}{G_S \times R(\nu) \times P_{\text{Ref}}} \right). \tag{3.3}$$

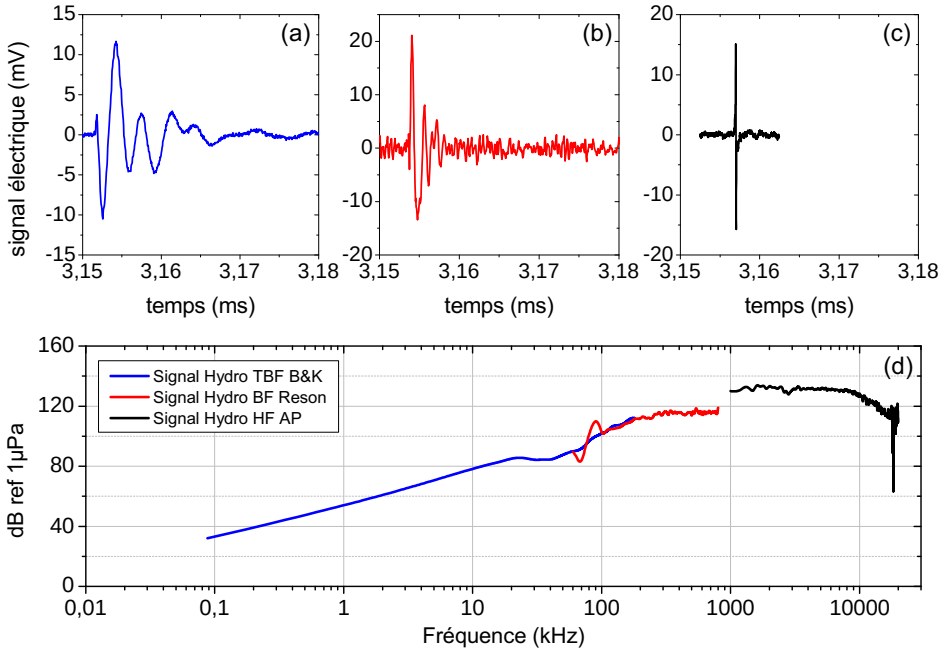


Figure 3.11: Signaux temporels obtenus par les hydrophones a) TBF, b) BF et c) HF. d) Spectres corrigés par le gain G_S et la réponse de chaque hydrophone. Les niveaux sont relatifs à 1 μPa, valeur de référence dans l'eau. $\lambda = 800$ nm. $E_i = 2$ mJ. $t_p \approx 75$ fs.

A la longueur d'onde 800 nm. La figure 3.11 a) - c) montre les signaux temporels des hydrophones obtenus avec une impulsion de durée $t_p = 75$ fs et une énergie incidente E_i de 2 mJ. La transformée de Fourier de ces signaux donne le spectre en fréquence de la source acoustique (figure 3.11 d)). Le spectre est extrêmement large, s'étendant de 80 Hz à 20 MHz. A ma connaissance, c'est la source acoustique émettant le signal de plus grande bande passante. Les niveaux sonores sont déterminés pour chaque hydrophone. Le niveau est d'environ 50 dB

ref 1 μPa pour les très basses fréquences ($\nu < 1$ kHz) et croît vers les hautes fréquences pour atteindre un niveau maximal d'environ 130 dB ref 1 μPa pour $\nu > 1$ MHz. La décroissance de l'intensité spectrale au delà de 10 MHz n'est pas significative, car c'est la bande de coupure de l'hydrophone HF. Il est donc possible que le spectre contienne des fréquences au delà de 20 MHz.

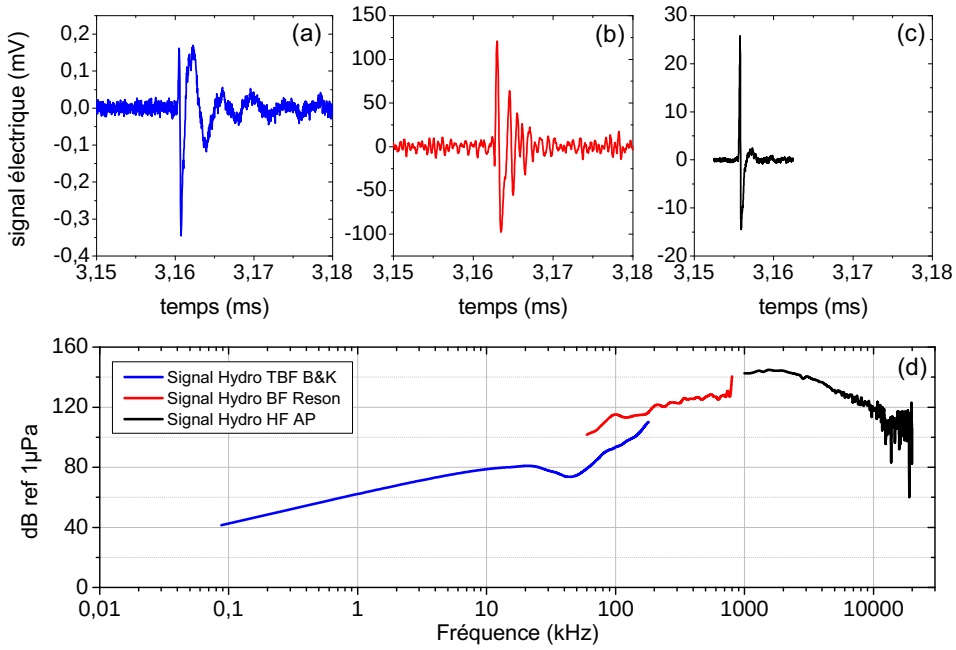


Figure 3.12: Signaux temporels obtenus par les hydrophones a) TBF, b) BF et c) HF. d) Spectres corrigés par le gain G_S et la réponse de chaque hydrophone. Les niveaux sont relatifs à 1 μPa, valeur de référence dans l'eau. $\lambda = 400$ nm. $E_i = 2$ mJ. $t_p \approx 75$ fs.

A la longueur d'onde 400 nm. Tout en conservant les paramètres laser ($E_i = 2$ mJ, $t_p \approx 75$ fs), nous avons effectué les mêmes mesures pour la longueur d'onde 400 nm. La figure 3.12 a) - c) présente les réponses temporelles des trois hydrophones. Le spectre corrigé, en figure 3.12 d), est similaire à celui obtenu pour la longueur d'onde fondamentale, au niveau acoustique près. Effectivement, pour une puissance crête incidente équivalente, on voit aisément que la source générée avec $\lambda = 400$ nm présente un niveau acoustique plus important de ~ 10 dB ref 1 μPa par rapport au 800 nm, sur presque toute la gamme de fréquences.

Les niveaux mesurés sont du même ordre de grandeur que ceux rapportés récemment dans la littérature, cependant obtenus pour des focales plus courtes [113], une focalisation à la surface [114] ou une mesure à quelques millimètres de la source [102].

Comparaison avec les standards d'acoustique sous-marine. L'environnement sous-marin est un milieu relativement bruyant. Le trafic maritime, la faune sous-marine, la houle, les séismes, etc, constituent un fond sonore qui parasite le signal acoustique utile. Le trafic maritime se situe dans la gamme 10 Hz - 1 kHz et peut atteindre entre 60 et 90 dB ref 1 μPa en fonction de l'affluence. La faune produit également des sons basses fréquences mais l'émission est localisée. Le bruit de l'agitation de la surface de la mer s'étend de quelques centaines de hertz à quelques dizaines de kilohertz. En fonction des conditions climatiques (vent, pluie) le niveau peut être de 50 à 80 dB ref 1 μPa pour 100 Hz et diminue de moitié à 100 kHz. Enfin, le bruit thermique dû à l'agitation moléculaire intervient au-delà de 100 kHz entre 20 et 40 dB ref 1 μPa. Bien que notre source acoustique présente des niveau intéressants dans les hautes fréquences, les basses fréquences sont faibles voire équivalentes au bruit ambiant sous-marin et très faibles face au sonar ($\approx$ 200 dB ref 1 μPa sur 12-200 kHz) [103].

3.3.4 — Influence des paramètres laser sur l'émission acoustique

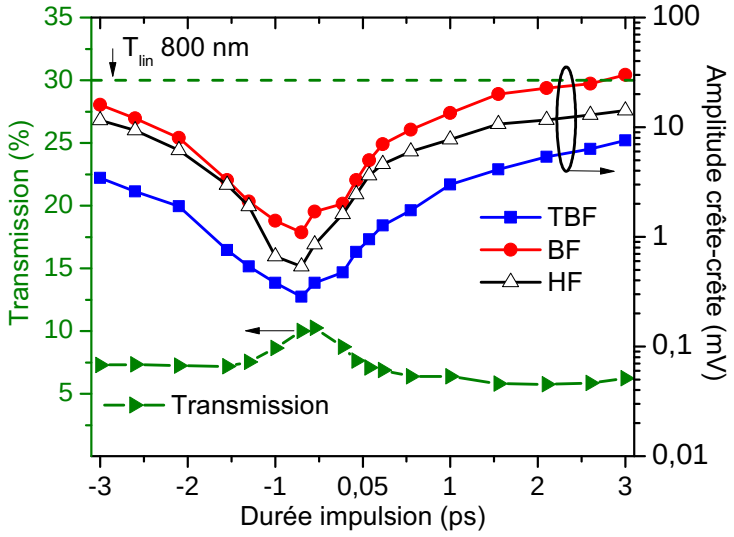


Figure 3.13: Amplitude acoustique crête à crête pour chaque hydrophone et transmission optique en fonction de la durée d'impulsion. $\lambda = 800$ nm, $E_i = 2$ mJ. Les amplitudes sont corrigées par le gain G_S appliqué à chaque hydrophone. Les durées d'impulsion sont mesurées dans l'air et les valeurs négatives correspondent à un chirp négatif.

Variation du chirp de l'impulsion. L'influence du chirp sur la transmission et la zone d'interaction a été étudiée optiquement dans la partie précédente. Nous avons donc étudié l'influence du chirp sur l'émission acoustique pour déterminer s'il y a une corrélation entre la courbe de transmission, la turbulence et le niveau acoustique. La figure 3.13 présente l'évolution des amplitudes crête-à-crête des signaux acoustiques (axe de droite) pour les trois hydrophones en fonction

de la durée de l'impulsion laser à l'entrée de la cuve pour $\lambda = 800$ nm. La durée d'impulsion est mesurée dans l'air. La transmission optique est tracée également (axe de gauche). On peut observer que les amplitudes des signaux acoustiques sont minimales pour les très courtes durées d'impulsion. Le minimum d'émission est observé autour de - 750 fs (valeur définie dans l'air), qui correspond à la durée minimale de 50 fs atteinte au foyer dans l'eau à cause de la dispersion induite par l'eau. L'évolution de l'amplitude est symétrique autour de ce minimum, et à énergie égale, plus l'impulsion est chirpée, plus le signal acoustique augmente. A +/- 3 ps, le niveau sonore sur tous les hydrophones gagne 20 dB par rapport à la mesure faite à $t_p = 75$ fs. Nous n'avons pas prospecté les durées d'impulsion plus longues, mais rallonger la durée d'impulsion semble être un moyen efficace pour générer des sources intenses.
Pour la transmission, on retrouve la même allure que les études faites dans la petite cuve. La transmission est minimum pour les longues durées d'impulsion et atteint un maximum pour les courtes durées d'impulsion. Il est difficile de faire le lien entre l'énergie déposée et l'émission acoustique. Bien que le minimum d'émission sonore corresponde avec le maximum de transmission, aux plus longues durées d'impulsion, l'émission sonore devient de plus en plus importante, alors que la transmission reste constante. En revanche, l'augmentation du niveau sonore coïncide avec les observations de turbulences de plus en plus importantes à mesure que le chirp augmente (figure 3.8).

Variation de l'énergie incidente. Nous avons ensuite mesuré l'amplitude des signaux acoustiques TBF et BF en fonction de l'énergie laser incidente, à une durée d'impulsion fixée ($t_p = 50$ fs) pour les deux longueurs d'onde 400 nm et 800 nm. Nous reportons également sur la figure 3.14 l'énergie déposée dans l'eau (énergie transmise - énergie incidente) en fonction de l'énergie incidente. Pour les deux longueurs d'onde et pour les deux hydrophones, le signal acoustique croit rapidement entre 0 et 10 mJ, puis sature lorsqu'on continue d'augmenter l'énergie incidente. En revanche, l'énergie déposée dans l'eau suit une évolution très différente puisqu'elle croit linéairement avec l'énergie incidente. Donc, au delà de 10 mJ, l'énergie déposée ne contribue plus à la génération d'onde acoustique, pourtant une quantité importante d'énergie continue a être absorbée par le milieu. Par rapport au niveau calculé dans les figures 3.11 et 3.12 pour une énergie de 2 mJ, les niveaux sonores sont plus fort d'environ 10 dB ref 1 μPa à haute énergie. Quand à l'influence de la longueur d'onde, sur toute de la gamme d'énergie, le signal est en moyenne 3 à 4 fois plus élevé avec les impulsions à 400 nm, soit un gain de 10 dB ref 1 μPa.

3.3.5 — Influences environnementales

Pour imiter un environnement marin, nous avons testé l'effet de la salinité de l'eau sur la génération acoustique en diluant du Chlorure de Sodium (NaCl) dans la cuve, à une teneur équivalente à celle de l'eau de mer (35 g/l). L'évolution des hydrophones étant similaire, nous reportons sur la figure 3.15 que l'amplitude du

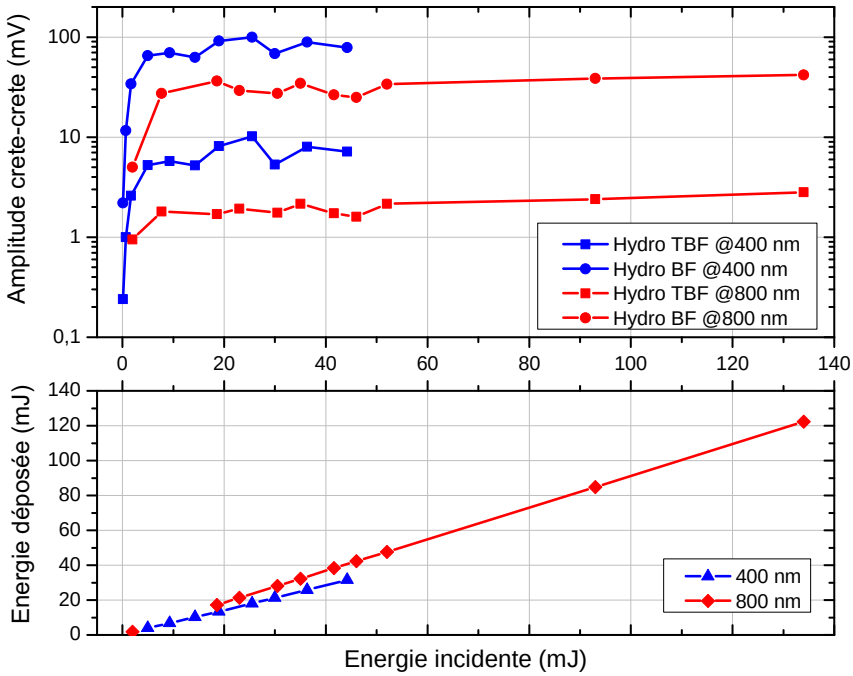


Figure 3.14: Amplitude acoustique crête à crête des hydrophones TBF (carré) et BF (rond) et énergie déposée dans l'eau en fonction de l'énergie incidente, à λ = 400 nm (bleu) et λ = 800 nm (rouge). t_p = 50 fs. Les amplitudes sont corrigées par le gain G_S appliqué à chaque hydrophone.

signal de l'hydrophone BF en fonction de l'énergie incidente pour les deux longueurs d'onde. On constate que par rapport à la figure 3.14, à paramètres laser équivalents, l'ajout de sel permet d'augmenter l'amplitude des signaux acoustiques d'un facteur ≈ 2 dans le cas du 400 nm, et d'un facteur $\approx$ 1,3 dans le cas du 800 nm. Par ailleurs, l'énergie laser déposée dans la cuve ne semble pas affectée par le sel. Les particules présentes dans la cuve sont donc responsables de l'augmentation du niveau sonore.
Nous avons vérifié ce point en remuant l'eau salée entre chaque point de mesure. La zone focale a ainsi été soumise aux turbulences des particules ou poussières naturellement présentes dans l'eau de la cuve. On observe ainsi une augmentation globale du signal de 5 dB ref 1 μPa par rapport à une eau statique, due à la combustion des poussières par le laser dans la zone focale. L'environnement marin n'est donc pas un facteur limitant pour la génération d'onde acoustique par laser.

En résumé, nous avons caractérisé en champ proche la source acoustique générée par la propagation non-linéaire d'une impulsion laser femtoseconde dans l'eau. Nous avons mesuré une source au spectre très large, couvrant la bande 80 Hz à 20 MHz. A 10 cm de la source, nous avons mesuré des niveaux sonores atteignant 145 dB ref 1 μPa sur la gamme 800 kHz - 3 MHz. Afin de caractériser le comportement de la source acoustique en champ lointain et de déterminer le diagramme de directivité de la source acoustique, le laser ENSTAmobile a été déplacé au LMA

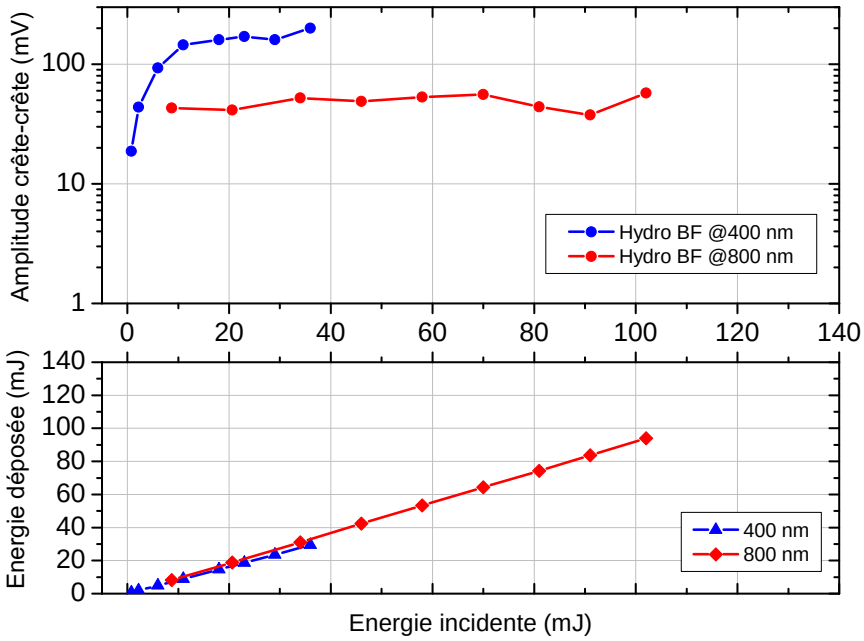


Figure 3.15: Amplitude acoustique crête à crête de l'hydrophone BF et énergie déposée dans l'eau salée (35 g/l) en fonction de l'énergie incidente, à $\lambda = 400$ nm (bleu) et $\lambda = 800$ nm (rouge). $t_p = 50$ fs. L'amplitude est corrigée par le gain G_S.

à Marseille afin de disposer de la cuve océanique du laboratoire.

3.4 Caractérisation de la source acoustique en champ lointain

3.4.1 — Description du montage expérimental

Le LMA est équipé d'une cuve océanique aux dimensions L×l×h_{max} = 13 × 3 × 2 m^3 entièrement sonorisée par des hydrophones montés sur un chariot motorisé. Afin de disposer de la plus grande liberté de mouvement possible, nous avons placé le laser à proximité de la zone la plus profonde. Le montage expérimental est illustré en figure 3.16. Le faisceau laser est focalisé par une lentille L de focale 200 mm, 500 mm ou 1000 mm et traverse le dioptre plan en incidence normale. Pour une focale donnée, nous avons fait varier la hauteur h, entre la lentille et la surface de l'eau, de manière à étudier l'influence de la profondeur sur la focalisation et la source acoustique. L'énergie laser a été maintenue autour de 290 mJ, et pour avoir une émission acoustique suffisante, la durée de l'impulsion t_p a été fixée à 1 ps. La campagne expérimentale ne durant que deux semaines, nous n'avons pas eu le temps d'étudier l'influence de la longueur d'onde sur la source acoustique en champ lointain, et l'ensemble des résultats a été obtenu à $\lambda = 800$ nm. Pour réceptionner les signaux acoustiques, nous n'avons pu utiliser

que deux hydrophones permettant tout de même de couvrir une large bande passante du signal acoustique émis. Le premier est l'hydrophone BF Reson de type TC4035 (50 kHz à 800 kHz) et le deuxième est l'hydrophone HF aiguille 1,0 mm d'Acoustic Precision (1 MHz - 20 MHz). Le chariot motorisé permet de déplacer les hydrophones avec une précision de 100 μm dans les trois directions de l'espace, permettant de réaliser des diagrammes de directivité en 3 dimensions. Dans le repère de l'expérience, la surface de l'eau correspond à l'origine de l'axe $\vec{z}$ et l'axe du laser est l'origine des axes $\vec{x}$ et $\vec{y}$. Notons que l'hydrophone BF est positionné 43 mm au dessus du capteur HF.

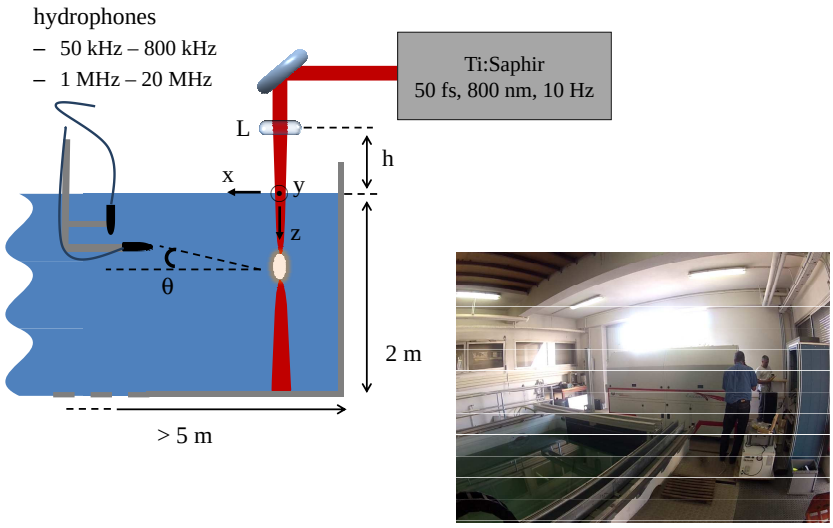


Figure 3.16: Schéma du dispositif expérimental utilisé au LMA et photographie de l'installation.

3.4.2 — Principe des mesures de temps de vol

Les mesures des temps de vol permettent de localiser l'origine de la source acoustique dans l'espace de la cuve. Le principe de ces mesures est illustré en figure 3.17. Le capteur, fixé au chariot motorisé, se déplace selon un axe privilégié, par exemple en profondeur selon l'axe $\vec{z}$. Lorsque le capteur se situe à la même profondeur z_n que la source acoustique, la détection du signal se fait en un temps minimum t_n. Si le capteur s'écarte de cette positon, le signal doit parcourir une distance plus grande pour arriver sur le capteur. En supposant une vitesse constante, il met donc plus de temps. Les graphiques des mesures de temps de vol reportent les temps mesurés en fonction de la position du capteur. Les courbes obtenues représentent donc des arcs de cercle ($\propto \sin\theta$), où le temps minimum permet de déterminer la position de la source.

La figure 3.18 montre le résultat d'un balayage de 80 mm suivant l'axe $\vec{z}$ et de 400 mm suivant $\vec{y}$ du capteur HF placé à une distance x = 31,2 cm de l'axe du laser. Le faisceau est focalisé avec la lentille L de focale 200 mm et la hauteur h est fixée à 40 mm au dessus de la surface de l'eau. L'énergie du laser est maintenue

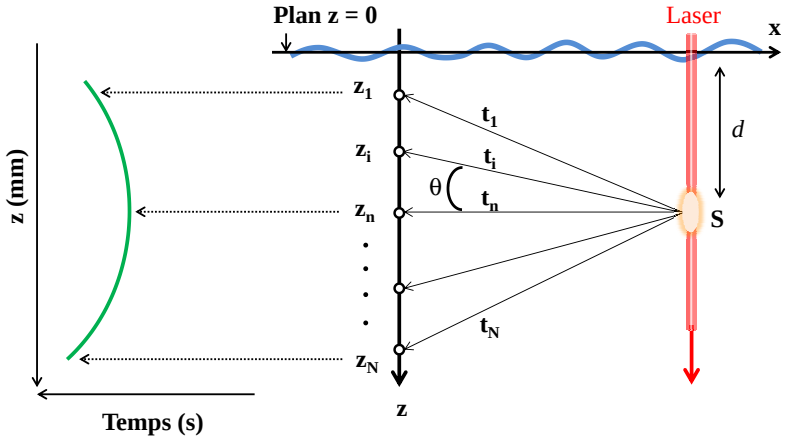


Figure 3.17: Schéma du principe des mesures de temps de vol.

constante à 290 mJ. L'indice de réfraction de l'eau étant plus grand que celui de l'air, on s'attend à une focalisation du faisceau plus profonde que 160 mm ($f-h$). On peut évaluer la position du foyer dans l'eau d selon le théorème de Képler par la formule

$$d = (f - h) \times n, \tag{3.4}$$

où f est la distance focale dans l'air et n est l'indice de réfraction de l'eau à 800 nm. On obtient alors une valeur de d estimée à 215 mm. On peut voir sur la figure 3.18 que les signaux qui arrivent les premiers sont à une profondeur de 221 mm, en bon accord avec d. Les temps d'arrivée les plus courts sont de l'ordre de 1,234 ms. En considérant une vitesse du son dans l'eau $v_{\text{eau}} = 1487$ m/s (à $T_{\text{eau}} = 21,6°$) et les délais électroniques imposés par le montage de 1,0258 ms, le temps d'arrivée des signaux suite à 31,2 cm de propagation est estimé à 1,235 ms. On peut donc conclure que la source acoustique détectée provient bien du claquage produit dans la zone focale du laser.

La profondeur de la source étant déterminée, nous avons calibré l'axe $\vec{y}$. Pour cela, nous avons placé le capteur HF au point de coordonnées (x = 315 mm, y = 0, z = 221 mm). Puis nous avons effectué un balayage de 400 mm autour de y = 0. Le temps minimal d'arrivée des signaux sur le récepteur HF est bien centré en zéro, ce qui indique que notre capteur est bien positionné.

Alors qu'on peut remarquer que l'intensité des signaux reçus décroît très vite lorsque le capteur s'éloigne de la source selon $\vec{z}$, selon $\vec{y}$, l'intensité reste au même niveau, laissant envisager que la source est omnidirectionnelle dans le plan ($\vec{x}$,$\vec{y}$). Nous pourrons vérifier cette information par les mesures des diagrammes de directivité.

Cet ensemble de balayages a aussi été effectué avec le capteur BF, afin de calibrer le repère spatial pour cet hydrophone.

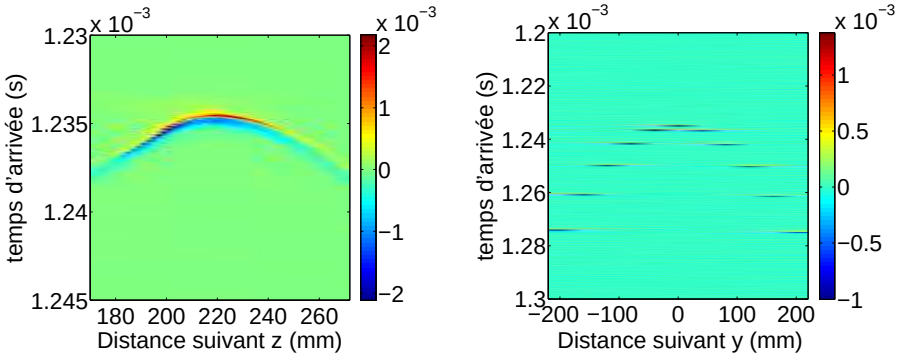


Figure 3.18: Temps de vol des signaux acoustiques lors d'un déplacement du capteur HF suivant l'axe $\vec{z}$ et l'axe $\vec{y}$, pour $f = 200$ mm et $E_i = 290$ mJ. L'unité de la barre des couleurs est le Volt (V).

3.4.3 — Caractérisation du signal acoustique

Par les mesures de temps de vol, nous avons calibré notre repère spatial et localisé la source sous l'eau. Nous allons donc pouvoir déterminer la nature du rayonnement de la source acoustique. Pour cela, nous avons utilisé la lentille de focale 200 mm placée à $h = 40$ mm au dessus de la surface de l'eau.
Pour observer les propriétés de la partie rayonnante de l'onde, il est indispensable d'étudier le champ lointain, en se plaçant suffisamment loin de l'émetteur ($x \geq 100\,\lambda_S$) où λ_S est la longueur d'onde acoustique définie par $\lambda_S = v_{\text{eau}}/\nu$, avec ν la fréquence acoustique. Expérimentalement nous avons placé le récepteur BF (50 kHz $< \nu <$ 800 kHz) à des distances x supérieures à 80 cm et le récepteur HF ($\nu > 1$ MHz) à 31 cm de la source. Ils sont positionnés au centre de la source, soit au point (800 mm, 0, 264 mm) pour le BF et (310 mm, 0, 221 mm) pour le HF.

Evaluation de la décroissance du champ en champ lointain. On a tout d'abord mesuré la loi de décroissance du champ en champ lointain. Pour cela l'amplitude des signaux reçus a été mesurée en fonction de la distance des hydrophones à la source selon l'axe $\vec{x}$. Le comportement à suffisamment grande distance de la source (d $>$ 460 mm) suit une loi de décroissance en $1/x$, caractéristique d'un rayonnement en ondes cylindriques [112].

Mesure du spectre de la source acoustique. Nous avons ensuite analysé les composantes spectrales contenues dans l'émission acoustique. Les résultats obtenus au LOA en champ proche montrent un signal très large bande s'étendant sur plusieurs MHz. La figure 3.19 a) et b) donne un exemple de signal reçu avec l'hydrophone BF et HF respectivement. Le spectre en fréquence de l'onde acoustique est similaire à celui mesuré en champ proche (figure 3.11). Il s'étend sur toute la gamme couverte par les hydrophones de 50 kHz à 20 MHz avec un maximum autour de 1 MHz (figure 3.19 (c)). Les niveaux déterminés par la mesure en champ lointain sont ramenés à 1 m, en utilisant une loi en $1/x$. Les niveaux générés sont de l'ordre 130 - 160 dB ref 1 μPa sur la gamme 60 kHz - 2 MHz et sont bien

supérieurs au rapport signal/bruit mesuré (+ 40 dB pour l'hydophone HF et + 25 dB pour le BF). En extrapolant les niveaux calculés en champ proche pour λ = 800 nm, à une durée d'impulsion et une énergie équivalente à ces conditions, les niveaux sont de l'ordre 100 dB (60 kHz) - 140 dB ref 1 μPa (2 MHz) (à 1 m). Les niveaux obtenus en champ lointain sont légèrement supérieurs, en cohérence avec l'utilisation d'une lentille de focale plus courte où l'absorption non-linéaire est plus importante. On peut remarquer deux pics d'absorption à 6,3 MHz et 8,6 MHz. Ces pics sont sûrement des fréquences de résonance des molécules présentes dans le milieu de propagation, car, dans cette gamme de fréquence, la réponse de l'hydrophone est plate. De plus, si l'on considérait l'atténuation (en dB/km) de chaque fréquence en fonction de la propagation, définie par François et Garrison [115], cela n'aurait pour effet que d'ajuster le niveaux des fréquences $\nu > 4$ MHz, dont le niveau serait réévalué à 135 dB ref 1 μPa à 8 MHz.

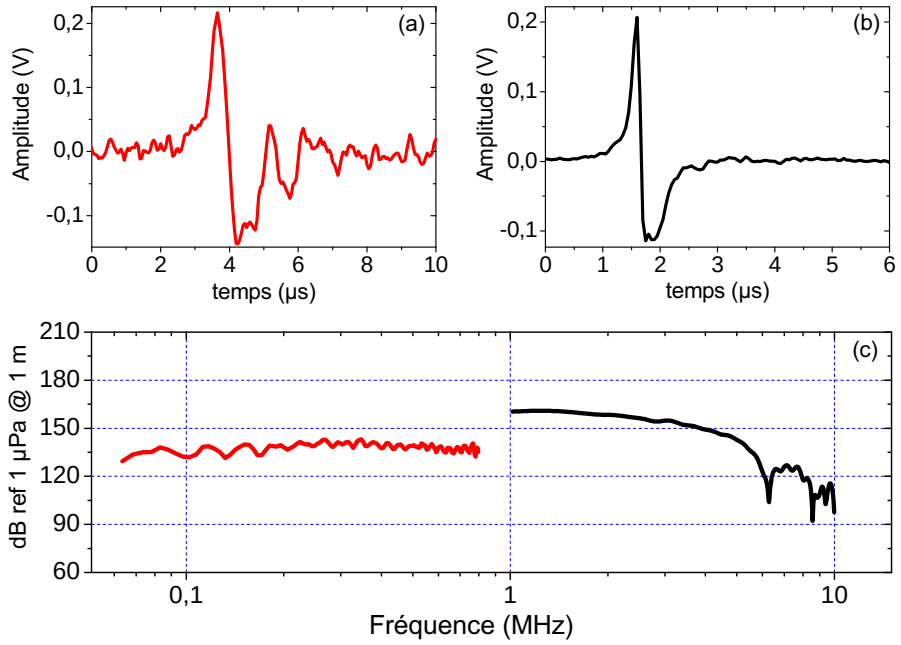


Figure 3.19: Signal temporel obtenu par l'hydrophone BF (a) et HF (b). Les hydrophones sont placés en champ lointain à une profondeur de $z = 220$ mm. (c) Spectre corrigé par le gain G_S et la réponse de chaque hydrophone. Les niveaux sont relatifs à 1 μPa à 1 m. $\lambda = 800$ nm. $E_i = 290$ mJ. $f = 200$ mm et $h = 40$ mm.

Mesure du diagramme de rayonnement. Enfin, pour les focales 200 mm (h = 40 mm) et 500 mm (h = 50 mm), nous avons déterminé les diagrammes de directivité en champ lointain du rayonnement acoustique à différentes fréquences. Pour cela, nous avons mesuré les temps de vol dans les plans ($\vec{x}$,$\vec{z}$), à y fixé et ($\vec{x}$,$\vec{y}$), à z fixé. Dans ce deuxième plan, les diagrammes montrent une source omnidirectionnelle, comme le laissait envisager le temps de vol selon $\vec{y}$ à la figure

ν (kHz)	50	100	200	300	400	1500	2000	2500	3000
f = 200 mm	7°	7°	6°	6°	6°	5°	5°	5°	5°
f = 500 mm	9°	8°	6°	4°	3,5°	3°	3°	3°	3°

Table 3.1: Largeur du lobe de directivité en degré pour différentes fréquences et différentes longueurs focales.

3.18. La figure 3.20 montre le diagramme de directivité, pour trois fréquences 50 kHz, 400 kHz et 1,5 MHz, où θ est l'angle défini entre l'axe $\vec{x}$ qui passe par la source et la position de l'hydrophone (voir figure 3.16). Sur l'ensemble de la gamme spectrale, le lobe principal est contenu dans un angle 2θ de 10°. Pour les plus basses fréquences, le diagramme de directivité est décalé de plusieurs degrés par rapport au zéro. Tout se passe comme si le faisceau acoustique était dépointé. De plus le diagramme a une allure dissymétrique. Cette dissymétrie n'a pas encore été expliquée. Lorsque la fréquence augmente, le faisceau redevient symétrique et l'axe est bien pointé suivant l'angle 0°. Les angles d'ouvertures mesurés à -3 dB sont reportés dans le tableau 3.1 pour un ensemble de fréquences. Plus la focale est longue et plus les fréquences sont élevées, plus la source est directive.
On peut tracer le diagramme d'émission de la source acoustique en 3D. Deux diagrammes sont tracés en figure 3.21 pour les fréquences ν à 400 kHz et 1500 kHz. Le rayonnement de la source est similaire à celui d'un dipôle oscillant, où le rayonnement est nul dans la direction du dipole (l'axe du laser) et maximal dans son plan équatorial [112].

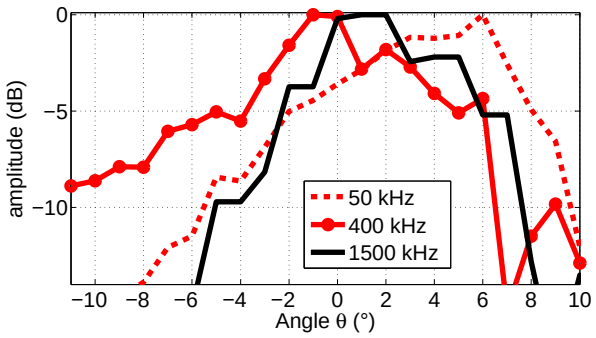


Figure 3.20: Diagramme de directivité de l'émission acoustique à ν = 50, 400 et 1500 kHz. λ = 800 nm, E_i = 290 mJ, f = 200 mm et h = 40 mm.

3.4.4 — Influence de la profondeur sur l'émission acoustique

Dans le but d'application sous-marine, l'utilisation du phénomène de filamentation donnerait l'avantage de pouvoir générer une source acoustique à distance du lieu émetteur. Il est donc important de caractériser la génération de la source induite par le laser en fonction de la distance de propagation dans l'eau.
On a vu à la figure 3.18, que la position de la source acoustique est reliée au foyer de la lentille. Nous avons travaillé ici avec la lentille de focale 500 mm, et

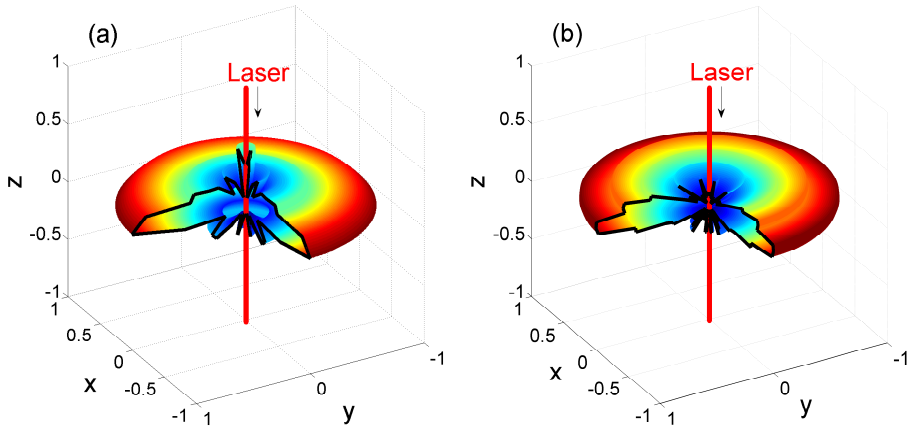


Figure 3.21: Diagrammes de rayonnement normalisés en 3D de l'émission acoustique à (a) $\nu = 400$ kHz et (b) $\nu = 1500$ kHz, pour les paramètres laser : $\lambda = 800$ nm, $E_i = 290$ mJ, $f = 200$ mm et $h = 40$ mm.

fait varier la position h de 50 à 380 mm. Pour ces mesures, on a fixé la durée d'impulsion laser à 5 ps et l'énergie à 270 mJ. Nous avons effectué pour chaque position de la lentille un balayage du capteur HF selon $\vec{z}$ de la surface (z = 0 mm) à 700 mm. Nous avons répété l'expérience pour le capteur BF. Les résultats étant similaires, nous ne montrons que ceux obtenus avec le capteur HF.

La figure 3.22 montre les temps de vol en fonction de la profondeur z pour a) $h = 50$ mm, b) $h = 130$ mm, c) $h = 300$ mm et d) $h = 380$ mm, correspondant à une distance focale d dans l'eau de a) 598 mm, b) 492 mm, c) 266 mm et d) 160 mm (indiqués par les lignes en pointillés sur chaque graphique). Dans les trois premiers cas (figure 3.22 a) à c)), le temps de vol le plus court correspond à la position du foyer dans l'eau. On peut remarquer que plus h est grand, plus le niveau acoustique augmente. Effectivement, pour les petites valeurs de h, le faisceau se propage majoritairement dans l'eau et subit une absorption linéaire plus importante avant le foyer ($\sim 2,92$ dB ref 1 μPa/m à 800 nm). Dans le dernier cas (figure 3.22 d)), l'énergie du laser ne traverse pas totalement la couche d'eau. Elle est partiellement déposée à la surface et crée une seconde source acoustique à l'interface. En considérant l'optique géométrique et la hauteur h de la lentille, le diamètre du faisceau qui impacte la surface est de 8 mm. L'intensité du faisceau à la surface de l'eau est donc de 100 GW/cm^2. Le dioptre induit immédiatement de la multifilamentation dans le faisceau par instabilité modulationelle qui génère une source acoustique de surface. Nous avons estimé que l'intensité seuil nécessaire à l'apparition de la source secondaire en surface est ≈ 35 GW.cm^{-2}.
Sur l'ensemble des mesures, nous pouvons observer qu'un signal acoustique est détecté au temps minimum en amont du foyer optique. Lorsque le processus de filamentation est initié par une lentille de focale f, la position de l'effondrement

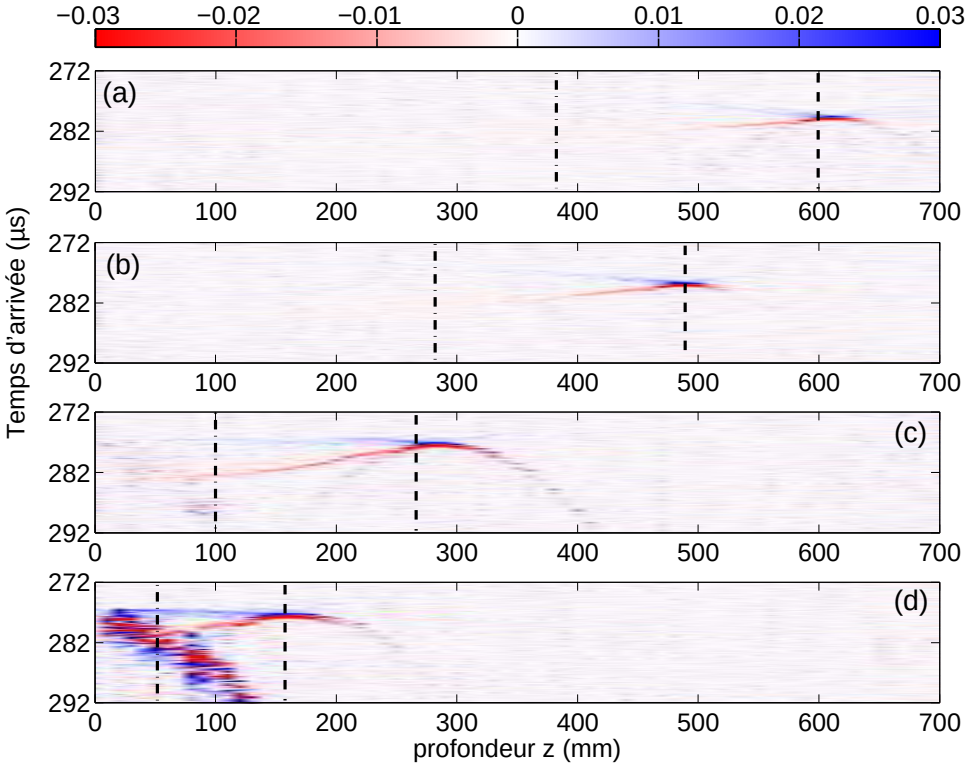


Figure 3.22: Temps de vol des signaux acoustiques lors d'un déplacement du capteur HF suivant l'axe $\vec{z}$, pour $f = 500$ mm et $E_i = 270$ mJ, pour différentes positions de la lentille : $h = 50$ (a), 130 (b), 300 (c) and 380 mm (d). Les positions des foyers d correspondants sont indiquées par les lignes pointillés. Les lignes en point-pointillés marquent la position de l'effondrement du faisceau. L'hydrophone est placé à $x = 31$ cm de l'axe de propagation du laser. Unité : volts (V).

du faisceau recule vers le laser et est donnée par la formule de Marburger [27]

$$\frac{1}{L_{\mathrm{C},f}} = \frac{1}{L_{\mathrm{C}}} + \frac{1}{f}, \tag{3.5}$$

où L_{C} est la longueur d'effondrement pour un faisceau collimaté donnée par l'équation (1.14). Cependant, en régime de multifilamentation, l'équation (3.5) est à considérer avec précaution. Effectivement, le régime de multifilamentation est difficile à simuler et à interpréter. Néanmoins, une étude expérimentale récente de la multifilamentation dans l'air, mise en forme par une lentille, donne des indications sur le plasma généré [36]. Dans ce régime, de nombreux filaments sont générés en amont du foyer et viennent se regrouper sous l'effet de la lentille au voisinage de $L_{\mathrm{C},f}$ jusqu'au foyer. Ceci a pour effet de créer un long canal de plasma présentant une surdensité électronique localisée près du foyer. Nous avons indiqué la position de l'effondrement $L_{\mathrm{C},f}$ pour chaque position de la lentille par la ligne en point-pointillés. On peut voir que la détection du signal acoustique en amont du foyer est en bon accord avec le canal de plasma contenu entre $z = L_{\mathrm{C},f}$ et $z = d$. Ce

raisonnement est étayé par la mise en valeur d'une longue source acoustique d'expansion cylindrique lors de l'imagerie du plasma effectuée au LOA (figure 3.7). La surdensité locale est l'origine de la source acoustique ponctuelle au foyer, dont on perçoit le temps de vol proportionnel à $\sin\theta$ à la figure 3.22 c).

Pour essayer de créer une source plus profonde, on a utilisé la lentille de focale 1 m. Malheureusement, la profondeur du chariot motorisé étant limitée, puis pour des raisons d'encombrement expérimental, nous n'avons pas pu placer la lentille près de l'eau ($h_{\min} = 730$ mm). On retrouve alors le cas de la figure 3.22 d). La figure 3.23 ne montre pas de source en profondeur mais l'apparition d'une source à la surface. Le faisceau perd la majeure partie de son énergie lors son entrée dans l'eau et aucune source n'est formée en profondeur.

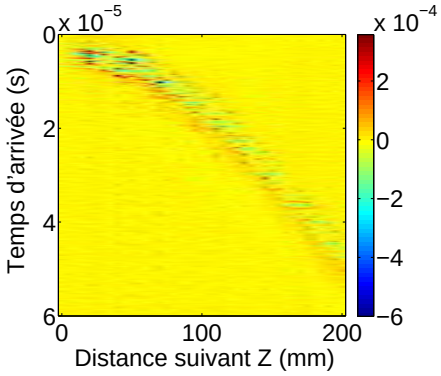


Figure 3.23: Temps de vol des signaux acoustiques lors d'un déplacement du capteur HF suivant l'axe $\vec{z}$. $\lambda = 800$ mm, $E_i = 290$ mJ, $f = 1000$ mm et $h = 730$ mm. Unité : volts (V).

Nous avons démontré que la filamentation génère une source acoustique étendue. Nous avons également vu que la position de la lentille influe sur la position et la nature de la source (en profondeur ou en surface). Ainsi, pour générer une source à longue distance, il est judicieux de travailler avec des lentilles de longues focales et dans ce cas, privilégier la longueur d'onde 400 nm, pour laquelle l'absorption linéaire en amont du foyer est 40 fois plus faible qu'à 800 nm.

3.5 Conclusion

En conclusion, nous avons étudié la propagation d'un faisceau femtoseconde intense dans l'eau dans le but de générer des ondes acoustiques intenses. Pour cela, nous avons tout d'abord effectué une caractérisation optique de la propagation filamentaire dans l'eau en fonction de la durée d'impulsion et de l'énergie incidente. Nous avons mis en évidence que la filamentation crée un canal long de 5 mm (pour une focale de seulement 20 mm) à l'origine d'une source acoustique étendue à expansion cylindrique. Le rallongement de la durée d'impulsion augmente le dépôt d'énergie dans l'eau et génère un canal plus chaud. Effectivement, en régime picoseconde, la densité électronique est plus importante grâce à une multiplication des

électrons par avalanche. La zone d'interaction évolue d'une dépression pour les impulsions femtoseconde à une forte surpression pour les impulsions picosecondes, correspondant à une forte augmentation du signal acoustique. Nous avons ensuite axé notre étude sur la caractérisation de la source acoustique générée par la propagation de l'impulsion dans l'eau. Nous avons mesuré une source au spectre très large, couvrant de 80 Hz à 20 MHz. A notre connaissance, c'est le spectre le plus large jamais généré. Nous avons mesuré des niveaux sonores atteignant $\approx$ 150 dB ref 1 μPa à 1 m de la source sur la gamme 100 kHz - 3 MHz. Nous avons ensuite étudié l'influence de l'énergie, de la durée d'impulsion et de la longueur d'onde du laser sur le niveau sonore de cette source. On a vu que le niveau sature pour les hautes énergies (P $>$ 20 GW). En revanche, le rallongement de la durée d'impulsion vers la picoseconde augmente significativement le niveau acoustique d'au moins 20 dB ref 1 μPa sur l'ensemble du spectre. Nous avons évalué l'influence de la longueur d'onde en doublant la fréquence initiale du laser. A puissance égale, pour la durée d'impulsion minimale (t_p = 50 fs), nous avons ainsi mesuré une augmentation du niveau acoustique de 10 dB ref 1 μPa à la longueur d'onde 400 nm par rapport à 800 nm. Enfin le diagramme de directivité de la source a été mesuré. Nous avons mis évidence une source très directive ($\sim 5^\circ$) dans le plan contenant l'axe du laser et omnidirectionnelle dans le plan perpendiculaire au laser.

Les niveaux mesurés dans cette étude ne peuvent pas être considérés comme très intenses. En effet, le niveau sonore des basses fréquences ($\sim$ 50 dB ref 1 μPa) est situé dans le bruit ambiant marin et reste faible devant le signal émis par un sonar qui est de l'ordre de 200 à 250 dB ref 1 μPa. Les applications pour la communication sous-marine ne sont donc pas pour le moment envisageables avec ce type de source. Pour obtenir une amplification significative il faudrait se diriger vers des séquences d'impulsions laser ou bien des lasers de plus longues durées d'impulsion (pico ou nanoseconde). Or, rallonger la durée d'impulsion augmente la durée de l'onde de choc, réduisant la bande spectrale de la source acoustique [100]. Un compromis doit être trouvé selon les applications visées car le spectre large bande et les niveaux atteints dans les hautes fréquences est tout à fait intéressant et pourraient trouver des applications en imagerie acoustique pour la médecine notamment.

Deuxième partie

Interaction de deux filaments laser femtoseconde dans les gaz

Chapitre 4

Dynamique d'un réseau de plasma

Résumé

Measurements of the lifetime of a plasma and a plasma grating formed at the intersection of two femtosecond filaments were performed in atomic and molecular gases. We determined that the main process, which is responsible for the homogenisation of the plasma grating in atomic gases is the ambipolar diffusion, whereas it is a combination of collision-assited electron recombination and ambipolar diffusion in molecular gases. The development of a theoretical model for the plasma grating relaxation enabled us to fit its experimental decay. Thus, we determined the plasma properties, such as the ambipolar diffusion coefficient and the recombination time in air, N_2, O_2, CO_2, and Ne, Ar, Kr, Xe at 300°K and 1 atm.

Ce chapitre porte sur l'étude du plasma et du réseau de plasma générés à l'intersection de deux filaments laser dans des gaz moléculaires ou atomiques. Nous avons mesuré la relaxation du plasma par diffractométrie et celle du réseau par diffraction de Bragg. Nous avons identifié que la relaxation du plasma dans les gaz atomiques est gouvernée par la diffusion ambipolaire, alors que dans les gaz moléculaires, c'est une combinaison de la diffusion ambipolaire et de la recombinaison à trois corps. Le développement d'un modèle théorique du déclin du réseau a permis de déterminer la densité initiale du plasma et les coefficients de recombinaison et de diffusion dans l'air, N_2, O_2, CO_2, et Ne, Ar, Kr, Xe à température ambiante et à pression atmosphérique.

Contents

4.1 Introduction **74**
4.2 Interaction de filaments : génération d'un réseau de plasma **75**
4.2.1 Superposition de deux ondes planes 75
4.2.2 Superposition de deux filaments : réseau de plasma 75
4.3 Etude de la relaxation du plasma **76**
4.3.1 Description de l'expérience de diffractométrie 77

4.3.2 Description du modèle de diffraction d'un faisceau par un plasma 77
4.3.3 Analyse des résultats expérimentaux 79
4.4 Etude du réseau de plasma 83
4.4.1 Description du montage expérimental 83
4.4.2 Modélisation de l'évolution temporelle du réseau de plasma 83
4.4.3 Analyse des résultats expérimentaux 85
4.5 Conclusion 88

4.1 Introduction

L'étude des réseaux de plasma de diffraction connaît un essor dans les années 2000 avec le développement des lasers de très haute intensité. Dans le but de produire des zones de plasma sur-denses, ces réseaux sont générés à l'intersection de deux faisceaux laser intenses dans un plasma déjà existant [116]. N'ayant d'autre support que le gaz, ils forment un dispositif optique non altérable dont les applications potentielles vont de l'accélération d'électrons [117] à la compression d'impulsions laser [118]. Mais dans l'ensemble ces travaux demeurent essentiellement numériques. Expérimentalement c'est en 2009 que Suntsov *et al.* [119] mettent en évidence le premier réseau de densité volumique de plasma dans l'air. Contrairement aux études antérieures, le réseau n'est pas généré dans un plasma pré-existant mais est issu de la modulation de l'ionisation par le champ d'interférence des deux faisceaux laser intenses. Il est démontré par la suite que le réseau joue un rôle important dans l'interaction entre deux faisceaux. Il peut, suivant les conditions, interrompre le phénomène de filamentation favorisant une forte augmentation de la génération de troisième harmonique [120, 121]. Analogue à un cristal photonique, il peut guider un troisième faisceau ou dans les conditions de Bragg le diffracter [122, 123]. Enfin, dans le cas d'impulsions laser chirpées il permet de réaliser un transfert efficace de l'énergie d'un faisceau vers l'autre [124]. Le réseau de plasma semble donc être un outil prometteur pour le contrôle de la filamentation laser à distance, soit pour l'interrompre, soit pour l'alimenter en énergie. Il est donc fondamental de caractériser le réseau de plasma et de comprendre sa relaxation. Plusieurs auteurs ont mesuré pour un angle de croisement donné et dans l'air une durée de vie du réseau d'une dizaine de picoseconde avec un déclin exponentiel [119, 125, 126].
Pourtant, nous allons voir dans ce chapitre que le déclin du réseau de plasma ne peut pas se résumer à une simple loi exponentielle. Nous avons mesuré l'évolution temporelle du réseau dans différents gaz, moléculaires (air, N_2, O_2 et CO_2) ou atomiques (Ne, Ar, Kr et Xe), à pression atmosphérique. La durée de vie du réseau dépend fortement du gaz dans lequel il est formé ainsi que de l'angle de croisement des filaments laser.

Ce travail est décomposé en deux études complémentaires. Premièrement, nous avons caractérisé le plasma situé à l'intersection des deux filaments laser par une expérience de diffractométrie résolue en temps. La mesure de la relaxation

du plasma a permis d'extraire la densité initiale du plasma et le coefficient de recombinaison électronique. Dans les conditions d'interférence des deux filaments, la densité est supposée plus élevée que celle d'un filament et a donc besoin d'être évaluée.
Puis, nous avons étudié la relaxation du réseau par une expérience de diffraction d'un faisceau sonde. Nous avons développé un modèle théorique fondé sur la diffraction de Bragg pour décrire l'évolution temporelle du réseau. Le bon accord des simulations avec les résultats expérimentaux a permis d'extraire la densité initiale du plasma, le coefficient de recombinaison et de diffusion de tous les gaz étudiés.

4.2 Interaction de filaments : génération d'un réseau de plasma

4.2.1 — Superposition de deux ondes planes

Considérons deux faisceaux laser incidents polarisés selon l'axe $\vec{x}$ qui s'interceptent avec un angle φ. Dans le repère décrit à la figure 4.2, le champ électrique correspondant à la superposition des deux ondes s'écrit en notations complexes

$$\Phi(y,z) = A_1 e^{\left(ik_0 y \cos\frac{\varphi}{2} + ik_0 z \sin\frac{\varphi}{2}\right)} + A_2 e^{\left(ik_0 y \cos\frac{\varphi}{2} - ik_0 z \sin\frac{\varphi}{2}\right)}, \tag{4.1}$$

avec A_1 et A_2 l'amplitude des ondes 1 et 2 et k_0 le vecteur d'onde incident à la longueur d'onde $\lambda = 800$ nm. Dans le cas où $|A_1|^2 = |A_2|^2 = I_0$ le champ d'interférence est défini par l'intensité I_R tel que

$$I_R(y,z) = |\Phi(y,z)|^2 = 2I_0(1 + \cos uz), \tag{4.2}$$

où les franges d'interférence ont un vecteur d'onde u parallèle à l'axe $\vec{z}$ tel que

$$u = 2k_0 \sin\frac{\varphi}{2} = \frac{2\pi}{\Lambda}, \tag{4.3}$$

avec Λ le pas du réseau d'interférence défini comme

$$\Lambda = \frac{\lambda}{2\sin\frac{\varphi}{2}}. \tag{4.4}$$

4.2.2 — Superposition de deux filaments : réseau de plasma

Considérons maintenant le cas de deux filaments. Lors du processus de filamentation, une impulsion laser de durée t_p crée dans le sillage du faisceau un canal de plasma faiblement ionisé. La densité de plasma maximale au cœur du filament peut être estimée à partir de l'équation (1.31) par

$$\rho \simeq \sigma_M \rho_{at} I^M t_p, \tag{4.5}$$

où on rappelle que σ_M est la section efficace de l'ionisation multiphotonique à M photons, où M est défini à l'équation (1.32), et ρ_{at} est la densité d'atomes neutres. Selon le modèle Keldish-PPT [127], la photo-ionisation d'un atome peut se faire selon deux régimes : multiphotonique ou tunnel. En régime de filamentation, $I \leq 10^{13}$ W.cm^{-2}, c'est donc le régime multiphotonique qui domine. Or à l'intersection de deux filaments, dans les zones d'interférences constructives, l'intensité I_R peut atteindre jusqu'à 4 fois l'intensité au cœur du filament $I_{filament}$ (en négligeant les éventuels effets de saturation de l'intensité comme la défocalisation par le plasma). I_R peut donc être suffisamment grande pour basculer vers un régime d'ionisation intermédiaire entre multiphoton et tunnel, où moins de photons sont nécessaires pour ioniser l'atome. A partir des intensités $I_{filament}$ déterminées dans les références [11, 128] et des taux d'ionisation de la référence [129], nous avons déterminé les valeurs de M correspondant à une intensité $I_R = 4I_{filament}$ pour les gaz que nous avons étudiés (voir tableau 4.1).

	Air	N_2	O_2	CO_2	Ne	Ar	Kr	Xe
M	5	7	5	5	5	5	4	4

Table 4.1: Nombre de photons nécessaires au processus d'ionisation multiphotonique dans la zone d'intersection de deux filaments pour $I_R = 4I_{filament}$, selon le modèle Keldish-PPT [127].

Les modulations d'interférence de l'intensité (équation (4.2)) vont s'imprimer sur la densité électronique du plasma qui s'exprime alors

$$\rho \simeq \rho_{max} \left(\frac{1 + \cos uz}{2} \right)^M , \tag{4.6}$$

avec $\rho_{max} = 2^M I_0^M \sigma_M \rho_{at} t_p$, donnant lieu à un réseau de densité plasma comme on peut le voir à la figure 4.1.

Figure 4.1: A gauche : Photographie de l'interaction de deux filaments dans l'air en coïncidence temporelle pour un angle $\varphi = 10°$. A droite : Photographie du réseau de plasma situé à l'intersection des deux filaments.

4.3 Etude de la relaxation du plasma

Afin d'étudier le plasma à l'intersection de deux filaments, nous avons choisi d'utiliser une technique de diffractométrie résolue en temps. Cette méthode a déjà été utilisée dans les références [130, 131, 132] dans le cas d'un filament dans l'air.

Elle va permettre de déterminer la densité initiale ρ_0 ainsi que le paramètre de recombinaison β du plasma.

4.3.1 — Description de l'expérience de diffractométrie

Dans cette expérience (figure 4.2), le faisceau laser issu du laser α-100 est divisé en trois parties : 10 % sont prélevés pour le faisceau sonde. Les 90 % restant sont divisés en deux faisceaux pompes d'énergie égale à 1 mJ. Toutes les impulsions sont polarisées selon $\vec{x}$ et de durée 40 fs. Les faisceaux pompes sont focalisés par des lentilles L de focale $f = 1$ m, générant un filament d'une longueur d'environ 4 cm. Les filaments s'interceptent avec un angle φ de 7°. Lorsque les impulsions sont en coïncidence temporelle, un réseau de plasma est généré à l'intersection. La relaxation du plasma est suivie par diffractométrie. Pour cela la sonde illumine transversalement le plasma. Puisque la sonde se propage perpendiculairement au plan ($\vec{x}$,$\vec{y}$) contenant les franges du réseau, elle n'est sensible qu'à la différence de phase globale induite par le plasma et non aux modulations de densité du réseau. La sonde est synchronisée avec la formation du plasma, puis retardée temporellement de manière à suivre son déclin. Pour chaque délai, la figure de diffraction est enregistrée par une camera CCD, placée à H = 38 cm de la zone d'interaction. Les mesures ont été réalisées dans huit gaz : air, O_2, N_2, CO_2 et Ne, Ar, Kr, Xe.

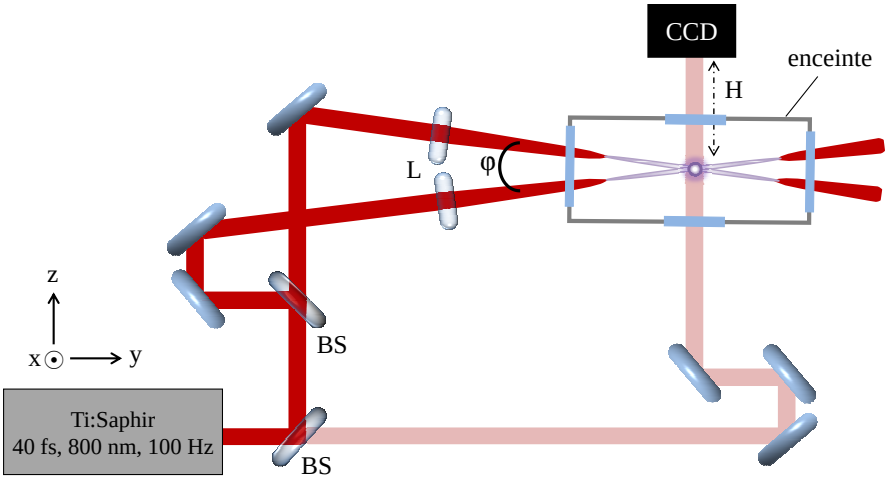


Figure 4.2: Montage expérimental de la mesure de diffractométrie. BS : Séparatrice, L : lentille de focale 1 m, H = 38 cm. Les deux filaments se croisent avec avec un angle φ de 7 degrés.

4.3.2 — Description du modèle de diffraction d'un faisceau par un plasma

La "bulle" de plasma produite à l'intersection des filaments agit comme un objet de phase qui diffracte le faisceau sonde. Déterminons le changement d'indice

$\Delta\phi$ induit par la bulle.
Tout d'abord, l'indice de réfraction du plasma selon la formule de Drude est $n(\omega) = \sqrt{1 - \omega_p^2/\omega^2}$, où $\omega_p^2 = \rho q^2/m_e\varepsilon_0$ avec ω la pulsation de l'onde incidente, ρ est la densité électronique du plasma, q la charge élémentaire d'un électron, m_e la masse d'un électron et ε_0 la permittivité du vide. Le rapport ω_p^2/ω^2 étant très petit devant 1, la variation d'indice due au plasma peut s'écrire

$$\Delta n(t) = -\frac{\rho(t)}{2\rho_c n_0}, \tag{4.7}$$

où $\rho_c = 1,7 \times 10^{21}$ cm^{-3} est la densité critique du plasma pour la longueur d'onde de 800 nm et n_0 est l'indice linéaire.
Les considérations géométriques liées au croisement de deux filaments amènent à modéliser la densité de la bulle de plasma par un profil super-Gaussien selon $\vec{x}$ et Gaussien selon $\vec{z}$, aux longueurs caractéristiques L_1 et L_2. La variation d'indice dans la zone d'interaction s'écrit alors sous la forme :

$$\Delta n(x,z,t) = \Delta n(t) \exp\left[-\left(\frac{x^2}{2L_1^2}\right)^a - \left(\frac{z^2}{2L_2^2}\right)\right], \tag{4.8}$$

avec Δn_0 la variation d'indice maximum au cœur de la "bulle" et a l'ordre de la super-gaussienne. Le changement de phase perçu par la sonde s'exprime alors

$$\Delta\phi(x,t) = k_0 \int \Delta n(x,z,t)dz = \sqrt{2\pi}\Delta n(t) k_0 L_2 \exp\left[-\left(\frac{x^2}{2L_1^2}\right)^a\right]. \tag{4.9}$$

En considérant que la sonde a un profil Gaussien de la forme
$\Psi_\omega(x,0) = \Psi_0 \exp\left(-x^2/2w_0^2\right)$ avec un rayon w_0 d'environ 7 mm, l'amplitude de l'onde diffractée à la distance H du plasma est :

$$\Psi_\omega(x,H,t) = \Psi_0\sqrt{\frac{k_0}{\pi H}} \int \exp\left[-i\Delta\phi(x',t) - \frac{x'^2}{2w_0^2} + \frac{ik_0}{2H}\left(x - x'\right)^2\right] dx'. \tag{4.10}$$

On définit finalement l'intensité diffractée par $I(x,t) = |\Psi_\omega(x,H,t)|^2$.

A partir de la figure de diffraction du faisceau sonde, on peut alors obtenir la densité électronique du plasma au moment de l'illumination. En étudiant son évolution dans le temps, on mesure ainsi la relaxation du plasma. Nous pouvons identifier deux phénomènes qui en sont responsables : la diffusion des porteurs libres et la recombinaison des électrons. Dans un plasma généré par filamentation, l'ionisation reste faible ($\sim 10^{16}$ cm^{-3}) et la recombinaison se fait essentiellement suivant deux processus : la recombinaison sur les ions parents et l'attachement sur les atomes neutres. Il a été montré que dans les gaz, le premier processus est le plus rapide [133]. Enfin, pour des distances de l'ordre du libre parcours moyen d'un électron, la diffusion des électrons reste importante. Mais dans des plasmas dont la taille représente plusieurs dizaines de microns, elle peut être négligée. On en vient donc à exprimer l'évolution temporelle de la densité électronique du

plasma, de densité initiale ρ_0, comme suit [130]

$$\rho(t) = \frac{1}{\frac{1}{\rho_0} + \beta t}. \tag{4.11}$$

La densité initiale est déterminée par la valeur initiale du contraste des franges (à $t = 0$) et le coefficient de recombinaison β par son déclin dans le temps. Le contraste est défini comme le ratio $\Delta I/I_0$, où $\Delta I = I - I_0$ avec I_0 l'intensité de la sonde sans plasma.

4.3.3 — Analyse des résultats expérimentaux

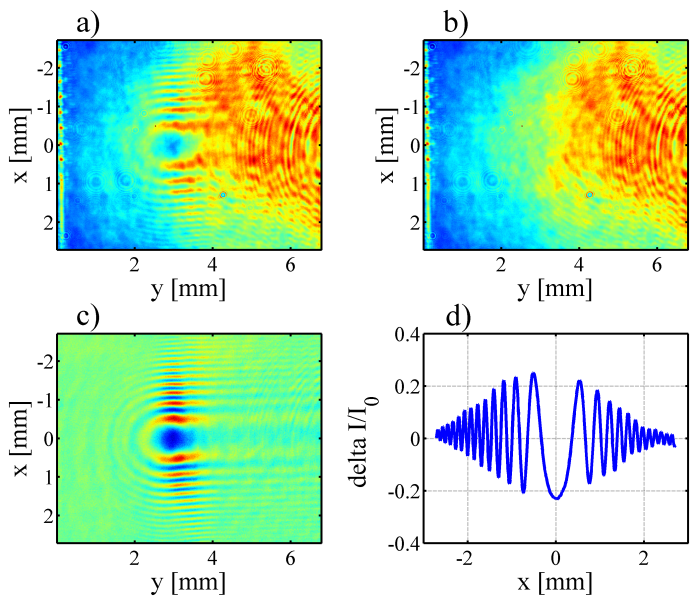


Figure 4.3: Figures de diffraction enregistrées par une caméra CCD, pour un retard $\tau = 1{,}13$ ps après la formation du plasma dans l'air. a) Image des franges de diffraction de la sonde après la traversée du plasma. b) Image de la sonde en l'absence du plasma. c) Image des franges de diffraction après extraction du fond (4.3(b)). d) Profil selon x en l'abscisse y où les franges sont à leur maximum.

La figure 4.3 montre un exemple d'images de diffraction de la sonde par la "bulle" de plasma dans l'air. Systématiquement, deux images sont enregistrées : la sonde transmise à travers le plasma (a) et le fond, c'est à dire la sonde en l'absence du plasma (b). Les images 4.3(a) et (b) ont été prises pour un délai de 1,13 ps par rapport à la formation du plasma. Après soustraction du fond, on obtient l'image de diffraction 4.3(c). Enfin, l'image 4.3(d) est obtenue en traçant le profil selon x à la valeur de y où les franges sont à leur maximum. Le contraste est calculé en divisant le profil par la valeur maximum de l'illumination prise le long de la même coordonnée y. Ces mesures ont été faites dans les 8 gaz étudiés en fonction du délai entre la sonde et la formation du plasma. La procédure d'extraction du contraste a été effectuée pour chaque délai τ.

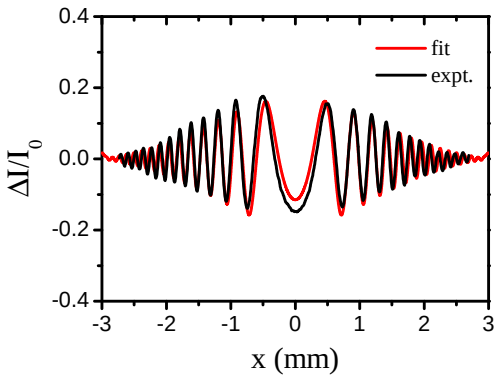


Figure 4.4: Ajustement numérique du profil des franges de la figure 4.3(d)

	Air	N_2	O_2	CO_2	Ne	Ar	Kr	Xe
ρ_0 (cm^{-3})	1×10^{18}	1×10^{18}	1×10^{18}	9×10^{17}	7×10^{17}	3×10^{18}	2×10^{18}	9×10^{17}
β (cm^3/s)	5×10^{-8}	3×10^{-8}	4×10^{-8}	2×10^{-7}	6×10^{-9}	2×10^{-10}	1×10^{-9}	2×10^{-9}
K (cm^6/s)	2×10^{-27}	1×10^{-27}	2×10^{-27}	7×10^{-27}	2×10^{-28}	7×10^{-30}	4×10^{-29}	6×10^{-29}

Table 4.2: Paramètres du plasma déterminés par diffractométrie. Les valeurs de ρ_0 et β sont obtenues à partir des meilleurs ajustements numériques du contraste et de son évolution temporelle. La constante K est calculée à partir de la relation $\beta = K\rho_{at}$, avec $\rho_{at} = 2,9 \times 10^{19}$ cm^{-3}.

A partir du modèle décrit dans la section 4.3.2, le profil des franges est obtenu numériquement. Les paramètres a, L_1 et L_2 permettent d'ajuster le profil numérique à celui expérimental et ainsi de déterminer la taille du plasma (figure 4.4). Pour tous les gaz, nous avons trouvé $a = 2$, $L_1 = 40$ μm et $L_2 = 90$ μm, sauf pour le Xénon où $L_1 = 80$ μm. Nous avons vérifié que ces dimensions donnaient des résultats cohérents pour tous les délais. Notons ici que le modèle ne considère que la valeur réelle de la variation d'indice de réfraction Δn_0. En ajoutant une partie imaginaire, qui correspondrait à l'absorption, on obtiendrait un meilleur accord sur la frange centrale à x = 0. Une fois la taille du plasma fixée, l'amplitude des franges mesurée expérimentalement est ajustée numériquement via l'équation 4.11 pour chaque retard. Le contraste maximum théorique et expérimental est reporté en fonction du temps sur la figure 4.5. Dans les gaz moléculaires, le temps de relaxation est de l'ordre de la centaine de picosecondes, alors que dans les gaz atomiques, il excède la nanoseconde et particulièrement dans l'argon, où l'on n'observe pas de décroissance significative du contraste. Dans l'argon, la recombinaison des électrons s'effectue via des états de Rydberg [134]. Ces états de longue durée de vie ont un faible potentiel d'ionisation. Il se peut que l'intensité de la sonde dans notre expérience soit suffisante pour ré-ioniser ces états, expliquant la longévité apparente du plasma dans ce cas. On peut donc émettre une réserve

quant à la validité des résultats obtenus dans l'argon.
Sur la figure 4.5, on peut voir que les résultats expérimentaux sont bien retrouvés numériquement par l'équation 4.11 permettant d'extraire la densité initiale du plasma ρ_0 et le coefficient de recombinaison électronique β. Les valeurs déterminées sont reportées dans le tableau 4.2 et sont en bon accord avec les références [132, 135, 136]. Dans l'ensemble des gaz, la densité électronique initiale est de l'ordre de 10^{17}-10^{18} cm^{-3}. Ces valeurs sont en bon accord avec les simulations qui utilisent le modèle d'ionisation multiphotonique PPT (Perelomov, Popov, and Terent'ev) [127], dans l'hypothèse où $I_R = 4I_{filament}$.

La recombinaison d'un électron dans un plasma peut s'effectuer selon plusieurs processus : la recombinaison radiative électron-ion, la recombinaison électron-ion assistée par collision et pour les molécules, la recombinaison dissociative. La recombinaison radiative est la désexcitation d'un électron dans la bande de conduction vers un trou de la bande de valence. Ce processus dépend du gap de l'atome ou de la molécule mais ne dépend pas des conditions de pression ou de température. Le temps caractéristique pour ce type de désexcitation est de l'ordre de la centaine de nanosecondes, ce qui est bien plus long que les temps mesurés. La recombinaison dissociative est un processus au cours duquel deux molécules neutres sont produites par la collision d'un électron avec un ion moléculaire tel que

$$e^- + M_2^+ \rightarrow M + M.$$

La section efficace d'une telle réaction est de l'ordre de 10^{-13}-10^{-14} cm^2 à température ambiante mais décroît de deux ou trois ordres de grandeur pour des températures électroniques T_e de 1 à 10 eV [137]. Dans ces conditions, le temps caractéristique du processus de recombinaison est réduit à quelques nanosecondes mais reste incompatible avec nos résultats. Enfin, un dernier processus est la recombinaison à trois corps où la recombinaison électron-ion est assistée par une molécule ou un atome stabilisateur selon

$$e^- + M^+ + M \rightarrow M + M.$$

Pour une densité électronique ρ_0 de l'ordre de 10^{17} cm^{-3} et une densité d'atomes neutres $\rho_{at} = 2{,}9 \times 10^{19}$ cm^{-3}, le temps caractéristique de la recombinaison à trois corps tombe en dessous de la nanoseconde se révélant être le processus dominant dans nos conditions expérimentales. Plusieurs auteurs ont d'ailleurs discuté de la relaxation d'un plasma de type filamentaire par recombinaison assistée par collision [130, 131]. Dans ce cas, le coefficient de recombinaison β s'exprime $\beta = \mathrm{K} \times \rho_{at}$ avec K la constante de recombinaison en cm^6/s. K a déjà pu être déterminée à température ambiante mais à très basse pression, pour l'Hélium (K $\sim 10^{-26}$-10^{-27} cm^6/s [138]), pour O_2 (K $\sim 10^{-30}$ cm^6/s [139]), et pour le Néon (K $\sim 10^{-27}$ cm^6/s [140]). L'expérience d'intersection de filaments est donc un moyen d'évaluer K pour des températures électroniques plus importantes et à pression atmosphérique. Les résultats sont reportés dans le tableau 4.2.

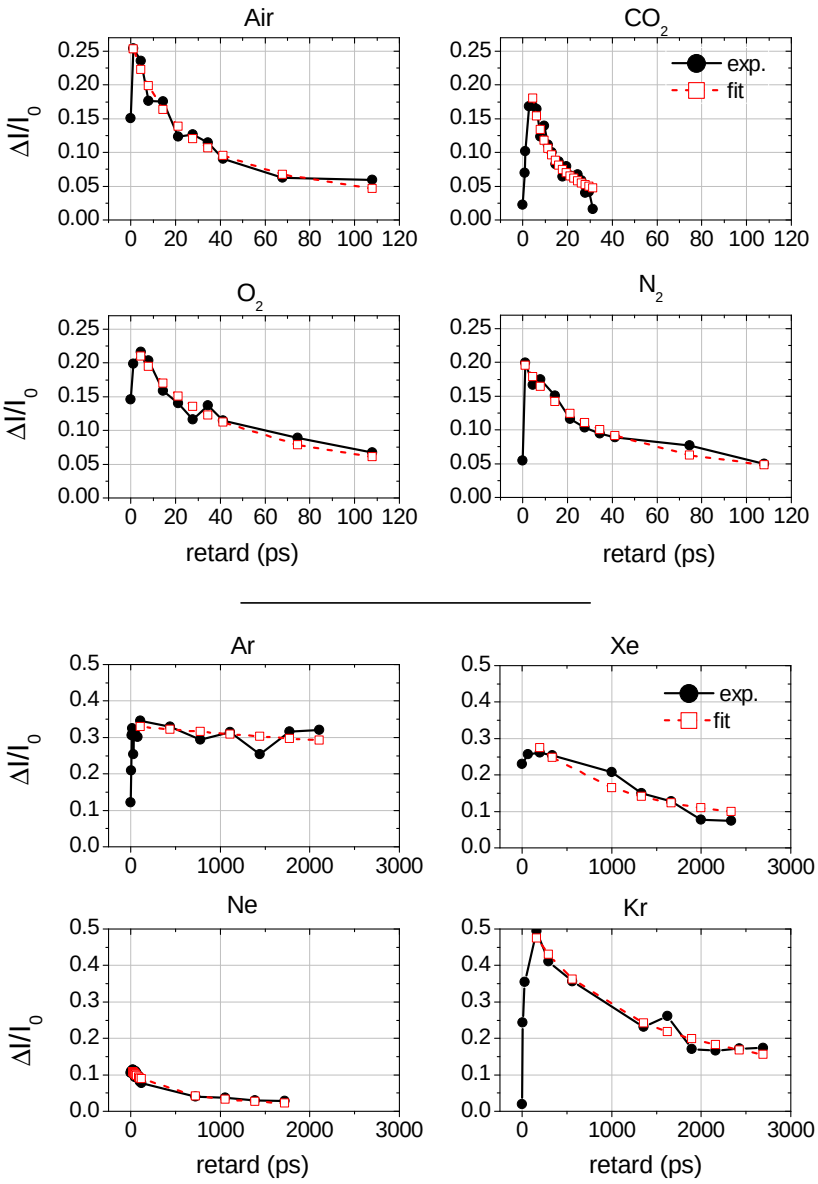


Figure 4.5: Evolution dans le temps du maximum du contraste expérimental (points noirs) et numérique (carrés rouges) après ajustement comme présenté en figure 4.4.

Grâce à cette étude, nous sommes maintenant en mesure de caractériser le plasma généré à l'intersection de deux filaments dans divers gaz. Les valeurs de densité électronique et de recombinaison déterminées vont être par la suite utilisées pour initialiser l'étude numérique de l'évolution temporelle du réseau de plasma.

4.4 Etude du réseau de plasma

Dans cette partie, nous nous intéressons maintenant à la dynamique du réseau de plasma. Grâce aux propriétés de Bragg du réseau, les mécanismes responsables de sa relaxation ainsi que les paramètres de recombinaison, de diffusion électronique et la densité du plasma vont pouvoir être déterminés.

4.4.1 — Description du montage expérimental

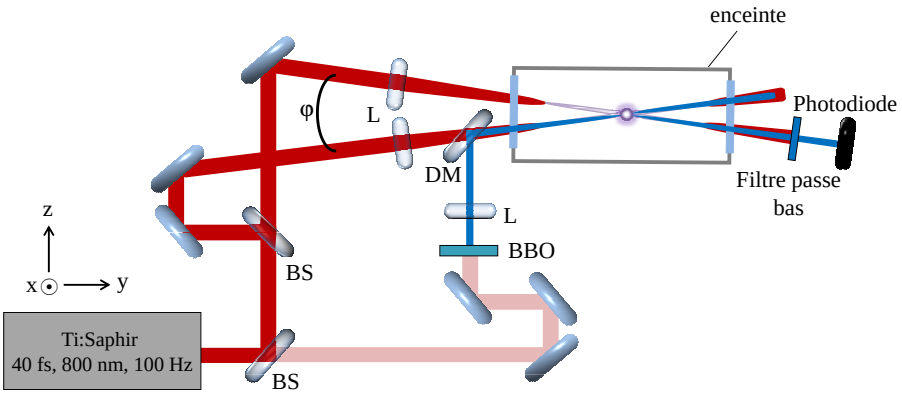


Figure 4.6: Montage expérimental pour mesurer la durée de vie du réseau. Les deux filaments se croisent avec un angle φ de 7, 14 ou 90 degrés. La sonde est doublée en fréquence par un cristal de BBO. L'intensité de la sonde diffractée par le réseau est enregistrée par une photodiode. Les mesures ont été réalisées dans huit gaz : air, O_2, N_2, CO_2 et Ne, Ar, Kr, Xe.

A la figure 4.6, le réseau de plasma est généré de la même manière que dans le montage précédent (figure 4.2). Cependant, l'étude porte maintenant sur la relaxation du réseau de plasma. Pour cela, le faisceau sonde est doublé en fréquence par un cristal de β-borate de baryum (BBO) et envoyé colinéairement à l'un des deux filaments sur le réseau de plasma. Une partie de la sonde est diffractée par le réseau dans la direction du deuxième filament pompe. L'intensité diffractée est mesurée en fonction du délai τ entre le temps de création du réseau et le faisceau sonde par une photodiode. Les mesures ont été réalisées pour trois angles différents : 7, 14 et 90° et dans les huit gaz utilisés lors de l'expérience de diffractométrie.

4.4.2 — Modélisation de l'évolution temporelle du réseau de plasma

Nous avons identifié deux phénomènes responsables de l'homogénéisation des franges de densité du réseau. La recombinaison électronique, qui a été considérée et évaluée dans la section précédente et la diffusion électronique. Pour évaluer l'importance de cette dernière, il faut considérer les échelles spatiales du système.

Pour une densité électronique de l'ordre 10^{18} cm^{-3} et une température électronique de quelques eV, la longueur de Debye λ_D est de 0,07 μm et le libre parcourt moyen des électrons λ_{mfp} est d'environ 0,1 μm. Ces deux longueurs sont bien plus petites que le pas du réseau Λ qui varie de 0,6 à 6 μm suivant l'angle φ. La diffusion n'est donc pas limitée par les électrons mais par la mobilité des ions parents. On parle alors de diffusion ambipolaire [141] exprimée comme $D \approx D_i \left(1 + \frac{T_e}{T_i}\right)$ où $D_i = k_B T_i \mu_i / q$ est le coefficient de diffusion des ions avec T_i la température des ions, k_B la constante de Boltzmann et μ_i la mobilité des ions. La diffusion des ions va s'appliquer selon l'axe des modulations ($\vec{z}$). Selon ces hypothèses, l'évolution temporelle de la densité électronique du plasma obéit à l'équation différentielle partielle

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} = D \frac{\partial^2 \rho}{\partial z^2} - \beta \rho^2. \tag{4.12}$$

La condition initiale de cette équation est donnée par l'équation 4.6 que l'on développe jusqu'à l'ordre M (discuté en section 4.2.2 et reporté dans le tableau 4.1) pour faire apparaitre les densités $\rho(0,z), \rho^{(1)}(0,z), \cdots, \rho^{(M)}(0,z)$. La solution est exprimée comme une série de Fourier qui contient le pas du réseau Λ et ses harmoniques Λ/n de la forme

$$\rho(t,z) = \sum_{n=0}^{M} \rho^{(n)}(t) \cos nuz, \tag{4.13}$$

où u est défini par l'équation 4.3. Il en résulte un système d'équations différentielles couplées pour chaque densité $\rho^{(n)}$ de l'harmonique n, que l'on peut résoudre numériquement. Expérimentalement, la durée de vie du réseau est mesurée par la diffraction d'un faisceau sonde à la fréquence 2ω. Conformément aux conditions de Bragg, seul le réseau de fréquence spatiale double donnera naissance à une onde diffractée dans la direction de réflexion spéculaire. A partir des équations 4.7 et 4.13, on obtient le développement utile de l'indice de réfraction du plasma :

$$n = 1 - \Delta n - \Delta n_2 \cos 2uz = 1 - \frac{\rho(t)}{2\rho_{c,2\omega}} - \frac{\rho^{(2)}(t)}{2\rho_{c,2\omega}} \cos 2uz.$$

Après interaction avec le réseau de plasma, la sonde se scinde en une onde transmise et une onde diffractée, qu'on écrit sous la forme

$$\begin{aligned}\Psi_{2\omega} =& \Psi_{T,2\omega}(z) e^{\left(2ik_0(1-\Delta n_0) y \cos\frac{\varphi}{2} + 2ik_0(1-\Delta n_0) z \sin\frac{\varphi}{2}\right)} \\ &+ \Psi_{D,2\omega}(z) e^{\left(2ik_0(1-\Delta n_0) y \cos\frac{\varphi}{2} - 2ik_0(1-\Delta n_0) z \sin\frac{\varphi}{2}\right)},\end{aligned}$$

où les amplitudes $\Psi_{T,2\omega}$ et $\Psi_{D,2\omega}$ sont des fonctions lentement variables de z. Le champ électrique $\Psi_{2\omega}$ obéit à l'équation de Helmholtz $\Delta\Psi_{2\omega} + 4k_0^2 n^2 \Psi_{2\omega} = 0$. Pour faciliter les calculs il est commode de poser $k = k_0 (1 - \Delta n_0)$, le vecteur d'onde dans le plasma. Mais la quantité Δn_0 étant très petite devant 1, il est légitime d'assimiler k et k_0. En appliquant l'approximation de l'enveloppe lentement

variable et en ne retenant que les ondes ayant le bon vecteur d'onde on obtient :

$$\begin{aligned}&\left[4ik_0\sin\frac{\varphi}{2}\frac{\partial\Psi_{T,2\omega}}{\partial z}-4k_0^2\Delta n_2\Psi_{D,2\omega}\right]e^{\left(2ik_0y\cos\frac{\varphi}{2}+2ik_0z\sin\frac{\varphi}{2}\right)}\\&+\left[-4ik_0\sin\frac{\varphi}{2}\frac{\partial\Psi_{D,2\omega}}{\partial z}-4k_0^2\Delta n_2\Psi_{T,2\omega}\right]e^{\left(2ik_0y\cos\frac{\varphi}{2}-2ik_0z\sin\frac{\varphi}{2}\right)}=0.\end{aligned}\tag{4.14}$$

L'équation (4.14) est nulle pour $\forall(y,z)$, si et seulement si les facteurs entre crochets sont nuls, d'où les deux équations couplées suivantes :

$$\begin{cases}\dfrac{\partial\Psi_{T,2\omega}}{\partial z}=-i\dfrac{k_0\Delta n_2}{\sin\frac{\varphi}{2}}\Psi_{D,2\omega},\\[2ex]\dfrac{\partial\Psi_{D,2\omega}}{\partial z}=+i\dfrac{k_0\Delta n_2}{\sin\frac{\varphi}{2}}\Psi_{T,2\omega},\end{cases}$$

Au vu des dimensions du réseau L_2, on peut négliger la déplétion de la sonde $\Psi_{T,2\omega}$. En résolvant le système en perturbation, avec comme condition initiale $\Psi_{D,2\omega}(L_2)=0$, on obtient une expression simple de l'intensité diffractée

$$I_d(t)=\left(\frac{k_0\rho^{(2)}(t)L_2}{2\rho_{c,2\omega}\sin\frac{\varphi}{2}}\right)^2 I_{T,2\omega}.\tag{4.15}$$

Il est clair que dans l'équation (4.15) l'intensité de la sonde diffractée dépend de l'amplitude de la seconde harmonique du réseau $\rho^{(2)}$, dont l'évolution est gouvernée par l'équation (4.12). Donc en mesurant la décroissance de I_d dans le temps et en la comparant avec le modèle numérique, nous serons en mesure d'évaluer D et β.

Les caractéristiques du plasma déterminées dans la section 4.3 vont servir de conditions initiales pour les simulations de relaxation du réseau de plasma. L'évolution théorique d'une frange du réseau dans le temps ainsi que les densités électroniques calculées des harmoniques du réseau dans l'air sont présentées en figure 4.7 pour certains des paramètres déterminés par l'expérience précédente. La densité électronique du plasma (ronds bleus) décroit relativement lentement. Il faut un peu moins de 40 ps pour qu'elle diminue d'un facteur deux. Ce temps de vie est en bon accord avec la mesure expérimentale faite dans l'air à la figure 4.5. La densité électronique des première et deuxième harmoniques du réseau ont un déclin plus rapide : la première harmonique à une durée de vie de 30 ps (FWHM) et la deuxième de 20 ps (FWHM) en bon accord avec les références [119] et [125] respectivement. L'intensité de l'onde lumineuse diffractée par la seconde harmonique (pointillés rouges) a une durée de vie plus courte ($\sim$ 9 ps), puisqu'elle décroît comme le carré de la densité électronique.

4.4.3 — Analyse des résultats expérimentaux

La figure 4.8 présente l'évolution temporelle de l'intensité de la sonde diffractée par le réseau pour les trois angles φ choisis. Les résultats sont présentés en fonction

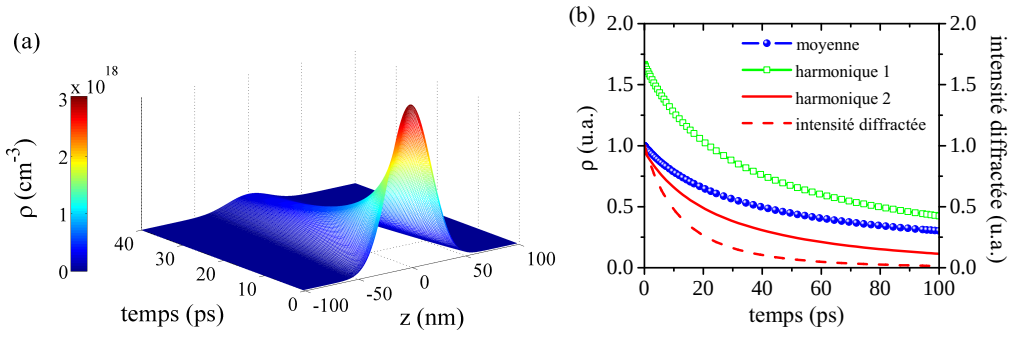


Figure 4.7: (a) Evolution temporelle d'une frange du réseau de plasma dans l'air pour $\lambda = 800$ nm, $\varphi = 14^\circ$, $D = 1$ cm^2/s, $\beta = 5 \times 10^{-8}$ cm^2/s et $\rho_0 = 10^{18}$ cm^{-3}. (b) Axe de gauche : densité électronique moyenne (cercle bleu), de la première (carré vert) et de la deuxième (ligne rouge) harmonique du réseau. Axe de droite : Intensité de la sonde diffractée par le réseau (pointillés rouges).

de la nature du gaz : les gaz moléculaires en haut et les gaz atomiques en bas.

Un phénomène marquant est la forte dépendance de la durée de vie du réseau en fonction de l'angle φ dans tous les gaz atomiques. Cette durée de vie décroît quand l'angle φ augmente. On remarque d'après l'équation 4.4 que plus l'angle φ est grand, plus les franges sont rapprochées. Dans les références [122, 142] on trouve une vérification de la validité de cette relation grâce à l'imagerie du réseau de plasma pour plusieurs angles φ. Or, des franges resserrées va renforcer le gradient spatial de densité. D'après l'équation 4.12, le terme de diffusion sera donc plus important pour les grands angles dans le processus d'homogénéisation des franges. On peut noter également que la relaxation du réseau dans les gaz atomiques est 10 à 100 fois plus rapide que la recombinaison du plasma mesurée à la figure 4.5. On en déduit que dans les gaz atomiques, le rôle de la recombinaion dans la dynamique du réseau est négligeable par rapport à l'effet de la diffusion. Dans les gaz moléculaires, le temps de relaxation du plasma et du réseau sont comparables. La recombinaison et la diffusion sont donc responsables de l'homogénéisation des franges.

Dans tous les gaz, nous avons analysé numériquement l'évolution temporelle du réseau. A première vue, le temps de relaxation du réseau dans l'air est en bon accord avec les données calculées en figure 4.7 : de l'ordre de 8 ps pour $\varphi = 14$ °. Pour un gaz donné, les mesures aux trois angles ont été ajustées avec un même jeu de paramètres ρ_0, β et D. La procédure numérique est consistante, puisque le jeu de paramètres doit reproduire à la fois le déclin du plasma et du réseau. Les paramètres déterminés sont reportés dans le tableau 4.3. Les données (ρ_0, β) dans l'air sont consistantes avec les mesures de Suntsov *et al.* [119]. Les coefficients D_{am} sont les valeurs théoriques de la diffusion ambipolaire, calculées pour les mobilités ioniques μ_i prises dans les références [141, 143], $T_i = 300^\circ$ K et $T_e = 0.5$ eV [144]. Ces valeurs théoriques sont en bon accord avec les coefficients de diffusion D extraits de nos expériences, validant un processus de diffusion ambipolaire. Les coefficients de recombinaison électronique sont en bon accord avec les expériences

	Air	N_2	O_2	CO_2	Ne	Ar	Kr	Xe
ρ_0 (cm^{-3})	1×10^{18}	1×10^{18}	1×10^{18}	1×10^{18}	7×10^{17}	4×10^{18}	2×10^{18}	9×10^{17}
β (cm^3/s)	5×10^{-8}	4×10^{-8}	4×10^{-8}	2×10^{-7}	8×10^{-9}	2×10^{-10}	5×10^{-10}	2×10^{-9}
$D_{am} = D_i\left(1+\frac{T_e}{T_i}\right)$ (cm^2/s)	0,7	0,9	1,2	0,4	2,2	0,8	0,5	0,3
D(cm^2/s)	0,6	0,6	1,1	0,4	1	0,8	0,5	0,3

Table 4.3: Paramètres du plasma déterminés expérimentalement. (ρ_0, β,D) sont obtenus par ajustement numérique de la relaxation du plasma et du réseau simultanément. D_{am} est la valeur théorique de la diffusion ambipolaire calculée à partir des mobilités ioniques μ_i prises dans les références [141, 143].

réalisées dans le cas d'un filament [130, 131]. Les valeurs de diffusion n'avaient encore jamais été mesurées dans ces conditions de pression et de température.

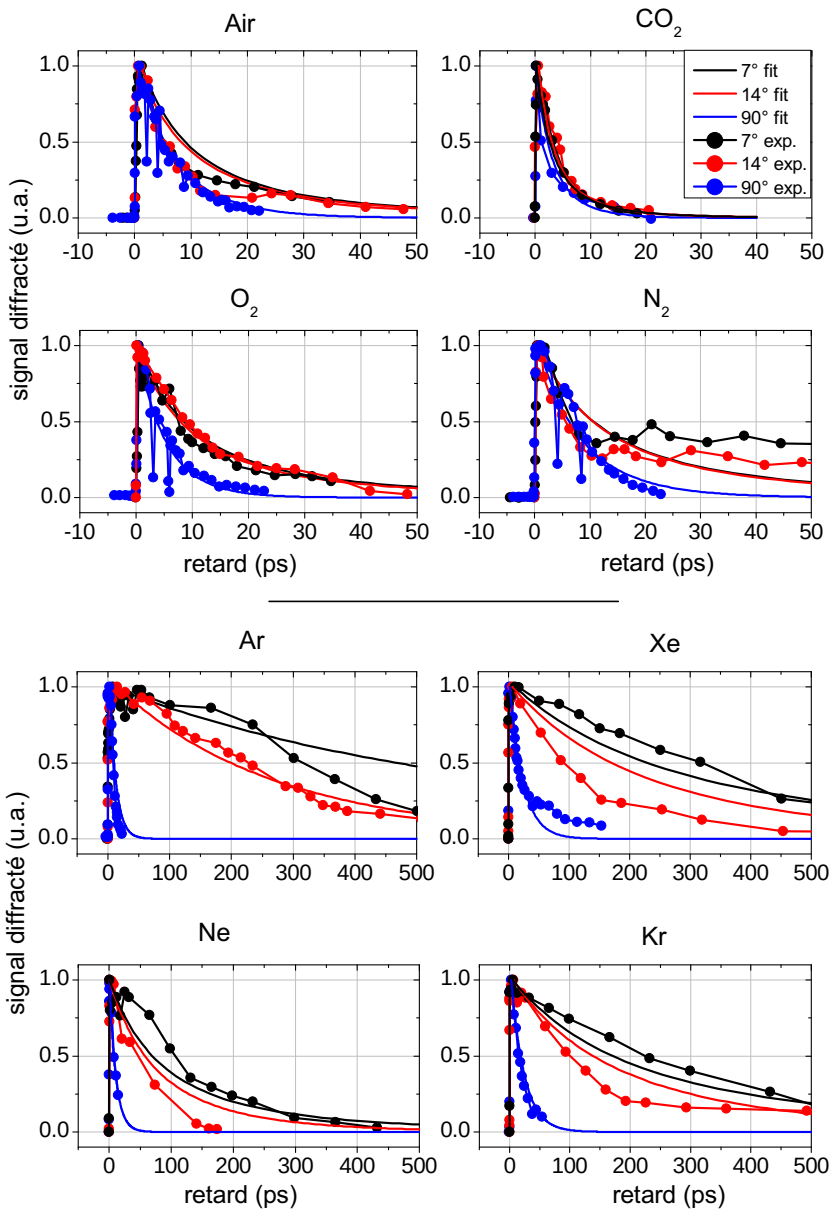


Figure 4.8: Evolution dans le temps de l'intensité diffractée pour un angle φ de 7, 14 et 90°. Les mesures expérimentales sont représentées par des points et les simulations par les lignes continues.

4.5 Conclusion

Ce chapitre rapporte une caractérisation complète du plasma et du réseau de plasma générés à l'intersection de deux filaments dans huit gaz différents.

Nous avons tout d'abord étudié la relaxation du plasma par une technique de diffractométrie résolue en temps. Cette première expérience nous a permis de déterminer les propriétés du plasma telles que la densité électronique initiale ρ_0 et le coefficient de recombinaison β. Au vu des temps de vie du plasma, nous

avons identifié que la relaxation s'effectue par un processus de recombinaison à trois corps.

Puis l'évolution temporelle du réseau a permis d'analyser les modes de relaxation du plasma en fonction de la nature du gaz. Dans les gaz atomiques, la durée de vie du réseau est très sensible à l'angle de croisement des filaments, alors que ce n'est pas le cas dans les gaz moléculaires. Le principal processus responsable de l'homogénéisation des franges dans les gaz atomiques est donc la diffusion ambipolaire D, alors que dans les gaz moléculaires c'est une combinaison de la diffusion ambipolaire et de la recombinaison à trois corps qui fait disparaitre le réseau.

Nous avons modélisé l'efficacité de diffraction du réseau de plasma en fonction de sa relaxation. L'ajustement du modèle numérique sur les courbes expérimentales a permis d'extraire la valeur de ρ_0 et les coefficients β et D dans tous les gaz étudiés. Il s'agit de la première détermination de ces paramètres à température ambiante et à pression atmosphérique. L'interaction de filaments fournit donc une technique originale pour mesurer les propriétés intrinsèques des plasmas faiblement ionisés caractéristiques de la filamentation laser femtoseconde.

La caractérisation du réseau et du plasma a mis en évidence des propriétés intéressantes :

- il peut diffracter une onde incidente selon les lois de Bragg.
- le réseau s'apparente à un réseau d'indice Kerr, mais il est généré par un processus d'ionisation multiphotonique.
- étant associé à des processus hautement non-linéaires, le réseau est transitoire et son temps de création est très rapide (quelques dizaines de femtosecondes).

Par analogie avec un réseau d'indice Kerr nous nous sommes demandé si notre réseau d'indice plasma présentait d'autres propriétés remarquables. Dans le chapitre suivant, nous allons nous concentrer sur le cas particulier de la conjugaison de phase.

Chapitre 5

Nettoyage spatio-temporel d'une impulsion femtoseconde par interaction avec un réseau de plasma

Résumé

After having studied the dynamic of the plasma grating in different gases, we are now interested in notable properties of such a grating in a configuration similar to phase conjugation where three beams cross in air. We demonstrate the spatiotemporal cleanning of an incident femtosecond laser pulse on two counter-propagating laser filaments in air. The retro-reflected pulse shows a gaussian beam profil and a temporal contrast enhancement of at least 4 orders of magnitude whatever the incident pulse. Some results could be related to optical phase conjugation but we explain these striking results by a four wave mixing process assisted by multiphoton ionization.

Après avoir caractérisé le réseau de plasma dans différents gaz, nous nous intéressons ici à quelques propriétés remarquables de ces réseaux. En particulier nous nous intéressons à une configuration similaire à la conjugaison de phase. Nous avons démontré le nettoyage spatio-temporel d'une impulsion laser femtoseconde incidente sur des filaments contrapropagatifs dans l'air. Le faisceau rétro-réfléchi présente un profil gaussien et les précurseurs présents dans l'impulsion incidente sont efficacement supprimés, augmentant le contraste de l'impulsion d'au moins 4 ordres de grandeur. Les résultats, pouvant s'apparenter à de la conjugaison de phase, s'expliquent essentiellement par processus de mélange à quatre ondes assisté par ionisation multiphotonique.

Contents

5.1 Introduction **92**

5.2 Principes de la conjugaison de phase optique **93**

5.3 Description du montage expérimental 94
5.4 Théorie de l'interaction à trois ondes en régime d'ionisation 95
5.5 Caractérisation de l'onde rétro-réfléchie 97
5.5.1 Observation d'un filtrage spatial 97
5.5.2 Observation d'un filtrage temporel 97
5.5.3 Efficacité du processus 98
5.5.4 Comparaison avec le mécanisme issu d'un réseau d'indice Kerr 99
5.6 Identification des mécanismes de génération de l'onde rétro-réfléchie 100
5.6.1 Influence des retards 100
5.6.2 Imagerie de la zone d'interaction des trois faisceaux 102
5.7 Conclusion 105

5.1 Introduction

Dans le chapitre précédent, nous avons caractérisé le réseau de plasma dans différents gaz moléculaires et atomiques. Nous avons mesuré la durée de vie du réseau et déterminé les phénomènes physiques responsables de sa relaxation. On a vu qu'il pouvait s'apparenter à un réseau Kerr et diffracter une onde incidente selon les conditions de Bragg. Mais à la différence du réseau Kerr, la modulation d'indice induite par le plasma est négative et la relaxation du réseau de plasma est plus lente que celle du réseau Kerr. Il est donc intéressant de comparer leur rôle respectif dans des processus non-linéaires.
Lors de l'interaction de deux faisceaux dans un gaz, il peut se produire un échange d'énergie entre les faisceaux, dès lors que les impulsions présentent une différence de fréquence. Liu *et al.* ont démontré que le processus d'échange d'énergie était différent selon que le réseau impliqué est un réseau Kerr ou plasma [124]. Dans le cas d'un réseau Kerr, l'échange d'énergie est assisté par effet Raman retardé et l'énergie est transférée du faisceau haute fréquence vers celui basse fréquence. Le processus ne peut avoir lieu que dans les gaz moléculaires et son efficacité n'atteint que 7% [145]. Dans le cas d'un réseau de plasma, l'effet retardé responsable d'un échange d'énergie est le plasma. On assiste alors à un transfert d'énergie dans le sens opposé, c'est-à-dire du faisceau basse fréquence vers celui haute fréquence. Ce processus permet aux faisceaux d'échanger jusqu'à 50 % de leur énergie, quelle que soit la nature du gaz [124]. Dans la continuité de cette étude nous nous sommes demandés si l'ionisation pouvait aussi influer sur d'autres processus non-linéaires liés à l'interaction de faisceaux laser intenses.

Dans ce chapitre, nous nous intéressons au processus non-linéaire de conjugaison de phase assisté par un réseau de plasma. Nous avons donc étudié un montage où deux filaments contrapropagatifs interagissent avec un troisième faisceau non colinéaire de plus faible énergie. De manière analogue à la conjugaison de phase, un faisceau est détecté dans la direction opposée au faisceau 3. Après avoir caractérisé l'onde rétro-réfléchie, nous expliquons les résultats obtenus par un modèle d'interaction à 3 ondes en régime d'ionisation multiphotonique.

5.2 Principes de la conjugaison de phase optique

La conjugaison de phase optique est un processus non-linéaire connu pour être capable de compenser les aberrations de front d'onde induites par la traversée d'un objet de phase [146, 147]. Le processus le plus couramment utilisé pour faire de la conjugaison de phase est un mélange à quatre ondes dit dégénéré, car toutes les ondes impliquées sont à la même fréquence ω [29]. Dans ce processus, un milieu non linéaire caractérisé par une susceptibilité diélectrique d'ordre trois ($\chi^{(3)}$) est illuminé par deux faisceaux pompes contrapropagatifs 1 ($\vec{k}_1, \omega$) et 2 ($\vec{k}_2 = -\vec{k}_1, \omega$) et un faisceau sonde 3 ($\vec{k}_3$, ω) non colinéaire à 1 et 2 (figure 5.1). La polarisation non linéaire du troisième ordre $P^{(3)}$ induite dans le milieu est

$$P^{(3)} \propto (E_1 + E_2 + E_3)^3 = \left(\sum_{i=1}^{3} \frac{\Psi_i + \Psi_i^*}{2} \right)^3, \tag{5.1}$$

avec Ψ_i le champ complexe de E_i. Le développement de cette équation contient, entre autres termes, un élément de la forme

$$\Psi_1 \times \Psi_2 \times \Psi_3^*, \tag{5.2}$$

qui a la particularité d'être à la fréquence ω ($\omega + \omega - \omega$) et d'avoir pour vecteur d'onde $\vec{k}_4 = \vec{k}_1 + \vec{k}_2 - \vec{k}_3 = -\vec{k}_3$ comme les ondes 1 et 2 sont contrapropagatives. L'onde générée par la polarisation non-linéaire va contenir une onde 4 ($\vec{k}_4$, ω), appelée conjugué de phase, de la forme [29]

$$E_4 = \widehat{\epsilon}_3^* A_3^*(r) e^{-ik_3 r} e^{-i\omega t}, \tag{5.3}$$

avec $\widehat{\epsilon_i}$ le vecteur polarisation unité et A_i l'enveloppe lentement variable du champ. On peut voir que E_4 dépend uniquement des propriétés du faisceau sonde incident 3. C'est pourquoi l'ensemble du dispositif est communément appelé miroir conjugué de phase. Mais ce miroir n'est pas conventionnel au sens où la polarisation est conservée, le front d'onde est renversé et le faisceau conjugué est contrapropagatif au faisceau incident 3 au lieu d'être réfléchi selon les lois de Descartes. De plus, le faisceau sonde transmis est amplifié.

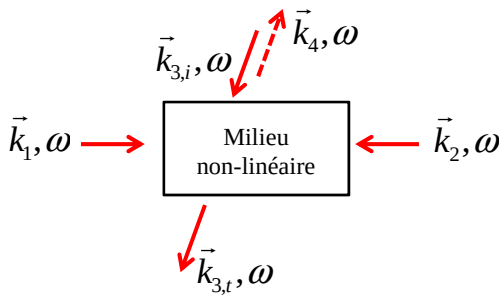


Figure 5.1: Géométrie de la conjugaison de phase par mélange dégénéré à quatre ondes.

5.3 Description du montage expérimental

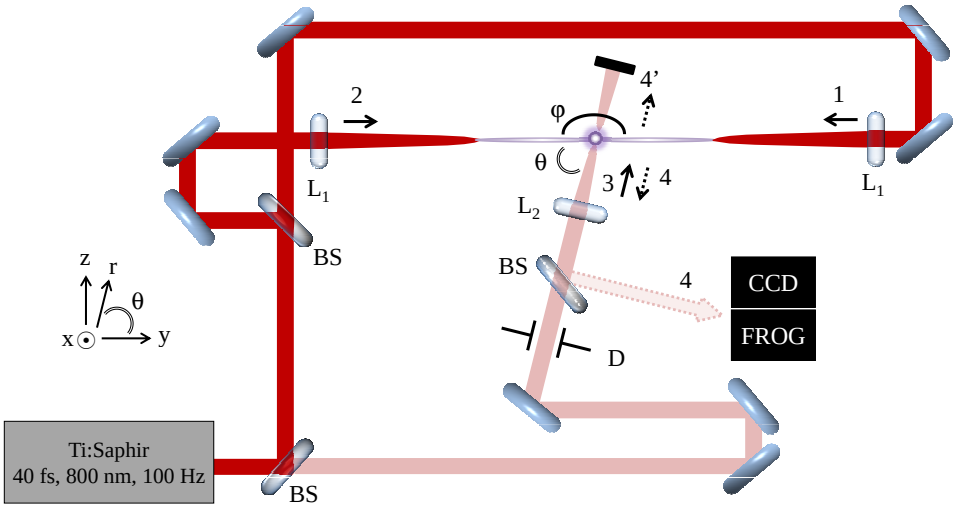


Figure 5.2: Montage expérimental. BS : séparatrice ; D : diaphragme ; L_1 : lentille de focale 1 m ; L_2 : lentille de focale 150 mm ; φ : angle de croisement des filaments fixé à 180° ; θ : angle d'incidence du troisième faisceau avec les filaments.

Nous avons adapté le montage à trois faisceaux vu au chapitre précédent pour nous placer dans une configuration similaire à celle de la conjugaison de phase. Les faisceaux 1 et 2 sont d'énergie égale à 1 mJ et sont focalisés par des lentilles (L_1) de focale 1 m. Ils génèrent un filament d'une longueur d'environ 4 cm (figure 5.3 (a) et (b)). Les faisceaux sont ici contrapropagatifs et les filaments s'interceptent avec un angle φ de 180°. La zone de coïncidence temporelle se manifeste par l'apparition d'un point en surbrillance (figure 5.3 (c)) dans la trace luminescente des filaments. Le faisceau 3, d'énergie plus faible (0,2 mJ), est diaphragmé puis focalisé par la lentille L_2 de focale 150 mm selon l'angle θ, sur la zone de surbrillance des filaments contrapropagatifs. La ligne à retard du faisceau 3 permet sa synchronisation avec les impulsions filamentées qui se traduit par une forte augmentation de la luminescence dans la zone d'interaction (figure 5.3 (d)). Toutes les impulsions sont polarisées verticalement (suivant $\vec{x}$) et de durée 85 fs. Sauf mention contraire, l'ensemble des résultats présentés ci-après ont été réalisés avec un angle θ fixé à 90°.
Lorsque toutes les impulsions sont synchronisées, l'interaction des trois faisceaux entraîne la génération de deux nouveaux faisceaux, 4 et 4', l'un contrapropagatif au faisceau 3 et l'autre co-propagatif, à l'image de la conjugaison de phase. Par analogie, on pourra employer les termes de "miroir" pour la zone d'interaction des filaments contraprogatifs, de faisceau "incident" pour le faisceau 3 et de faisceau "rétro-réfléchi" pour le faisceau 4. Afin de caractériser le faisceau 4, il est séparé spatialement du faisceau 3 incident par une lame séparatrice 50/50 et envoyé dans divers appareils de mesure, tels qu'un joule-mètre, une caméra CCD, un FROG (GRENOUILLE 8-20 de Swamp Optics) ou un corrélateur de troisième ordre.

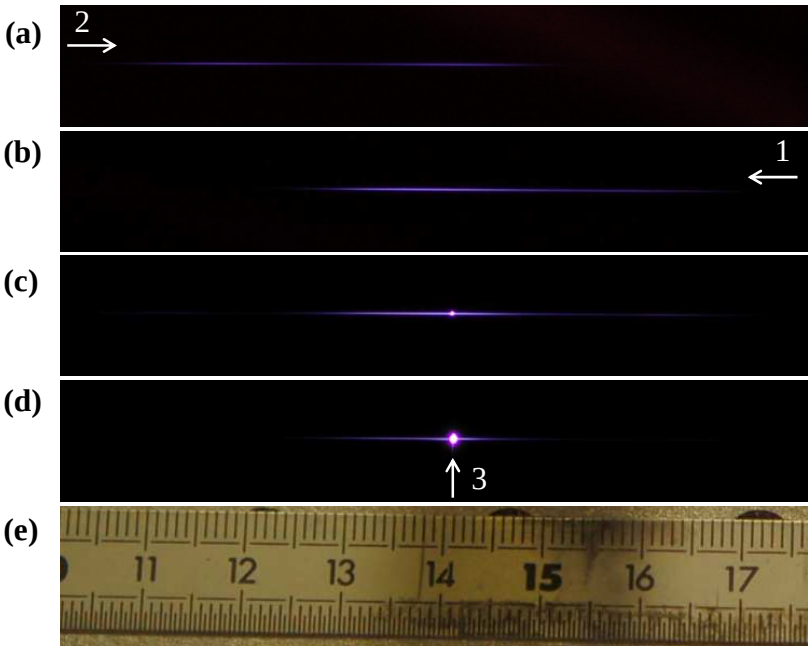


Figure 5.3: Photographies en vue de dessus de l'interaction à trois faisceaux. a) Filament généré par le faisceau 2. b) Filament généré par le faisceau 1. c) Interaction entre les deux filaments. Le point lumineux indique l'endroit où les impulsions sont en coïncidence temporelle. d) Interaction avec le faisceau 3 en coïncidence temporelle. e) Echelle (chaque grande division = 1 cm).

5.4 Théorie de l'interaction à trois ondes en régime d'ionisation

Contrairement au cas de la conjugaison de phase, où le réseau responsable du processus est un réseau d'indice Kerr, en régime filamentaire, l'interaction des faisceaux génère un réseau de plasma. Nous allons donc considérer dans cette partie un modèle de mélange à quatre ondes en régime d'ionisation.

L'ionisation multiphotonique provoque une perturbation Δn de l'indice de réfraction du milieu selon

$$-\Delta n(t) \approx \int_{-\infty}^{t} I^M(t')dt', \tag{5.4}$$

où $I(t)$ est l'intensité de l'impulsion optique élevée à la puissance M, où M désigne le nombre de photons nécessaires pour ioniser le milieu.
Dans le cas de la superposition de trois ondes, I s'écrit

$$I(t) = |\Psi_1 + \Psi_2 + \Psi_3|^2, \tag{5.5}$$

avec Ψ_i le champ électrique complexe de l'onde i. Par exemple les champs Ψ

s'écrivent de la manière standard suivante :

$$\begin{cases} \Psi_1 = \Psi_1\left(t + y/c\right) e^{-ik_0 y} e^{i\varphi_1(x,z)} e^{-i\omega t}, \\ \Psi_2 = \Psi_2\left(t - y/c\right) e^{ik_0 y} e^{i\varphi_2(x,z)} e^{-i\omega t}, \\ \Psi_3 = \Psi_3\left(t - r/c\right) e^{ik_0 r} e^{i\varphi_3(x,y)} e^{-i\omega t}, \end{cases} \tag{5.6}$$

où Ψ est une enveloppe lentement variable, k_0 le vecteur d'onde à la longueur d'onde $\lambda = 800$ nm, φ_i est la phase spatiale et ω la fréquence de la porteuse. Le développement de l'expression (5.4) fait apparaître une modulation spatiale de l'indice de réfraction causée par l'interférence des trois ondes qui correspond au réseau de plasma. En appliquant un traitement en perturbation, on admet que chacune des trois ondes est diffractée par le réseau d'indice qu'elles ont créé. Le champ diffracté E_d s'obtient alors en multipliant chaque onde incidente par Δn :

$$E_d = \Delta n \times (E_1 + E_2 + E_3) \tag{5.7}$$

Parmi toutes les ondes diffractées, nous nous intéressons seulement à l'onde 4 émise dans la direction opposée à celle du faisceau 3, soit selon $-\vec{k}_3$ et de fréquence ω.
Par exemple pour $M = 1$, la contribution de l'onde 1 à l'onde 4 est

$$E_{4_1} = \left[\int_{-\infty}^{t} A_2\left(t' - \frac{y}{c}\right) A_3\left(t' - \frac{r}{c}\right) dt'\right] A_1\left(t + \frac{y}{c}\right) e^{i\varphi_1} e^{i\varphi_2} e^{-i\varphi_3} e^{-ik_3 r} e^{-i\omega t} + c.c, \tag{5.8}$$

la contribution de l'onde 2 à l'onde 4 est

$$E_{4_2} = \left[\int_{-\infty}^{t} A_1\left(t' + \frac{y}{c}\right) A_3\left(t' - \frac{r}{c}\right) dt'\right] A_2\left(t - \frac{y}{c}\right) e^{i\varphi_1} e^{i\varphi_2} e^{-i\varphi_3} e^{-ik_3 r} e^{-i\omega t} + c.c, \tag{5.9}$$

et la contribution de l'onde 3 à l'onde 4 est nulle. En terme général, $E_4 = E_{4_1} + E_{4_2} + E_{4_3}$.
Nous avons déterminé dans le chapitre 4 qu'à l'intersection des filaments la valeur de M était de 5 dans le cas de l'air en considérant un champ d'interférence total (tableau 4.1, page 76). Dans ce cas, on peut généraliser l'expression de E_4 par

$$E_4 = F(t, y, r) e^{i\varphi_1} e^{i\varphi_2} e^{-i\varphi_3} e^{-ik_3 r} e^{-i\omega t} + c.c, \tag{5.10}$$

où F est une enveloppe lentement variable qui inclut un nombre de termes qui croît très vite avec M.

Dans un cas de mélange à quatre ondes conventionnel, le réseau d'indice Kerr diffracte une partie des ondes contrapropagatives dans la direction $\vec{k}_4 = -\vec{k}_3$. Notre modèle indique que dans un régime d'ionisation, le réseau de plasma généré par la superposition des ondes incidentes 1, 2 et 3 diffracte les 3 ondes incidentes qui contribuent toutes à l'onde 4. En examinant de plus près l'équation (5.10), le réseau de plasma agit en fait comme un support holographique plasma en 3-dimensions qui enregistre l'amplitude et la phase des ondes incidentes. On peut remarquer d'ailleurs que dans le cas où les ondes 1 et 2 ont des termes de phase

φ_1 et φ_2 nuls, l'onde 4 est simplement la conjuguée spatiale de l'onde 3.

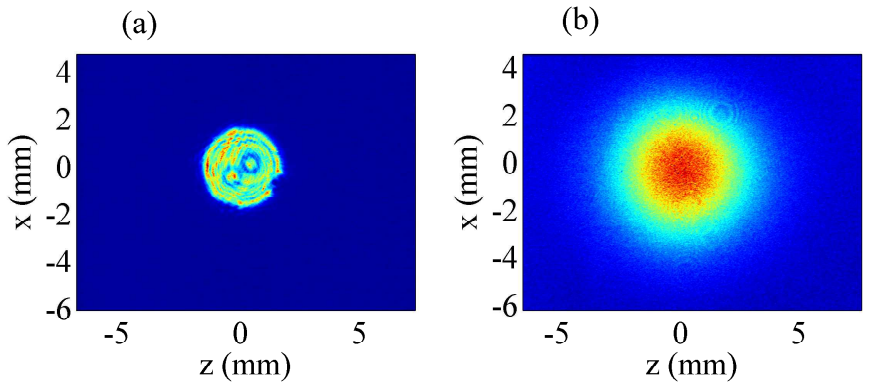


Figure 5.4: (a) Profil du faisceau incident 3 lorsque le faisceau est diaphragmé à un diamètre de 2 mm, correspondant à une énergie $W_3 = 60$ μJ et (b) du faisceau rétro-réfléchi 4.

5.5 Caractérisation de l'onde rétro-réfléchie

5.5.1 — Observation d'un filtrage spatial

Nous avons tout d'abord caractérisé spatialement l'onde 4. Pour cela, nous avons utilisé une caméra CCD (Gentec, focus I) que nous avons placée soit sur le passage du faisceau 3, soit sur celui du faisceau 4. La figure 5.4 a) montre le profil du faisceau 3 incident sur les filaments contrapropagatifs. Le profil est volontairement dégradé et diaphragmé à un diamètre de 2 mm. Au contraire, le profil du faisceau rétro-réfléchi 4 apparaît nettoyé de toutes les aberrations contenues dans le faisceau incident 3 (figure 5.4 b)). Pour une énergie du faisceau 3 (W_3) supérieure à 200 μJ, le profil spatial du faisceau 4 devient fortement multimode. Cet effet est attribué à la filamentation du faisceau 3. Par comparaison avec la conjugaison de phase induite par un réseau d'indice Kerr, on n'assiste pas à un retournement du front d'onde mais à un nettoyage spatial quel que soit le profil du faisceau incident sur le miroir de filaments contrapropagatifs.

5.5.2 — Observation d'un filtrage temporel

Nous avons ensuite caractérisé temporellement le faisceau rétro-réfléchi 4. La durée d'impulsion a tout d'abord été mesurée avec un GRENOUILLE commercial. Les résultats sont présentés en figure 5.5 a) : en haut, l'impulsion incidente et en bas, l'impulsion rétro-réfléchie. On peut voir que le profil temporel de l'impulsion incidente est de mauvaise qualité, avec la présence d'un précurseur à - 150 fs. La durée de l'impulsion est de 85 fs (FWHM), avec une phase quadratique négative, obtenue en déréglant le compresseur du laser. Au contraire, après réflexion sur le miroir de filaments, l'impulsion affiche un profil temporel de forme gaussienne

nettoyé de tous précurseurs, et une phase quasi plate.
Nous avons ensuite analysé plus finement cet effet de filtrage temporel en mesurant le contraste de l'impulsion (I(t)/I(0)) sur un domaine temporel d'une dizaine de picosecondes avec un corrélateur du troisième ordre [148] (figure 5.5 b)). L'appareil a une sensibilité pouvant aller jusqu'à 10^{-12}, mais l'énergie dont nous disposons pour la mesure limite la dynamique de l'appareil à 10^{-6}. Le contraste de l'impulsion laser incidente (en noir), défini entre le pic d'intensité principal (t = 0) et le premier précurseur (t = - 1 ps), n'est que de 5×10^{-2}. Dans les pieds de l'impulsion (t = +/- 10 ps), le contraste atteint 10^{-5}. Quant à la mesure de l'onde réfléchie (en rouge), elle montre que tous les précurseurs (t < 0) sont éliminés sur toute la dynamique accessible du corrélateur, améliorant ainsi le contraste d'au moins quatre ordres de grandeur.

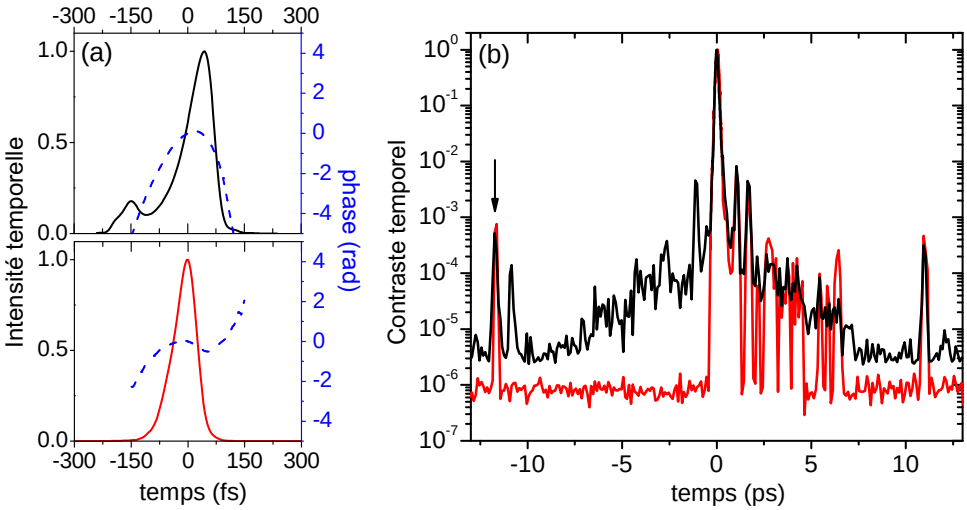


Figure 5.5: (a) mesure FROG de l'impulsion incidente 3 (courbe noire) et de l'impulsion rétro-réfléchie (courbe rouge). La phase temporelle des impulsions est représentée en pointillés bleus. (b) Mesure du contraste temporel de l'impulsion incidente 3 (courbe noire) et de l'impulsion rétro-réfléchie (courbe rouge) avec un corrélateur du troisième ordre. La flèche indique un artéfact de l'appareil de mesure.

5.5.3 — Efficacité du processus

Pour caractériser l'efficacité, nous avons mesuré l'énergie de l'onde rétro-réfléchie en fonction de l'énergie des faisceaux filamentés et en fonction de l'angle θ. Toujours en analogie avec la conjugaison de phase et en cohérence avec la terminologie de faisceau incident (onde 3) et de faisceau rétro-réfléchi (onde 4), on définit un coefficient de réflectivité tel que $R = W_4/W_3$, où W_i est l'énergie du faisceau i.
Pour un angle θ fixé, la mesure du coefficient R en fonction de l'énergie des ondes 1 et 2 tel que $W_1 = W_2$ est présentée en figure 5.6. L'énergie de l'onde incidente 3 (W_3) est gardée constante à 340 μJ et pour conserver la condition d'une onde

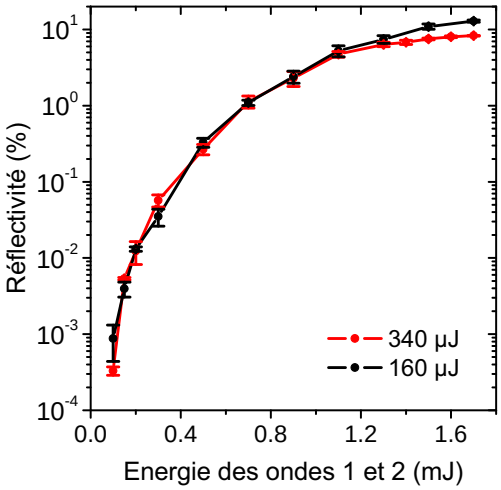


Figure 5.6: Réflectivité ($R = W_4/W_3$) du miroir de filaments en fonction de l'énergie des faisceaux 1 et 2 pour une onde incidente 3 d'énergie 340 et 160 μJ.

incidente de plus faible énergie que les filaments, nous avons fait une deuxième mesure à 160 μJ. On observe une augmentation rapide du signal réfléchi à partir de 100 μJ, lorsque les faisceaux 1 et 2 commencent à ioniser l'air, jusqu'à ce que l'efficacité atteigne un plateau d'une valeur de 10-20 %. Cette région saturée, ainsi que l'insensibilité de la mesure aux variations d'énergie de l'onde incidente 3, permet d'obtenir un signal réfléchi stable peu sensible aux fluctuations d'énergie des faisceaux incidents. En présence des filaments contrapropagatifs, nous avons également observé une augmentation de l'énergie du faisceau 3 transmis égale à la part rétro-réfléchie. Ceci indique qu'il y a un transfert d'énergie des faisceaux 1 et 2, vers 4 et 4'.
Puis à $W_1 = W_2$ fixé, nous avons déterminé la réflectivité R du miroir de filaments en fonction de l'angle d'incidence θ du faisceau 3 (figure 5.7). La réflectivité augmente quand l'angle θ diminue, en accord avec un processus de mélange à quatre ondes dégénéré [29] et avec la formule (4.15) de l'intensité diffractée par le réseau déterminée au chapitre 4 (page 85).

5.5.4 — Comparaison avec le mécanisme issu d'un réseau d'indice Kerr

La caractérisation de l'onde rétro-réfléchie 4 nous a permis de mettre en évidence des comportements analogues au cas de la conjugaison de phase classique induite par un réseau d'indice Kerr tels que : la présence d'une onde rétro-réfléchie dans la direction -$\vec{k}_3$, ainsi qu'une amplification du faisceau 3 transmis. La part d'énergie rétro-réfléchie est égale à la part d'amplification du faisceau transmis. Nous avons aussi vérifié la présence d'une onde rétro-réfléchie quel que soit l'angle d'incidence θ sur le miroir et nous avons mesuré une augmentation de la réflectivité quand l'angle θ diminue.
En revanche, dans le cas du réseau de plasma, au lieu d'un retournement du front

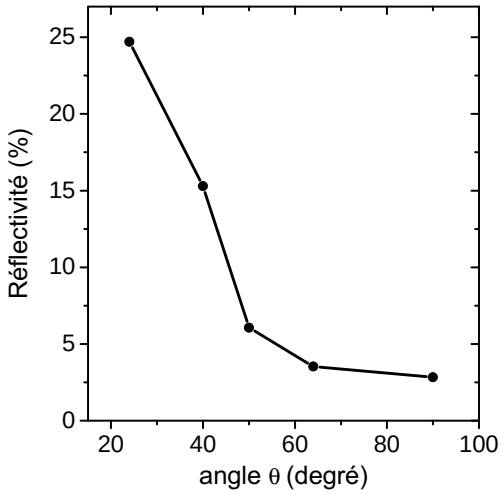


Figure 5.7: Réflectivité du miroir de filaments en fonction de l'angle d'incidence θ du faisceau 3. Ici, $W_1 = W_2 = 0{,}8$ mJ ; $W_3 = 170$ μJ.

d'onde de l'onde rétro-réfléchie, on observe un nettoyage spatial du faisceau. Nous observons également un nettoyage temporel.
Nous avons vu dans la section 5.4 que l'onde 4 est issue de la diffraction des ondes 1, 2 et 3 sur le réseau de plasma qu'elles ont généré lors de leur interaction. Afin de mieux comprendre les résultats obtenus, nous allons identifier le rôle du réseau de plasma dans le processus de mélange à quatre ondes en régime d'ionisation.

5.6 Identification des mécanismes de génération de l'onde rétro-réfléchie

5.6.1 — Influence des retards

Afin d'identifier le rôle du réseau de plasma dans le mélange à quatre ondes en régime d'ionisation, nous avons étudié l'influence du retard entre les faisceaux 1, 2 et 3 sur l'intensité de l'onde rétro-réfléchie 4. Faisons tout d'abord varier le retard de l'onde incidente 3 par rapport aux faisceaux filamentés 1 et 2 qui sont maintenus en coïncidence temporelle (figure 5.8 a)). On peut voir que le signal a une allure de type gaussienne. La génération de l'onde 4 est très sensible au retard de l'onde 3 par rapport aux ondes 1 et 2 puisque le signal disparaît en quelques centaines de femtosecondes. Si maintenant nous retardons l'onde 2 par rapport aux deux autres (figure 5.8 b)), la durée de vie du faisceau 4 est de l'ordre de 15 picosecondes (FWHM) et présente une évolution comparable à la relaxation du réseau de plasma décrite dans le chapitre précédent.

Bien que les 3 ondes participent à la génération de l'onde 4, nous pouvons identifier que les faisceaux 1 et 2 en sont la principale contribution. Effectivement, le premier résultat indique que le réseau de plasma est généré par l'interaction des

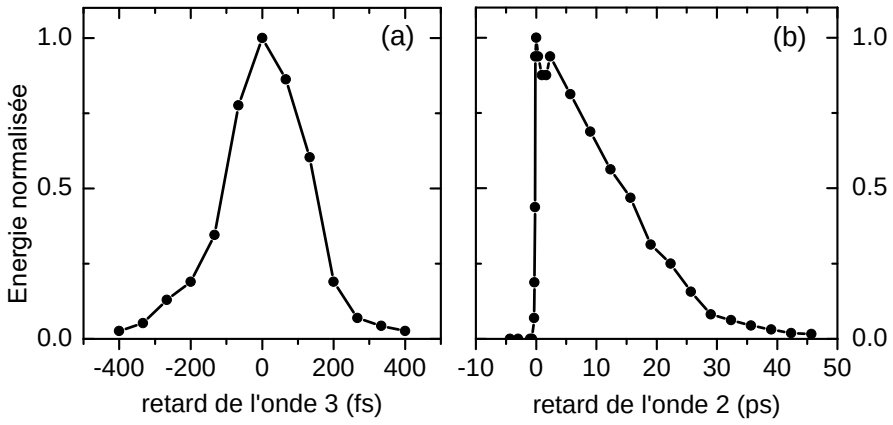


Figure 5.8: (a) Energie de l'impulsion 4 en fonction du retard de l'impulsion 3. Les impulsions 1 et 2 sont gardées en coïncidence temporelle. (b) Energie de l'impulsion 4 en fonction du retard de l'impulsion 2. Les impulsions 1 et 3 sont gardées en coïncidence temporelle.

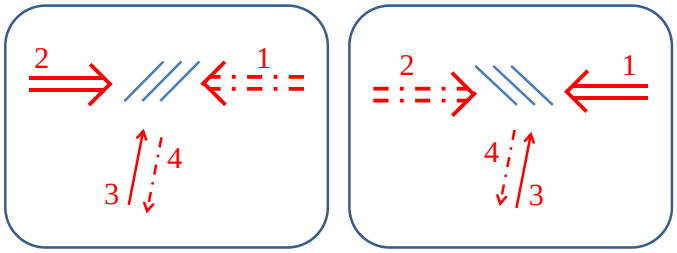


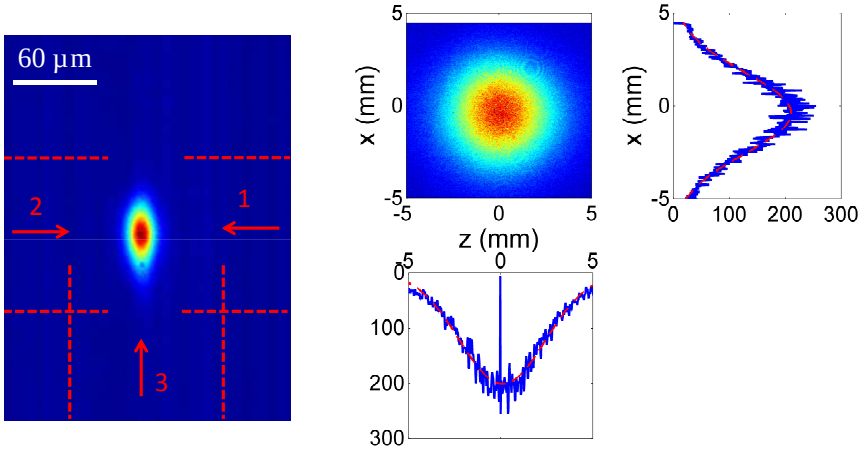
Figure 5.9: Illustration du mécanisme de génération de l'onde rétro-réfléchie 4.

impulsions 1 (2) et 3 et exige une coïncidence temporelle parfaite entre ces deux impulsions. Le deuxième résultat signifie que le faisceau 4 est issu de la diffraction de l'onde 2 (1) sur ce réseau de plasma, suivant les conditions de Bragg, dans la direction opposée à l'onde 3 (voir l'illustration figure 5.9). Toutes les ondes du montage sont à la même longueur d'onde $\lambda = 800$ nm, les faisceaux 1 et 2 sont donc diffractés par la première harmonique du réseau de plasma dont la durée de vie est de 30 ps (FWHM) (figure 4.7, page 86). L'intensité diffractée par cette harmonique a une durée de vie plus courte, puisqu'elle décroit comme le carré de la densité électronique $\rho^{(1)}$, en accord avec les résultats de la figure 5.8 b).

Nous pouvons expliquer maintenant le filtrage temporel de l'impulsion rétro-réfléchie 4. Le champ d'interférence des précurseurs ($t < 0$) présents dans les impulsions 1, 2 et 3 n'est pas assez intense pour générer un réseau de plasma. Or, l'impulsion 4 n'existe qu'à partir du moment où le réseau de plasma est créé, c'est-à-dire, lors de l'interférence de la partie centrale des impulsions (à $t = 0$). Ainsi, en l'absence de réseau, les précurseurs sont transmis, alors que la partie

centrale des impulsions est diffractée pour former l'onde 4. Une fois formé, le réseau de plasma a une durée de vie de plusieurs dizaines de picosecondes, donc l'arrière de l'impulsion (t > 0) est également diffractée dans l'onde 4 (figure 5.5). Évidement, le filtrage de l'impulsion n'est valable que si les impulsions 1, 2 et 3 sont synchronisées. Si l'impulsion 1 ou 2 est en retard vis à vis de la formation du réseau, l'ensemble de l'impulsion, y compris les précurseurs, sera diffracté.

5.6.2 — Imagerie de la zone d'interaction des trois faisceaux



(a) Image prise de dessus de la zone d'interaction des trois faisceaux lorsqu'ils sont en synchronisation temporelle

(b) Image de l'onde rétro-réfléchie et ses profils en x et z. Les pointillés rouges représentent un ajustement par une fonction gaussienne

Figure 5.10: La taille du réseau de plasma est à l'origine du filtrage spatial.

En synchronisation temporelle. Grâce à un objectif de microscope associé à une caméra CCD nous avons observé en vue de dessus la zone d'interaction des trois faisceaux, lorsqu'ils sont en synchronisation temporelle (figure 5.10 a)). C'est un ellipsoïde de révolution de 10 μm selon $\vec{y}$ et 20 μm selon $\vec{x}$ et $\vec{z}$. Le pas du réseau généré par 1 ou 2 et 3, pour un angle de 90° est de 570 nm, alors que le pas du réseau généré à la rencontre de 1 et 2 est de 400 nm. Il est donc impossible de visualiser les franges du réseau avec cette technique d'imagerie optique. Sur la figure 5.10 a), les lignes rouges indiquent le diamètre des faisceaux 1, 2 et 3 de l'ordre de 110 μm. Le diamètre du réseau est donc 5 à 10 fois plus petit que le diamètre des faisceaux qu'il va diffracter. Ceci explique donc le nettoyage spatial du faisceau rétro-réfléchi : le réseau agit comme un trou de filtrage. Nous avons comparé le profil de l'onde rétro-réfléchie avec un profil gaussien. La figure 5.10 b) montre que nous trouvons un très bon accord.

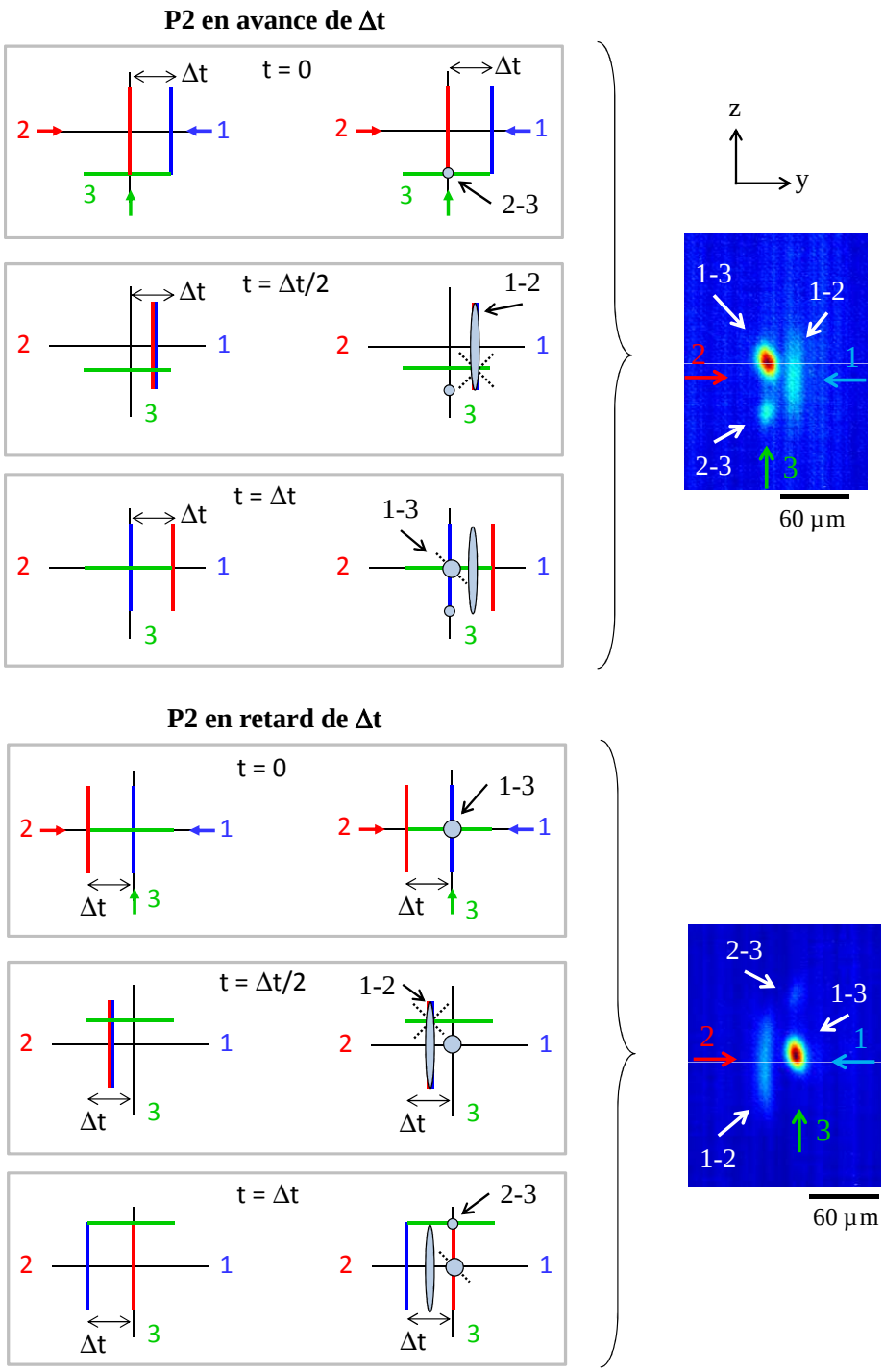


Figure 5.11: Schéma de la formation des réseaux en fonction du retard de l'impulsion 2 par rapport à 1 et 3 et image de dessus de la zone d'interaction des trois faisceaux en fonction du délai appliqué à l'onde 2.

Influence des retards. Toujours en imageant la zone d'interaction avec un objectif de microscope, on change maintenant le délai de l'onde 2 tandis que 1 et 3 sont synchronisées. Afin de mieux comprendre l'influence du délai de l'onde 2, on schématise l'interaction des impulsions 1, 2 et 3 pour une avance ou un retard donné (figure 5.11). A $t = 0$, lorsque l'impulsion 2 est en avance de Δt (quelques centaines de femtosecondes maximum), elle rencontre 3 plus tôt sur l'axe de propagation $\vec{z}$ et un réseau$_{2-3}$ est formé. Les impulsions se propagent, et comme 2 est contrapropagative à 1, elle rencontre 1 à $\Delta t/2$ et forme un réseau$_{1-2}$. Puis à $t = \Delta t$, les impulsions 1 et 3 se rencontrent à l'origine du repère et forment un réseau$_{1-3}$. On peut distinguer l'ensemble de ces réseaux sur l'image de la caméra CCD, pour l'onde 2 en avance de 120 fs.
Si maintenant on retarde l'impulsion 2 de Δt, à $t = 0$, les impulsions 1 et 3 sont synchronisées et forment un réseau$_{1-3}$. Les impulsions 1 et 2 se rencontrent $\Delta t/2$ plus tard sur l'axe $\vec{y}$ et génèrent le réseau$_{1-2}$. Enfin, lorsque l'onde 2 arrive à l'origine du repère, l'onde 3 est à Δt selon $\vec{z}$ et les impulsions se rencontrent plus tard sur l'axe $\vec{z}$ (réseau$_{2-3}$). On peut distinguer l'ensemble de ces réseaux sur l'image de la caméra CCD, pour l'onde 2 en retard de 120 fs.
Lorsque toutes les impulsions sont en coïncidence, tous les réseaux (1-2, 1-3 et 2-3) sont réunis en seul point (image 5.10 a)).

Un phénomène original se produit lorsque l'onde 2 est en retard (figure 5.12 a)). A $t = \Delta t/2$, la superposition des ondes 1, 2 et 3 (point A) va émettre une onde rétro-réfléchie selon $-\vec{z}$. Elle parcourt $\Delta t/2$ pour arriver au point B. Or pendant ce temps $\Delta t/2$, l'onde 2 est arrivée au point C, où elle rencontre le réseau persistant 1-3. Elle va donc être diffractée par le réseau dans les conditions de Bragg selon $-\vec{z}$. Il y a ainsi la génération de deux ondes synchrones, une en B, l'autre en C, espacées de $\Delta t/2$, se propageant dans la même direction ($-\vec{z}$). On reconnaît là la définition des franges d'Young. C'est ce que l'on voit sur le profil de l'onde rétro-réfléchie 4 (image CCD en bas de la figure 5.12 a)). L'inter-frange dépend de l'écart entre B et C, qui dépend du retard appliqué à l'onde 2. La figure 5.12 b) décrit l'évolution de l'inter-frange en fonction du délai entre les réseaux-sources. Le calcul théorique de l'inter-frange selon le modèle d'Young montre un très bon accord avec l'expérience. Lorsque les réseaux-sources sont trop rapprochés ou confondus, l'inter-frange est plus grande que le diamètre de l'onde rétro-réfléchie 4, et les franges ne sont plus visibles. Il en est de même lorsque le retard est trop important entre les impulsions, car elles ne se recouvrent plus dans la zone d'interaction des faisceaux. Enfin, les franges n'apparaissent uniquement quand l'onde 2 est en retard. En effet, quand elle est en avance, l'onde 2 ne peut pas être diffractée par le réseau$_{1-3}$ puisqu'elle est déjà passée quand le réseau$_{1-3}$ est créé. Il ne peut donc pas y avoir deux sources contrapropagatives dans cette condition.

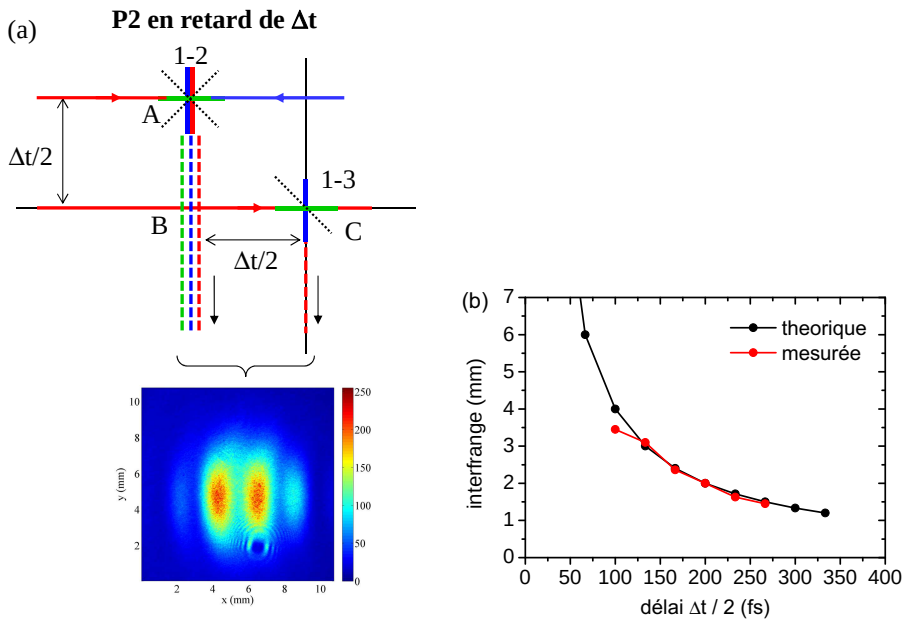


Figure 5.12: (a) Condition d'obtention des franges d'interférence et image CCD du profil de l'onde rétro-réfléchie 4 dans ces conditions. (b) Evolution de l'interfrange (rouge) en fonction du délai $\Delta t/2$ entre les deux sources ponctuelles et comparaison avec la théorie d'Young (noire).

5.7 Conclusion

Dans ce chapitre, nous avons examiné le cas d'un réseau de plasma généré à l'intersection d'un faisceau de quelques μJ avec deux filaments contrapropagatifs. A faible intensité, ce montage est couramment employé pour réaliser de la conjugaison de phase optique. De manière analogue, nous avons observé une onde contrapropagative au faisceau incident. Nous avons caractérisé l'onde rétro-réfléchie spatialement, temporellement et mesuré l'efficacité du miroir de filaments. Parmi les propriétés de ce processus, la présence d'une onde rétro-réfléchie, l'amplification du faisceau transmis et la dépendance angulaire sont comparables au phénomène de conjugaison de phase induite par un réseau d'indice Kerr.
Cependant nous avons mesuré un filtrage spatial et temporel de l'impulsion rétro-réfléchie. Ces résultats peuvent s'interpréter en terme d'interaction à trois ondes en régime d'ionisation multiphotonique. L'onde rétro-réfléchie est issue de la diffraction des trois ondes incidentes sur le réseau de plasma qu'elles ont créé. Néanmoins la contribution principale à cette onde 4 provient des deux filaments contrapropagatifs. Le haut degré de non-linéarité du mécanisme d'ionisation à l'origine du réseau réduit sa taille à quelques dizaines de μm. Le réseau agit donc comme un trou de filtrage pour les ondes diffractées. Cette non-linéarité a aussi pour effet de filtrer efficacement les précurseurs présents dans l'impulsion, car le champ d'interférence n'est pas assez intense pour générer un réseau de plasma.

Nous avons donc démontré qu'il est possible de filtrer spatialement le profil d'une impulsion par réflexion sur un miroir formé par des filaments contrapropagatifs. Le miroir améliore également le contraste temporel de l'impulsion d'au moins 4 ordres de grandeur. De telles impulsions laser, avec un profil de qualité et un fort contraste, sont très recherchées dans le domaine de l'interaction laser-matière à haute intensité [149, 150, 151]. A de telles intensités, un précurseur peut pré-ioniser la cible et modifier ses conditions d'interaction avec le pic principal de l'impulsion [152]. Cette nouvelle méthode constitue une alternative aux techniques actuelles de filtrage utilisées sur les chaînes laser térawatts ou pétawatts telles que :

- un trou de filtrage spatial [153], sous vide, généralement utilisé avant le compresseur et sujet aux dommages,
- la méthode dite XPW (cross-polarized wave) [154],
- un miroir plasma [155] qui nécessite une cible neuve à chaque tir.

Toutes ces méthodes filtrent spatialement ou temporellement les impulsions. Le miroir de filaments permet en une seule interaction un filtrage spatio-temporel. De plus, il n'est pas fragile puisqu'il utilise l'air comme milieu non-linéaire. Le principe nécessite encore quelques développements afin d'améliorer l'efficacité du processus ou d'amplifier l'onde rétro-réfléchie, mais le miroir de filaments pourrait trouver sa place dans les chaînes laser.

Troisième partie

Compression d'impulsions femtoseconde énergétiques

Chapitre 6

Compression d'impulsions femtoseconde TW pour la physique à haute intensité

Résumé

In this chapter, we studied in details the pulse post compression of energetic ultrashort laser pulses using a planar hollow waveguide scheme. We first proposed a slightly tapered hollow waveguide geometry. For an input Ti :sapphire laser pulses of 12.0 mJ and 40 fs, we obtained output pulses of 9.4 fs duration with pulse energy of 9 mJ (TM polarization) in argon, exhibiting a nice spatial mode and focusability. We then demonstrated energy up-scaling of the planar hollow waveguide with a TW class laser delivering up to 100 mJ input pulse energy. For 50 fs, 50 mJ at the input, we obtained sub-15 fs (13.6 fs) pulses with an energy of 40 mJ (TE polarization). The ability to use these pulses for high-field physics was demonstrated by generating high-order harmonics in a pulsed gas jet. The compression of the IR pulse results in a broadening of the individual harmonics as well as an increase of the cut-off energy, indicating that the compressed pulse is significantly shorter and more intense.

Dans ce chapitre on se propose d'étudier la compression d'impulsions énergétiques dans un guide plan creux pour la physique à haute intensité. Nous avons tout d'abord étudié un montage basé sur le couplage de la polarisation TM dans un guide creux évasé placé dans une cellule d'argon. Nous avons obtenu une impulsion compressée de 9,4 fs, 9 mJ pour une impulsion initiale de 40 fs, 12 mJ. Bien que l'angle du guide évasé soit extrêmement faible, les expériences montrent une amélioration de la qualité du faisceau et de sa focalisation dans l'air, tout en conservant une compression similaire. Puis nous avons adapté le montage de compression sur un laser délivrant des impulsions de 100 mJ. Avec des impulsions de 50 fs et 50 mJ, nous avons obtenu des impulsions de 13,6 fs, 40 mJ (polarisation TE). Nous avons démontré la viabilité des impulsions comprimées en générant des harmoniques d'ordres élevés dans un jet de gaz. Les harmoniques sont spec-

tralement plus larges et l'énergie de coupure est augmentée de 40 eV, signe que les impulsions comprimées sont significativement plus courtes et plus intenses.

Contents

6.1 Introduction **110**
6.2 Les techniques de compression externes **111**
6.2.1 Les fibres creuses 111
6.2.2 La filamentation laser 112
6.2.3 Le guide plan creux 112
6.3 Etude de la propagation dans le guide en fonction de la polarisation **113**
6.4 Proposition d'un guide creux évasé **116**
6.4.1 Résultats préliminaires avec un guide plan 116
6.4.2 Description du montage expérimental 117
6.4.3 Caractérisation du guide 102 - 127 μm 119
6.5 Implémentation du guide plan dans une chaîne multi-TW **121**
6.5.1 Dimensionnement du guide 121
6.5.2 Description du montage expérimental 122
6.5.3 Caractérisation de la compression 122
6.6 Application à la génération d'harmoniques **126**
6.6.1 Principe de la génération d'harmoniques d'ordres élevés dans les gaz 127
6.6.2 Résultats expérimentaux 127
6.7 Conclusion **129**

6.1 Introduction

Pour observer la dynamique des électrons au cœur de la matière ou accéder à de nouveaux régimes d'interaction laser-plasma fortement couplés, des impulsions énergétiques de quelques cycles optiques ($<$ 4 fs à 800 nm) sont nécessaires. Les lasers de type OPCPA [1] délivrent directement des impulsions amplifiées de quelques cycles optiques [156]. Bien que des valeurs impressionnantes en terme de durée d'impulsion et d'énergie puissent être obtenues avec ces systèmes laser [157, 158, 159, 160], très peu de laboratoires dans le monde en sont équipés. Effectivement, pour obtenir des impulsions énergétiques (quelques mJ), il est nécessaire de mettre plusieurs étages successifs d'amplification paramétrique, rendant la chaîne laser difficile à aligner et instable.
La plupart des chaînes laser qu'on trouve actuellement dans les laboratoires sont des chaînes amplifiées basées sur la technologie Ti :Sa CPA qui est plus robuste. Aujourd'hui ces chaînes délivrent facilement des impulsions de l'ordre du joule mais dont la durée reste supérieure à 20 fs [161]. L'obtention d'impulsions plus courtes est principalement limitée par la largeur spectrale du gain dans les cristaux de Ti :Sa. Il y a donc un réel besoin de développer les montages de compression d'impulsion externes pour obtenir des impulsions inférieures à 20 fs. Les techniques

1. Optical Parametric Chirped Pulse Amplification

usuelles pour générer ainsi des impulsions de quelques cycles optiques exploitent la propagation non-linéaire dans une fibre creuse remplie de gaz nobles (Ar, Ne, Xe) [162] ou la filamentation dans les gaz [163]. Mais l'énergie de l'impulsion comprimée par ces dispositifs ne dépasse pas quelques mJ [164, 165] sous peine de subir un très mauvais couplage dans la structure de guidage [166]. Générer des impulsions courtes énergétiques requièrt donc des montages de compression plus élaborés. Dans cette voie, il a été démontré par Nurhuda *et al.* [167] que la limitation en énergie peut être résolue par l'utilisation d'un guide plan creux.

Ce travail présente l'utilisation et l'optimisation de la compression d'impulsions énergétiques par guide plan creux, pour des applications de physique à haute intensité. Nous avons dans un premier temps optimisé le montage sur un laser de 0,2 TW où nous avons étudié le couplage de la polarisation transverse magnétique (TM) dans un guide creux évasé placé dans une cellule d'argon. Nous avons trouvé un bon compromis entre le couplage dans le guide, le profil spatial du faisceau et la compressibilité de l'impulsion.
Puis, nous avons implémenté le guide plan creux sur un laser de 2 TW au Lund Laser Center (LLC) dans l'équipe d'Anne L'Huillier de l'Université de Lund. Nous avons étudié la compression dans le guide avec une énergie incidente allant jusqu'à 50 millijoules et caractérisé les impulsions comprimées en terme de profil spatial, de focalisation et de durée d'impulsion. Pour démontrer la viabilité de ce mode de compression, nous avons utilisé les impulsions comprimées pour la génération d'harmoniques d'ordres élevés dans un jet de gaz.

6.2 Les techniques de compression externes

Le principe des méthodes de compression externe est d'élargir le spectre par effet Kerr dans un gaz et de compenser ensuite la phase d'ordre 2 à l'aide de miroirs chirpés.

6.2.1 — Les fibres creuses

La compression des impulsions par fibres est basée sur le guidage des impulsions laser dans le cœur d'une fibre creuse emplie de gaz rare (généralement de l'argon). Cette technique mise au point en 1996 [162] permet de générer des impulsions comprimées jusqu'à quelques cycles optiques tout en conservant un excellent mode spatial [168, 169]. C'est la méthode la plus utilisée aujourd'hui pour comprimer les impulsions. Mais l'ionisation dans la fibre, le couplage dans les modes d'ordres supérieurs et les problèmes thermiques dans le verre qui apparaissent à haute cadence limitent l'énergie de l'impulsion à moins d'un millijoule. En utilisant une polarisation circulaire, on peut réduire les effets non-linéaires et le taux d'ionisation dans la fibre et ainsi augmenter l'énergie à 2 mJ en sortie de fibre [170, 165]. Imposer un gradient croissant de pression à l'intérieur de la fibre, en injectant le gaz à la fin de la fibre tout en gardant l'entrée sous vide, permet également d'augmenter l'énergie couplée jusqu'à 5 mJ [171]. Très récemment, en mettant une fibre sous une très faible pression d'hélium (quelques millibars), une

impulsion de 70 mJ a pu être comprimée [166, 172], mais avec un rendement inférieur à 20% dû aux fortes pertes liées à l'ionisation dans la fibre et aux couplages dans les modes d'ordres élevés. Une nouvelle approche consiste à utiliser des fibres flexibles et extensibles [173]. Avec une fibre longue ($>$ 2 m), Böhle *et al.* [174] ont obtenu cette année une impulsion de 4 fs, 3 mJ, soit le record d'énergie pour cette durée d'impulsion.
Malgré des résultats encourageants, les fibres creuses présentent certains désavantages. Elles requièrent un alignement méticuleux, les fibres sont fragiles et restent néanmoins limitées en énergie.

6.2.2 — La filamentation laser

La propagation du faisceau sous forme de filament opère comme un guide non-linéaire. Le cœur du filament est entouré d'un réservoir d'énergie qui permet de l'alimenter et ainsi maintenir son intensité très élevée (10^{13} W/cm^2 [11]) sur une grande distance. En conséquence le spectre du faisceau va spontanément s'élargir par auto-modulation de phase créant un continuum s'étendant de l'UV à l'infrarouge. Un tel élargissement du spectre offre la possibilité d'obtenir des impulsions très courtes à condition d'arriver à compenser efficacement la dispersion. A partir d'une impulsion de 33 fs et 0,85 mJ, Mysyrowicz *et al.* [175] ont obtenu, en utilisant deux étages successifs de compression par filamentation laser dans l'argon, une impulsion de 4,9 fs avec une énergie de 0,12 mJ, soit une transmission de 14% de l'énergie incidente dans les filaments. La filamentation est donc une technique fiable pour la génération d'impulsions de quelques cycles optiques. C'est une alternative plus simple et moins fragile que les fibres creuses. En revanche, elle présente une forte limitation en énergie. Premièrement, il faut sélectionner la partie centrale du faisceau car seule cette partie présente un spectre homogène et peut être comprimée [164]. Deuxièmement, l'intensité dans le filament est clampée, donc un apport trop important d'énergie se traduit par de la multifilamentation. Les limites de la filamentation pour la compression des impulsions énergétiques sont donc évidentes : l'énergie contenue dans le filament ne peut dépasser le mJ sous peine de multifilamenter, ce qui nuirait à la qualité du profil spatial de l'impulsion comprimée.

6.2.3 — Le guide plan creux

Pour palier ces limitations en énergie, Nurhuda *et al.* [167] ont proposé une technique de compression, inspirée des fibres creuses, basée sur l'auto-modulation de phase à l'intérieur d'un guide diélectrique planaire empli de gaz rare (figure 6.1). Contrairement aux fibres, le guide rectangulaire permet de découpler la direction libre de la direction guidée. L'allongement du mode dans la direction libre permet d'augmenter l'énergie couplée tout en conservant le même niveau d'intensité dans le guide. C'est pourquoi, contrairement aux fibres creuses ou à la filamentation, le guide plan permet théoriquement de comprimer des impulsions très énergétiques (jusqu'à 600 mJ [167]).
Cependant, il a été réalisé expérimentalement que l'accès aux grandes énergies, comme indiquées par la théorie, était à considérer avec précaution. A haute

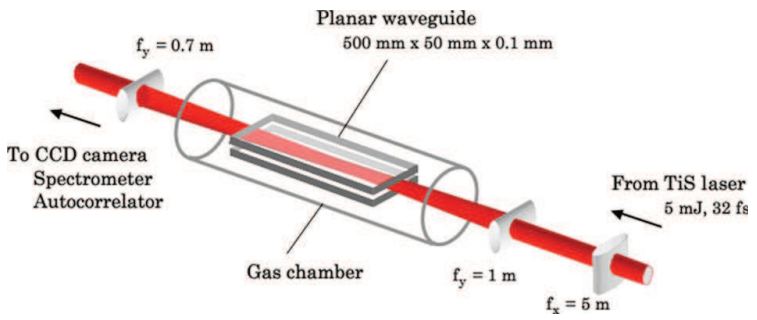


Figure 6.1: Schéma du montage de guide plan creux [176].

intensité, les inhomogénéités du faisceau sont fortement accentuées par l'auto-focalisation (instabilités modulationnelles), ce qui mène à un profil spatial très modulé dans la direction libre et donne naissance à des filaments multiples [176]. Il a été montré qu'en choisissant judicieusement les paramètres expérimentaux tels que la longueur du guide ou la pression du gaz, un bon compromis pouvait être trouvé entre les modulations du profil spatial et l'élargissement du spectre, permettant d'améliorer grandement la qualité du profil, la compression et l'énergie de l'impulsion. Ainsi, à partir d'une source de 15 mJ - 40 fs, Akturk *et al.* [177] ont obtenu des impulsions de 10,6 mJ (avec 80% de l'énergie couplée) d'une durée de 10,1 fs (FWHM).
Mais l'inconvénient majeur du guide plan réside dans ce mode de guidage asymétrique qui réduit la qualité spatiale du faisceau ainsi que la focalisabilité du faisceau dans la direction libre du guide [178]. En effet la détérioration rapide du mode transverse du faisceau avec l'énergie limite l'élargissement spectral et donc la possibilité d'obtenir une impulsion très courte [178]. La focalisation est quant à elle limitée par l'élargissement spectral inhomogène et la déformation du front d'onde (le centre du faisceau plus intense se propage moins vite que les bords) qui apportent essentiellement de l'astigmatisme. Il faut donc veiller à ces paramètres pour ne pas compromettre la compression de l'impulsion ou son utilisation.

6.3 Etude de la propagation dans le guide en fonction de la polarisation

Un guide d'onde où la propagation d'un faisceau se fait dans un cœur d'indice de réfraction plus faible que la gaine autour ne supporte que des modes à fuite. Pour la simplicité des calculs, nous considérons un guide plan creux, dont la distance entre les plaques de silice est $2a$ et dont la taille selon $\vec{x}$ et $\vec{z}$ est infinie (figure 6.2).
Prenons une onde monochromatique à la fréquence ω se propageant selon $\vec{z}$ de la forme

$$\begin{cases} \vec{E}(y,z,t) = \vec{E}(y)e^{i\beta z}e^{-i\omega t}, \\ \vec{H}(y,z,t) = \varepsilon_0 c \times \vec{H}(y)e^{i\beta z}e^{-i\omega t}, \end{cases}$$

avec $\beta = k_0 n_{eff}$, où k_0 est le vecteur d'onde à la fréquence ω de l'onde incidente et n_{eff} est l'indice effectif qui est ici une quantité complexe. ε_0 est la permittivité diélectrique dans le vide et c la vitesse de la lumière. Le développement des équations de Maxwell permet d'exprimer les composantes transversales du champ en fonction de la composante longitudinale. Les dérivées par rapport à x étant nulles, on obtient les relations suivantes :

$$\begin{cases} E_y(y) = \dfrac{i\beta\partial_y E_z(y)}{k_0^2 n^2 - \beta^2}, \\ E_x(y) = \dfrac{-ik_0\partial_y H_z(y)}{k_0^2 n^2 - \beta^2}, \\ H_y(y) = \dfrac{i\beta\partial_y H_z(y)}{k_0^2 n^2 - \beta^2}, \\ H_x(y) = \dfrac{ik_0 n^2\partial_y E_z(y)}{k_0^2 n^2 - \beta^2}, \end{cases} \tag{6.1}$$

où n est l'indice du milieu de propagation.

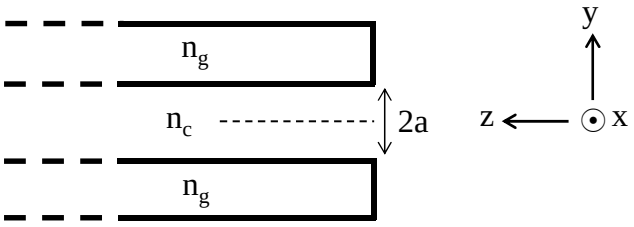


Figure 6.2: Schéma d'un guide plan creux : $2a$ est la séparation entre les plaques de silice, n_c et n_g (avec $n_c < n_g$) sont les indices de réfraction respectivement du cœur et de la gaine.

Cas des modes transverse électrique. La définition des modes transverses électriques est telle que $\vec{E} = (E_x,0,0)$ et $\vec{H} = (0,H_y,H_z)$. D'après les équations (6.1), afin de déterminer E_x, nous devons exprimer H_z. Or H_z obéit à l'équation de Helmholtz et nous pouvons écrire :

$$\begin{cases} \dfrac{\partial^2 H_z(y)}{\partial y^2} + k_0^2\left(n_c^2 - n_{eff}^2\right) H_z(y) = 0 \quad \text{pour } |y| \leq a, \\ \dfrac{\partial^2 H_z(y)}{\partial y^2} + k_0^2\left(n_g^2 - n_{eff}^2\right) H_z(y) = 0 \quad \text{pour } |y| \geq a. \end{cases} \tag{6.2}$$

On pose alors

$$U = k_0 a\sqrt{n_c^2 - n_{eff}^2}; \quad W = k_0 a\sqrt{n_g^2 - n_{eff}^2} \quad \text{et} \quad V = k_0 a\sqrt{n_g^2 - n_c^2},$$

avec n_c et n_g ($n_c < n_g$) les indices de réfraction respectivement du cœur et de la gaine. La résolution de l'équation (6.2) donne la définition des modes guidés, en imposant une onde sortante. Les modes guidés symétriques s'expriment donc sous la forme :

$$TE \begin{cases} E_x(y) = -A \times ik_0 \times \dfrac{a}{U} \cos\left(U\dfrac{y}{a}\right) & \text{pour } |y| \leq a, \\ E_x(y) = A \times k_0 \times \dfrac{a}{W} \sin U e^{iW(y/a-1)} & \text{pour } |y| \geq a, \end{cases} \tag{6.3}$$

avec A une constante d'intégration. Les termes de l'équation (6.3) doivent être égaux en $y = a$, d'où la condition de raccordement pour les modes symétriques TE :

$$\tan U = -i\frac{W}{U}. \tag{6.4}$$

Cas des modes transverse magnétique. Dans le cas de modes transverse magnétique, la définition est telle que $\vec{H} = (H_x,0,0)$ et $\vec{E} = (0,E_y,E_z)$. Nous opérons le même traitement que pour les modes TE, en appliquant l'équation de Helmholtz à E_z. Nous obtenons des modes guidés symétriques de la forme :

$$TM \begin{cases} H_x(y) = A \times ik_0 \times \dfrac{an_c^2}{U} \cos\left(U\dfrac{y}{a}\right) & \text{pour } |y| \leq a, \\ H_x(y) = -A \times k_0 \times \dfrac{an_g^2}{W} \sin U e^{iW(y/a-1)} & \text{pour } |y| \geq a. \end{cases} \tag{6.5}$$

Le raccordement en $y = a$ donne la condition :

$$\tan U = -i\frac{n_c^2 W}{n_g^2 U}. \tag{6.6}$$

Evaluation des pertes dans le guide. Pour calculer les pertes dans le guide, on cherche à déterminer n_{eff}. Pour cela on pose

$$n_{eff} = n' + in'' \quad \text{et} \quad \alpha = p + iq.$$

On remarque que $W^2 - U^2 = V^2$. On pose donc :

$$U = V \sinh\alpha = V\alpha \quad \text{et} \quad W = V\cosh\alpha = V,$$

comme $\alpha \ll 1$. On sait que

$$n_{eff}^2 = n_c^2 - \frac{U^2}{k_0^2 a^2}.$$

On peut donc exprimer

$$\begin{cases} n'^2 = n_c^2 - \left(n_g^2 - n_c^2\right) p^2, \\ n'n'' = -\left(n_g^2 - n_c^2\right) pq. \end{cases}$$

En développant alors les conditions de raccordement trouvées dans les polarisations TE et TM, on obtient :

$$TE \begin{cases} p = (2m+1)\dfrac{\pi}{2V}, \\ q = -(2m+1)\dfrac{\pi}{2V^2}, \end{cases}$$

$$TM \begin{cases} p = -(2m+1)\dfrac{\pi}{2V}, \\ q = (2m+1)\dfrac{n_g^2}{n_c^2}\dfrac{\pi}{2V^2}, \end{cases}$$

où m est l'ordre des modes guidés. On peut ainsi calculer les pertes dans le guide $\gamma = 2k_0 n''$:

$$\begin{cases} \gamma_{TE} = 2k_0 \dfrac{(2m+1)^2\pi^2}{4n_c V k_0^2 a^2}, \\ \gamma_{TM} = \dfrac{n_g^2}{n_c^2}\gamma_{TE}. \end{cases} \tag{6.7}$$

On remarque de l'équation (6.7) que les modes TM sont des modes de propagation à pertes plus importantes que les modes TE. Il en est de même pour les modes d'ordre élevé (m grand) par rapport aux premiers modes guidés (m faible). Ainsi, pour le mode fondamental ($m = 0$) on a pour

$$\begin{cases} 2a = 102\,\mu m \quad \Rightarrow \quad \gamma_{TE} = 0,41\,m^{-1} \quad \text{et} \quad \gamma_{TM} = 0,88\,m^{-1} \\ 2a = 127\,\mu m \quad \Rightarrow \quad \gamma_{TE} = 0,21\,m^{-1} \quad \text{et} \quad \gamma_{TM} = 0,45\,m^{-1} \end{cases}$$

en prenant $n_g = 1,45$ (silice) pour $\lambda = 800$ nm. Donc pour un guide plan dont la distance entre les plaques est de 127 μm et d'une longueur de 21 cm, la transmission dans le guide est estimé à 95% pour le mode TE et 90% pour le mode TM. Les résultats expérimentaux donnent une transmission de 80% pour le mode TE. Ces différences s'expliquent d'une part par la simplicité du modèle développé : les imperfections du guide et les réflexions induites par les fenêtres de la cellule ne sont pas pris en compte. D'autre part, le profil spatial du faisceau laser incident n'étant pas parfaitement gaussien, il favorise les pertes dans les modes d'ordres supérieurs, non évaluées ici.

6.4 Proposition d'un guide creux évasé

6.4.1 — Résultats préliminaires avec un guide plan

Une caractérisation complète du montage de compression par guide plan installé en sortie du laser α-100 a été effectuée par deux post-doctorants de l'équipe et publiée dans les références [177, 178, 179]. Avec un guide de dimension L × l × h = 210 × 19 × 6 mm^3, d'interstice constant $2a = 127\mu$m, placé à une pression de 1,5 bar d'argon et une impulsion de 40 fs, 13 mJ, ils ont démontré une compression de 10 fs pour une énergie de 10,6 mJ, soit un couplage de 80%. Ces résultats s'appuient sur la propagation de la polarisation TE dans le guide placé de ma-

nière horizontale (selon $\vec{x}$). Sur la figure 6.3 on peut voir le profil du mode guidé enregistré par une camera CCD pour une pression d'argon de 1,5 bar. Dans la direction guidée, le profil est de bonne qualité mais dans la direction libre, le profil est modulé dû aux instabilités modulationnelles.

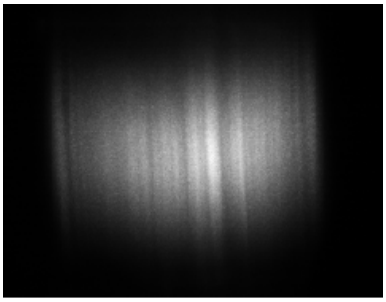


Figure 6.3: Image CCD du mode guidé dans le guide plan horizontal à couplage TE pour 1,5 bar d'argon. Largeur du faisceau $\approx$ 1 cm.

Pour améliorer l'adaptation de l'onde lumineuse au profil du mode guidé, nous proposons un guide d'onde évasé, placé de l'écartement le plus large (127 μm) au plus étroit (102 μm) pour former un entonnoir ou "taper" en terminologie anglo-saxonne. Mais dans ce sens, nous avons constaté beaucoup de fuites de lumière par les plaques de silice en sortie du guide. Les résultats n'étant pas satisfaisants, nous avons tourné le guide pour que le faisceau se propage de la partie la plus étroite vers la plus large (nous noterons par la suite "guide largeur d'entrée - largeur de sortie"). Nous nous sommes également intéressés au couplage de la polarisation TM, en plaçant le guide de manière verticale dans la cellule. Ce montage sélectionne bien uniquement le mode fondamental et l'énergie mesurée atteint $\sim$ 9 mJ en sortie de cellule, soit un couplage à l'intérieur du guide de 76%. Nous avons donc exploré plus en détail cette configuration surprenante.

6.4.2 — Description du montage expérimental

Pour assembler le guide, nous utilisons deux plaques rectangulaires en verre de silice (WZW Optics) séparées par une lamelle en polycarbonate d'épaisseur calibrée. Les dimensions des plaques de verre sont $\mathrm{L} \times \mathrm{l} \times \mathrm{h} = 210 \times 19 \times 6$ mm^3. Nous séparons les plaques d'un coté par un morceau de papier polycarbonné de 102 μm et de l'autre côté par un morceau d'épaisseur 127 μm. L'assemblage se fait préférentiellement en salle "blanche" pour éviter que les poussières ne s'insèrent dans l'interstice du guide creux, qui détérioreraient le profil spatial du mode guidé.

Le montage expérimental de compression par guide creux est représenté en figure 6.4. Le laser utilisé est l'α-100 dont l'énergie est de 12 mJ et la durée d'impulsion de 45 fs avec un taux de répétition de 100 Hz. Le diamètre du faisceau est d'environ 7 mm ($1/e^2$). Le guide évasé 102-127 est placé dans une cellule hermétique, qui peut être remplie de différents gaz rares à pression ajustable. Les extrémités de la cellule sont fermées par des fenêtres en verre de silice recouvertes

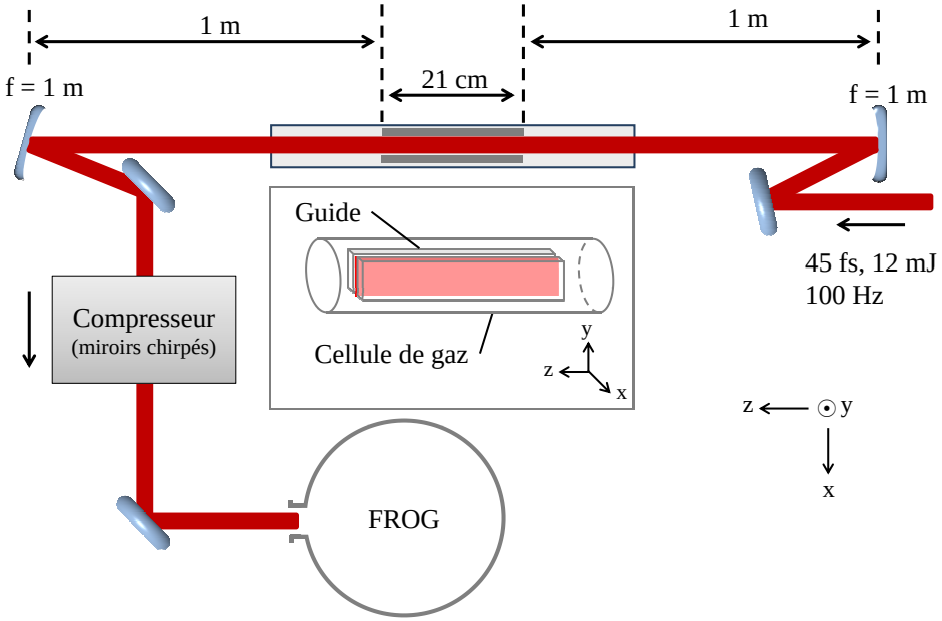


Figure 6.4: Montage expérimental de la compression d'impulsion par guide creux. Ici le guide est évasé : 102 μm - 127 μm.

d'un traitement anti-reflet à 800 nm. Afin de minimiser la dispersion et l'auto-modulation de phase dans les fenêtres, elles ne font que 0,5 mm d'épaisseur. Un miroir cylindrique focalise le faisceau à l'entrée du guide. Il est nécessaire que l'axe cylindrique du miroir coïncide avec la dimension libre du guide. Pour faciliter l'alignement du montage, les miroirs cylindriques ont été placés sur des montures de réglage de précision. Le meilleur couplage est obtenu quand le guide est strictement parallèle à la direction de propagation. Ainsi, pour obtenir l'alignement optimal, la cellule est placée sur des platines de translation en xyz. Dans un repère orthonormé direct où $\vec{z}$ est la direction de propagation, la polarisation transverse électrique (TE) du faisceau laser est selon l'axe $\vec{x}$, et la polarisation transverse magnétique (TM) est selon l'axe $\vec{y}$. Afin de coupler la polarisation TM, le guide évasé est placé de manière verticale (selon $\vec{y}$) dans la cellule. En sortie de cellule, un deuxième miroir cylindrique, placé à une distance focale après la fin du guide, re-collimate le faisceau. Les deux miroirs utilisés sont des miroirs diélectriques à spectre large de longueur focale f = 1 m. Après collimation, l'impulsion est comprimée par une série de 8 miroirs chirpés, nombre optimisé lors des expériences préliminaires. Finalement, pour caractériser la compression, différentes mesures sont réalisées. On enregistre le profil du mode guidé projeté sur un écran blanc placé devant le dernier miroir cylindrique avec une camera CCD. On évalue le spectre de l'impulsion par un spectromètre à fibre et on mesure l'énergie avec un joulemètre. Enfin, l'intensité temporelle et la phase de l'impulsion sont mesurées grâce à un FROG spécialement conçu pour mesurer des impulsions de quelques cycles optiques [180].

6.4.3 — Caractérisation du guide 102 - 127 μm

Sur la figure 6.5 on peut voir le profil du mode guidé enregistré par une camera CCD pour une propagation dans le guide sous vide (a) ou pour une pression d'argon de 1,6 bar (b). Pour une même pression d'argon, la qualité du mode en sortie du guide évasé et en couplant le mode TM est meilleure comparée aux résultats obtenus avec le guide plan et le mode TE (voir figure 6.3). Bien qu'il apparaisse à haute pression de légères modulations, le faisceau reste relativement uniforme et quasi-circulaire. On pourrait penser que le guidage des modes TM étant plus à perte (formule (6.7)), le faisceau est moins énergétique et induit moins de non-linéarités, réduisant ainsi l'apparition des modulations. Mais les mesures d'énergie révèlent que 9 mJ sont couplés dans le guide ($\sim$ 76%), soit un résultat quasi similaire à celui des modes TE dans le guide plan. Nous avons donc continué la caractérisation de la compression dans ce type de guide.

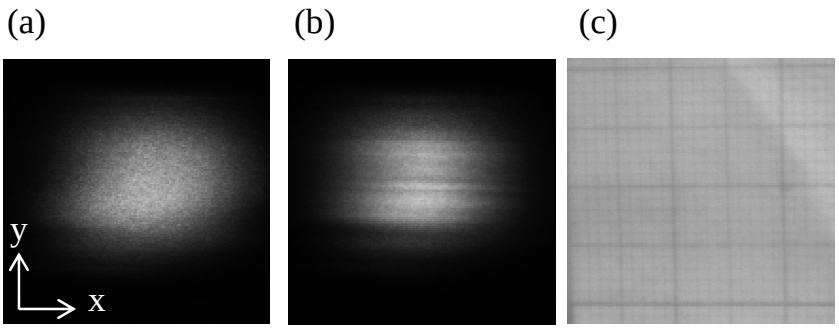


Figure 6.5: Image CCD du mode guidé dans le guide évasé 102 - 127 μm dans le vide (a) et à la pression de 1,6 bar d'argon. (c) Echelle.

Nous avons ensuite mesuré la capacité de ce faisceau à se focaliser dans l'air. Pour cela, après avoir atténué le faisceau par réflexion sur trois lames "wedges", il est focalisé par un miroir sphérique de distance focale 1 m sur une caméra CCD placée sur un rail de translation le long de l'axe optique. Les images du faisceau sont prises tous les 2 mm sur 5 cm autour du point focal. La figure 6.6 montre le rayon a du faisceau en fonction de la position de la caméra, dans la direction guidée (en rouge) et libre (en bleu) du guide, dans 1 bar d'argon (a) ou dans 1,6 bar d'argon (b). Le rayon a a été déterminé en calculant le moment de second ordre W^2 [11] de la distribution d'intensité mesurée tel que

$$a^2 = 2W^2(z,t) = \frac{\int_{-\infty}^{\infty} r^2 |E(r,z,t)|^2 dr}{\int_{-\infty}^{\infty} |E(r,z,t)|^2 dr}. \tag{6.8}$$

La théorie des moments est un formalisme puissant puisqu'il permet de calculer la largeur d'un faisceau quel que soit son profil transverse. Pour un faisceau gaussien, $2W^2 = w^2$, où w est le rayon du col gaussien pris à $1/e^2$ [11]. Globalement, la focalisation n'est pas très bonne, puisque la taille du point focal est supérieure à 100

μm. En ajustant numériquement a avec une courbe parabolique, nous pouvons estimer la qualité de la focalisation du faisceau en terme de M^2 [181]. A pression atmosphérique, on mesure un $M^2 \approx 2$ dans la direction guidée et $M^2 \approx 2,3$ dans la direction libre du guide. Par contre, à plus haute pression, la taille du point focal dans la direction libre est plus grande et la position du minimum est décalée de 1 cm, induisant un astigmatisme. La valeur de M^2 en est dégradée à $\approx 2,8$. Dans le cas du guide plan en polarisation TE, la direction libre souffrait déjà d'un M^2 de 2,3 après une propagation sous vide. A plus haute pression, les mesures n'ont pas permis d'extraire une valeur de M^2 fiable [178]. Dans le cas du guide évasé, nous observons donc une amélioration de la focalisation.

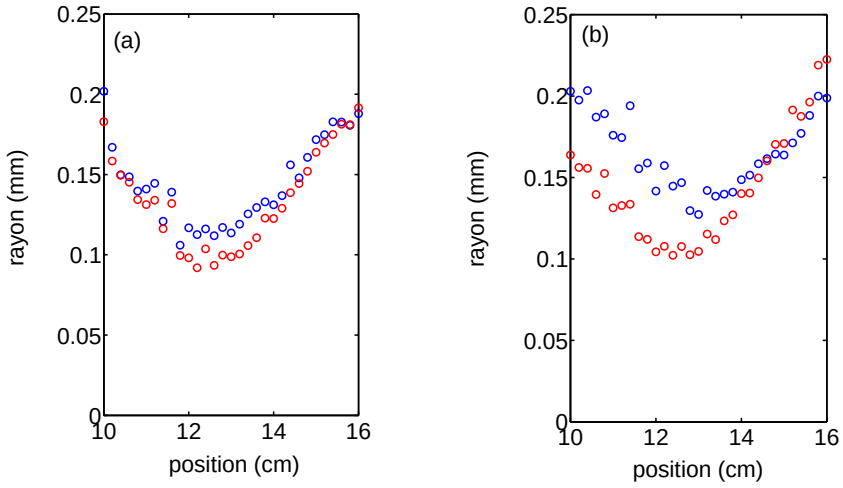


Figure 6.6: Courbes de focalisation de la direction guidée (ronds rouges) et libre (ronds bleus) du faisceau, pour le guide évasé 102-127 (a) dans 1 bar d'argon ou (b) dans à 1,6 bar d'argon. La taille du faisceau affichée correspond au moment de second ordre W^2.

Enfin, nous avons caractérisé la compression des impulsions avec le FROG. La figure 6.7 a) montre le profil temporel de l'impulsion comprimée et b) le spectre obtenu après propagation dans le guide pour une pression de quelques mbar ou de 1,6 bar d'argon. Nous avons mesuré une durée d'impulsion de 12 fs (FWHM), avec une phase quasi plate, signe que l'impulsion est correctement comprimée par les miroirs chirpés. Le spectre s'étend de $2,6\times10^{15}$ Hz (720 nm) à $2,15\times10^{15}$ Hz (870 nm) de manière symétrique autour de la fréquence centrale ($2,35\times10^{15}$ Hz, 800 nm) confirmant le rôle prédominant de l'auto-modulation de phase par effet Kerr dans le processus d'élargissement. Les résultats ne sont pas rapportés ici, mais en augmentant la pression d'argon à 2 bar, nous avons atteint une durée d'impulsion de 9,4 fs, soit 3,5 cycles optiques à 800 nm.

Nous avons ainsi démontré que tout en conservant une bonne compression, le profil de l'impulsion en sortie du guide pouvait être amélioré en évasant légèrement le guide. La focalisation du faisceau n'est pas affectée par cette géométrie originale,

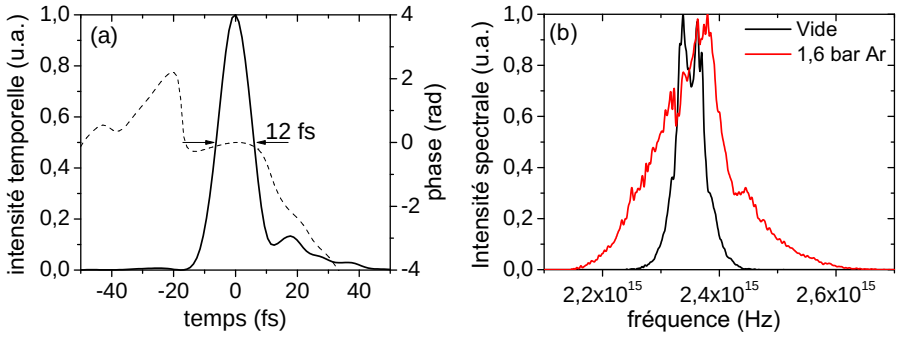


Figure 6.7: (a) Profil et phase temporel de l'impulsion mesurés après compression dans le guide évasé 102-127 pour 1,6 bar d'argon. (b) Spectre de l'impulsion après propagation dans le guide évasé dans le vide ou dans 1,6 bar d'argon.

d'autant plus que l'astigmatisme développé par la propagation guidée peut être facilement compensé en déplaçant le miroir cylindrique positionné à la sortie de la cellule. Afin de tester l'efficacité du guide plan avec de plus hautes énergies, nous avons implémenté le montage sur un laser multi-TW au Lund Laser Center, en collaboration avec l'équipe d'Anne L'Huillier à l'Université de Lund.

6.5 Implémentation du guide plan dans une chaîne multi-TW

6.5.1 — Dimensionnement du guide

Le laser est une chaîne CPA délivrant des impulsions de 100 mJ, 45 fs, centrées à 800 nm, avec un taux de répétition de 10 Hz. Installés en amont du compresseur, la chaine est équipée d'un système de stabilisation du pointé et d'un trou de filtrage spatial sous vide. Le diamètre du faisceau en sortie de compresseur est d'environ 35 mm ($1/e^2$).
Pour dimensionner le guide, il est nécessaire de trouver un compromis : plus le guide est long, plus l'élargissement spectral sera conséquent et permettra d'accéder à des impulsions courtes. En contre partie, plus le profil du faisceau risque d'être dégradé et plus les pertes seront importantes et ce qui réduira l'énergie des impulsions comprimées. Des simulations effectuées par Arnold *et al.* [178] estiment qu'un faisceau parfaitement gaussien peut se propager sur une longueur de 80 cm dans le guide sans subir d'instabilités modulationelles. Dans notre cas, la bonne qualité du profil spatial du faisceau après filtrage autorise un guidage sur 50 cm avant l'apparition de filaments. D'après notre modèle, pour un guide de 50 cm, la transmission en polarisation TE devrait atteindre une valeur très raisonnable de 89%.
Nous avons donc choisi deux plaques rectangulaires de verre borosilicaté poli (Plan Optik GmbH) de dimension L $\times$ l $\times$ h = 500 $\times$ 40 $\times$ 10 mm^3 pour construire le guide.

6.5.2 — Description du montage expérimental

Le faisceau est focalisé par un miroir cylindrique de focale $f = 2$ m à l'entrée du guide plan (figure 6.8). Les plaques de borosilicate sont assemblées parallèlement avec un interstice $2a$ de 127 μm entre elles. L'interstice est ajusté à la largeur de la ligne focale du faisceau laser où $w_{\text{foc}} \approx 47\ \mu m$, avec w_{foc} la largeur à $1/e^2$, de manière à optimiser le couplage dans le mode fondamental. Le guide est placé à l'horizontal (selon $\vec{x}$, couplage TE) dans une cellule hermétique qui peut être remplie de différents gaz rares (Ne et Ar) à pression ajustable. Les extrémités de la cellule sont fermées par des fenêtres en silice de 2,2 mm d'épaisseur recouvertes d'un traitement anti-reflet. Afin d'éviter les interactions non-linéaires dans les fenêtres, la longueur de la cellule est de 3 m. Après la cellule de gaz, le faisceau est collimaté par un second miroir cylindrique identique au premier et traverse un compresseur fait de miroirs chirpés. Nous avons caractérisé entièrement les impulsions comprimées : nous avons étudié le profil et la focalisation du faisceau avec une caméra CCD et nous avons mesuré la durée d'impulsion au moyen d'un SPIDER. Enfin pour tester la qualité des impulsions comprimées, nous les avons utilisées pour générer des harmoniques d'ordres élevés.

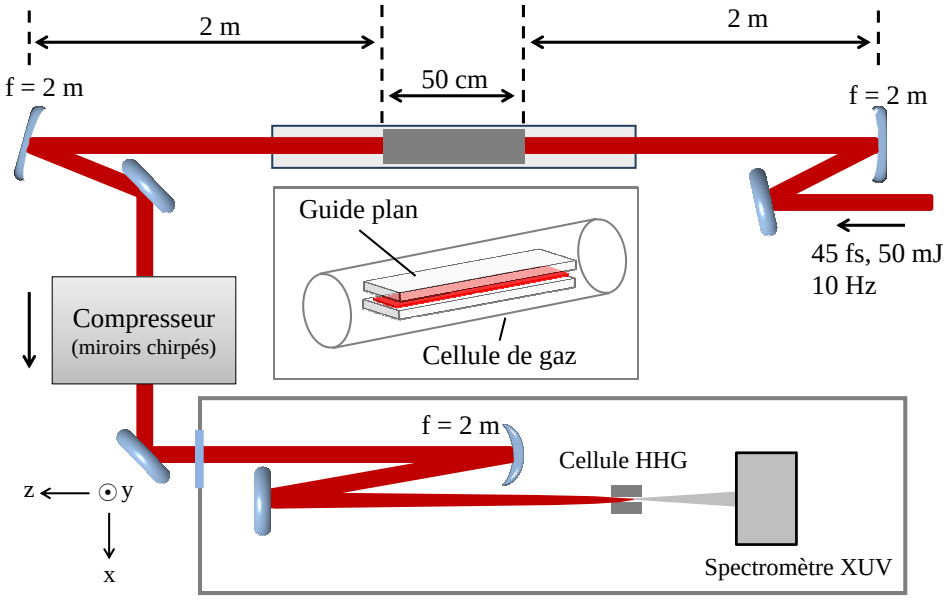


Figure 6.8: Schéma du montage de compression sur la ligne de génération d'harmonique du Lund Laser Center (LLC).

6.5.3 — Caractérisation de la compression

Evaluation de l'élargissement spectral. Nous avons tout d'abord caractérisé l'élargissement spectral induit par la propagation dans le guide. La figure 6.9 représente les spectres du faisceau incident et du faisceau après propagation dans

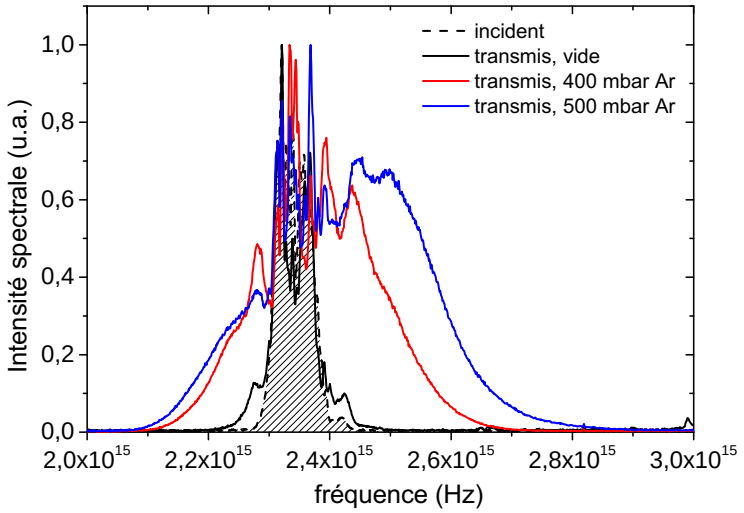


Figure 6.9: Spectres du faisceau avant et après propagation dans le guide pour une énergie incidente de 50 mJ et différentes pressions d'argon dans la cellule.

le guide pour une énergie de 50 mJ et différentes pressions d'argon. Dans le vide, on observe un léger élargissement du spectre à la sortie de la cellule, certainement dû à une interaction non-linéaire parasite dans les fenêtres. Plus on augmente la pression d'argon, plus le spectre s'élargit. Avec 400 mbar, le spectre est 3 fois plus large que le spectre incident s'étendant de $2{,}7\times10^{15}$ Hz (700 nm) à $2{,}1\times10^{15}$ Hz (900 nm). On peut remarquer que le spectre est symétrique bien que légèrement décalé vers les hautes fréquences (longueurs d'onde "bleues"), indiquant que l'élargissement est principalement dû à l'auto-modulation de phase avec une faible contribution du plasma [77]. Si l'on peut compenser la dispersion, un tel spectre supporte une durée d'impulsion de 13 fs. Au delà de 500 mbar d'argon, le spectre développe un épaulement vers le bleu, signe d'ionisation dans le guide. 400 mbar semble être la pression d'argon à ne pas dépasser à cette énergie pour éviter une ionisation trop importante dans le guide.
Il faut noter que les spectres ont été mesurés au centre du faisceau. Or, le long de la direction libre du guide, l'élargissement spectral est plus important au centre que sur les bords du faisceau. Un élargissement inhomogène mène à différentes durées d'impulsions transverses, avec la plus courte durée au centre du faisceau et une durée plus longue sur les bords [178].

Evaluation du couplage. Nous avons ensuite caractérisé le couplage dans le guide plan. Dans une premier temps, nous avons fixé l'énergie incidente à 50 mJ et mesuré l'énergie transmise pour différentes pressions d'argon et de néon dans la cellule. Dans le vide, la transmission est de 82 %, caractérisant un bon couplage dans le mode fondamental dans le guide. Si l'on augmente la pression d'argon jusqu'à 400 mbar, la transmission n'est pas affectée, ce qui confirme que les pertes dues à l'ionisation ou aux couplages non-linéaires dans des modes d'ordres

supérieurs restent faibles. Nous avons vérifié qu'au-delà de 500 mbar, le faisceau est rendu inutilisable par l'apparition de nombreux filaments qui détériorent le profil du faisceau. La transmission chute d'ailleurs à 76%. Dans un second temps, nous avons fixé la pression à 400 mbar et nous avons augmenté l'énergie incidente. Nous avons observé un couplage de 80 % jusqu'à une énergie de 80 mJ, délivrant une impulsion de 64 mJ.
Dans le néon, la transmission est du même ordre de grandeur (80%). Le néon étant moins non-linéaire que l'argon, nous pouvons imposer une plus grande pression dans le guide avant que le faisceau ne se scinde en filaments. Une pression trois fois supérieure à celle de l'argon permet en principe d'obtenir le même élargissement spectral. Or à cause d'un souci de matériel, nous n'avons pas pu dépasser le bar dans la cellule qui était sujette aux fuites.
Par la suite nous avons donc choisi de travailler avec une pression de 400 mbar d'argon et une énergie de 50 mJ, permettant d'obtenir un élargissement spectral conséquent, indispensable pour la compression, tout en assurant un bon couplage dans le guide et un mode de bonne qualité en sortie.

Caractérisation spatiale. Nous avons étudié le profil du faisceau après sa propagation dans le guide et la qualité de sa focalisation. Ce paramètre est important car si l'on ne peut pas focaliser le faisceau en une tache focale de petit diamètre, on ne pourra pas accroître considérablement l'intensité laser, malgré la compression de l'impulsion.

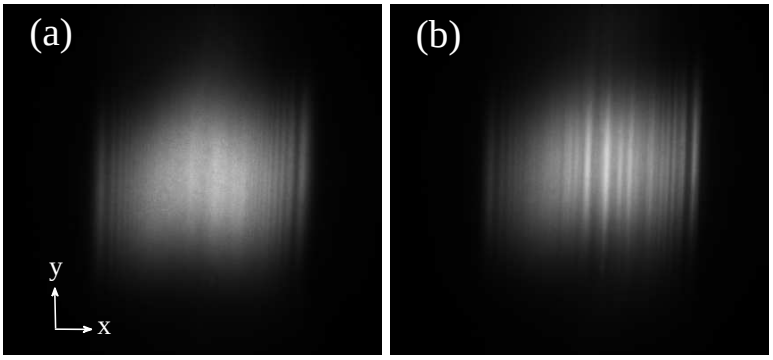


Figure 6.10: Profil du faisceau après propagation dans le guide plan quand la cellule est (a) sous vide ou (b) remplie à 400 mbar d'argon pour une énergie incidente est 50 mJ. Largeur du faisceau $\approx$ 2,7 cm.

Le profil du faisceau après la propagation dans le guide a été projeté sur un écran placé devant le miroir cylindrique et enregistré par une camera CCD. La figure 6.10 a) montre le profil quand le guide est placé sous vide et b) quand le guide est placé dans 400 mbar d'argon. On peut voir que dans le vide, le profil à l'origine gaussien, est altéré par la propagation mais reste uniforme. Dans l'argon, les instabilités modulationelles dues à l'auto-focalisation détériorent le profil dans la direction libre du guide ($\vec{x}$). Cependant, la bonne qualité du faisceau initial semble limiter significativement l'apparition de modulations transverses.

Pour étudier la focalisation, nous avons ici utilisé un miroir parabolique de focale 2 m. Nous avons optimisé la position du miroir cylindrique à la sortie de la cellule de manière à réduire l'astigmatisme. La figure 6.11 montre le rayon a du faisceau en fonction de la position de la caméra, dans la direction guidée (en rouge) et libre (en bleu) du guide, dans le vide (a) ou dans 400 mbar d'argon (b). L'ajustement numériquement de a par une courbe parabolique donne dans le cas du vide, la valeur $M^2 \approx 1,3$ dans la direction guidée et $M^2 \approx 1,4$ dans la direction libre du guide. Alors que dans la direction guidée, on s'attend à une bonne focalisation, dû au filtrage spatial imposé par le guide, la focalisation dans la direction libre est exceptionnellement bonne pour un laser de classe térawatt. La taille du point focal obtenue est 60×65 μm^2 (1/e^2). Dans 400 mbar d'argon, la focalisation de la direction guidée n'est pas affectée par les non-linéarités, mais dans la direction libre, nous mesurons un $M^2 \approx 1,7$, avec une augmentation de la taille du point focal dans cette direction d'un facteur 1,5. Les résultats de focalisation sont bien meilleurs que ceux obtenus au LOA, d'une part grâce au filtrage gaussien du faisceau laser et d'autre part par l'ajustement du miroir cylindrique qui collimate le faisceau après le guide. On peut voir cependant que les non-linéarités dans le guide induisent un léger déplacement de la position focale en direction du laser, développant un petit astigmatisme. Mais cet inconvénient peut être facilement compensé en ré-ajustant finement le miroir.

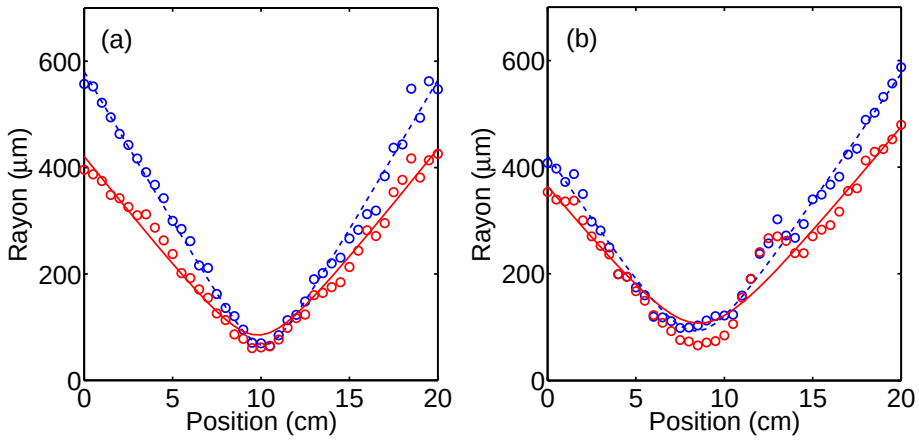


Figure 6.11: Courbes de focalisation de la direction guidée (ronds rouges) et libre (ronds bleus) du faisceau, illustrées en termes de caustiques, pour la cellule (a) sous vide ou (b) remplie de 400 mbar d'argon. La taille du faisceau affichée correspond au moment de second ordre W^2. L'énergie incidente est de 50 mJ.

Caractérisation temporelle. Après réflexion sur le miroir cylindrique à la sortie de la cellule, correctement ajusté pour compenser l'astigmatisme, nous avons envoyé le faisceau dans un compresseur pour comprimer l'impulsion. Dans le compresseur le faisceau est réfléchi 14 fois au total : 8 fois sur quatre miroirs chirpés Layertec, et 6 fois sur des miroirs chirpés Venteon. Nous avons utilisé un SPI-

DER commercial Venteon pouvant mesurer des durées d'impulsions de quelques cycles optiques pour caractériser les impulsions comprimées. Après avoir atténué le faisceau, nous avons pu ajuster finement la dispersion induite en insérant dans le faisceau une paire de "wedges" en silice, dont la dispersion est connue. Les durées d'impulsions retrouvées par le SPIDER varient dues aux fluctuations tir à tir d'énergie du laser. Pour chaque épaisseur de silice insérée dans le faisceau, nous avons donc enregistré 10 mesures SPIDER consécutives. La durée d'impulsion la plus courte a été obtenue pour 14 mm de silice, avec une durée moyenne de 14 fs, et une déviation standard de 1 fs. La figure 6.12 montre une mesure SPIDER de l'impulsion comprimée (a) et les spectres et la phase associés pour une énergie incidente de 50 mJ et 400 mbar d'argon. Les spectres retrouvés et mesurés par le SPIDER sont en bon accord, et la phase est relativement plate indiquant une bonne correction de la dispersion. La dispersion induite par un miroir chirpé est de -45 fs^2, donc 14 rebonds représentent -630 fs^2, alors que 14 mm de silice ajoute une dispersion de 186 fs^2. Pour obtenir une durée d'impulsion minimum, le compresseur doit donc compenser 444 fs^2. Pour la suite, nous avons donc réduit le compresseur à 10 rebonds sur les miroirs chirpés pour obtenir l'impulsion la plus courte et pour pouvoir s'affranchir des wedges afin de travailler à pleine énergie.

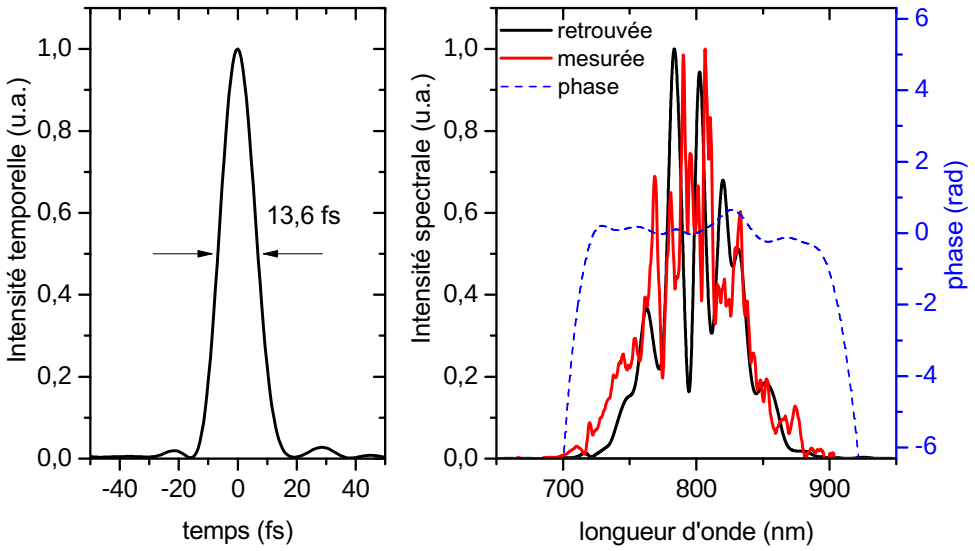


Figure 6.12: Mesure SPIDER du profil temporel de l'impulsion comprimée (gauche) et l'intensité et la phase spectrale associée (droite). $E_i = 50$ mJ ; 400 mbar d'argon.

6.6 Application à la génération d'harmoniques

Après avoir caractérisé la compression d'impulsion par guide plan et démontré un fort élargissement spectral, un bon couplage, une focalisation de qualité et une compression en deçà de 15 fs, nous avons utilisé le faisceau pour générer des

harmoniques d'ordres élevés.

6.6.1 — Principe de la génération d'harmoniques d'ordres élevés dans les gaz

La génération d'harmonique est essentiellement un effet de champ fort et s'explique facilement par un modèle semi classique dit "en trois étapes" [182]. Lorsque qu'un gaz est illuminé par un laser intense, le potentiel coulombien des atomes est déformé. Ainsi, à proximité du pic d'intensité du champ électrique, les atomes peuvent être ionisés par effet tunnel et un paquet d'électron est formé dans le continuum. Les électrons dans le continuum acquièrent de l'énergie cinétique sous l'effet du champ laser. Quand le champ électrique s'inverse, il y a une probabilité non négligeable que les électrons retournent au voisinage de leurs ions parents et se recombinent en libérant cette énergie cinétique sous forme de photon XUV énergétique. Ce phénomène se reproduit toutes les demi-périodes du champ électrique et donne lieu a un train d'impulsions attosecondes [183]. Le profil spectral de cette émission est discret et contient uniquement des fréquences multiples impaires de la fréquence laser. La largeur des harmoniques est inversement proportionnelle au nombre de cycles optiques et l'énergie de la plus haute harmonique que peut contenir le spectre est dictée par la loi $E_{\max} = 3{,}17\ U_{\mathrm{P}} + U_i$, où U_{P} est l'énergie pondéromotrice (énergie moyenne d'un électron dans un champ électrique oscillant avec $U_{\mathrm{P}} \propto I_{\max}$), U_i est le potentiel d'ionisation du gaz et $I_{\max}$ l'intensité maximale du champ laser.
En pratique, pour des champs laser contenant un grand nombre de cycles, $E_{\max}$ est déterminée par l'accord de phase macroscopique et les effets de propagation. En effet, une forte ionisation du gaz va conduire à une déformation du champ due aux effets de défocalisation plasma et à des conditions d'accord de phase défavorables à la génération d'harmoniques. Avec des impulsions courtes, de quelques cycles optiques, nous devrions observer principalement deux effets sur le spectre d'harmoniques. En premier lieu, un élargissement des pics suite à la réduction des cycles qui contribuent à la génération d'harmoniques. En deuxième lieu, un élargissement du spectre avec une augmentation de $E_{\max}$ due à l'augmentation de $I_{\max}$ et à l'action retardée du plasma qui est moins importante sur les impulsions courtes.

6.6.2 — Résultats expérimentaux

Après le compresseur, le faisceau est focalisé dans une chambre de génération d'harmoniques et génère un spectre d'harmoniques qui est enregistré par un spectromètre XUV associé à une camera CCD (figure 6.8). Comme déterminé dans la section précédente, le compresseur est réduit à 10 rebonds sur les miroirs chirpés, délivrant une impulsion de 14 fs. Alors que l'énergie à la sortie du guide est de 40 mJ, pour une énergie incidente de 50 mJ, l'énergie disponible pour la génération d'harmoniques après le compresseur n'est que de 20 mJ. Ces pertes peuvent s'expliquer par l'alignement délicat du faisceau dans le compresseur (2 rebonds sur chaque miroir de 2 pouces), et la dégradation du traitement de certains miroirs

chirpés. Nous avons évalué qu'avec un compresseur redimensionné, l'efficacité totale du montage de compression s'élèverait à 70 %.
Le faisceau comprimé est focalisé dans un jet d'argon par un miroir sphérique de focale 2 m placé dans la chambre. La figure 6.13 présente le spectre d'harmoniques obtenu avec une impulsion de 20 mJ non comprimée de 45 fs (en bleu) ou comprimée en utilisant le guide sous 400 mbar d'argon (en rouge). En insert, on peut voir le profil spatial des harmoniques générées par l'impulsion comprimée. Le spectre obtenu en utilisant le guide contient des harmoniques plus larges et l'énergie maximum des photons détectés est augmentée de 40 eV, indiquant que l'impulsion est nettement plus courte et plus intense. De plus les harmoniques générées par ces impulsions courtes présentent un profil spatial triangulaire, où chaque harmonique contient des photons plus énergétiques sur l'axe que dans les ailes. Une telle structure n'a pas été observée pour les impulsions longues. Elle peut provenir d'une variation spatiale de la phase du dipôle [184] ou des effets de propagation. Il est également possible que l'inhomogénéité de l'élargissement spectral et la variation transversale de la durée d'impulsion en sortie de guide soient responsables de couplages spatio-temporels complexes associés à la propagation non-linéaire. Nous n'avons eu que deux semaines pour installer le guide plan sur la chaîne térawatt et tester la viabilité du faisceau comprimé pour des applications à haute intensité. Ainsi, bien qu'intéressante, nous n'avons pas pu étudier cette structure triangulaire plus en détail.

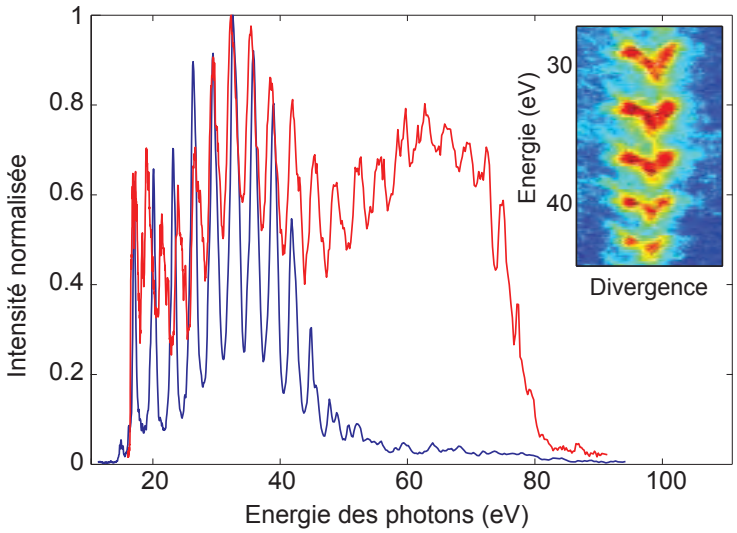


Figure 6.13: Spectre d'harmoniques obtenu avec (rouge) et sans (bleu) compression par guide pour une énergie de 20 mJ. La figure en insert montre la forme spatiale des harmoniques générées avec l'impulsion comprimée par le guide.

6.7 Conclusion

Dans ce travail, nous avons optimisé la compression des impulsions femtoseconde énergétiques par guidage dans une structure planaire et nous avons démontré que cette technique était un outil viable pour obtenir des impulsions énergétiques de quelques cycles optiques indispensables pour les application de physique à haute intensité.
Nous avons tout d'abord concentré nos travaux sur la caractérisation de la compression dans un guide plan de petite dimension sur une chaîne laser de 0,2 TW. Une étude précédente a démontré qu'en couplant la polarisation TE dans le guide plan, des impulsions de 10 fs avec une énergie de 10,6 mJ pouvaient être obtenues. Afin d'améliorer la qualité du mode spatial de l'impulsion, nous avons testé un montage fondé sur le couplage de la polarisation TM dans un guide évasé. Etonnamment, le profil spatial de l'impulsion comprimée est alors plus homogène et relativement exempt de modulations. Nous avons également conservé un couplage et une compression efficace, puisque nous avons obtenu des impulsions de 9,4 fs, 9 mJ pour une impulsion initiale de 40 fs, 12 mJ.
Puis, dans le cadre d'une collaboration avec Cord Arnold et Anne l'Huillier de l'université de Lund, nous avons adapté ce montage vers les hautes énergies. Nous avons implanté un guide plan sur un laser Ti :Sa multi-TW délivrant des impulsions d'une centaine de millijoules. A partir d'impulsions de 45 fs - 50 mJ, nous avons comprimé les impulsions à des valeurs inférieures à 15 fs, pour une énergie de 40 mJ. Enfin, nous avons démontré l'utilisation de ces impulsions dans une chambre de génération d'harmoniques d'ordres élevés. Le spectre d'harmoniques obtenu est significativement élargi, indiquant que les impulsions comprimées sont plus intenses.
Ces niveaux d'énergie sont à l'heure actuelle inaccessibles avec les autres techniques de compression d'impulsion par fibre creuse ou filamentation laser. D'autant plus que le guide peut supporter des énergies encore plus élevées. Pour des faisceaux dont la largeur transverse est supérieure à 20 mm, le régime de stabilité (zone pour laquelle le faisceau ne filamente pas) est déterminé par les instabilités modulationnelles [178]. Dans ce cas, l'énergie maximale admissible dans le montage dépend de l'intégrale B, la phase non-linéaire acquise par le faisceau au cours de la propagation dans le guide, définie comme :

$$B = \int_{z=0}^{L} k_0 I\left(z\right) \tilde{n}_2 P dz \approx k_0 I_0 \tilde{n}_2 P L, \tag{6.9}$$

où k_0 est le vecteur d'onde, I_0 est l'intensité à l'entrée du guide, $\tilde{n}_2 = n_2/P = 0,98 \times 10^{-19}$ cm^2.W^{-1}.bar^{-1} [185] est l'indice non-linéaire de l'argon, P est la pression et L est la longueur du guide. Dans les conditions expérimentales de ces travaux, $B \approx 4$ pour les deux guides testés. Bien qu'une valeur plus élevée de l'intégrale B mènerait à un élargissement spectral plus fort, le profil transverse du faisceau risquerait de se scinder en filaments. Lors de la montée en énergie, il faut donc veiller à garder B constant tout en restant sous le seuil de forte ionisation (ici $\approx 3 \times 10^{13}$ W.cm^{-2}). L'augmentation d'énergie peut être facilement compensée par l'augmentation de la taille transverse du faisceau de manière à

garder l'intensité constante. D'autres paramètres peuvent être utilisés comme la nature du gaz, la pression ou la longueur du guide. Dans le néon ou l'hélium, où l'indice Kerr est plus faible, l'énergie incidente pourrait être trois et cinq plus grande (resp.) [127]. L'énergie incidente étant souvent limitée par la chaîne laser elle-même, les faibles non-linéarités de ces gaz rares peuvent être compensées par une pression plus élevée.
Au vu des degrés de liberté apparents de cette technique de compression, obtenir des impulsions compressées d'une centaine de millijoules semble tout à fait accessible, offrant la possibilité d'étendre ce concept à des lasers d'une dizaine de TW.

Conclusion générale

Ce travail de thèse a consisté à étudier les transferts d'énergies induits par l'utilisation d'un laser femtoseconde intense dans les gaz et dans les fluides.
Dans une première partie, nous avons étudié expérimentalement la propagation d'une impulsion femtoseconde en régime de filamentation dans l'eau, d'abord d'un point de vue de l'optique non linéaire, puis du point de vue du plasma généré lors du processus filamentaire. Dans un régime de faible puissance (quelques puissances critiques), nous avons mis en évidence la dynamique spatio-temporelle d'une impulsion UV femtoseconde au cours de la propagation filamentaire. Grâce à la première cartographie en 4-Dimensions de l'évolution de l'impulsion, nous avons démontré que la dynamique est cyclique, faite de divisions de l'impulsion et de refocalisations, corroborant les modèles théoriques. Nous avons mis en corrélation les transformations spatio-temporelles avec leurs signatures dans le domaine spatial et spectral, et le dépôt d'énergie dans le milieu. Nous avons ensuite caractérisé la propagation de l'impulsion pour des puissances incidentes élevées, dans le but de générer des ondes acoustiques intenses. Nous avons montré que la filamentation dans l'eau crée un long canal de plasma dont la relaxation est à l'origine d'une source acoustique étendue à propagation cylindrique. La source acoustique ainsi générée possède un spectre très large s'étendant de 80 kHz à 6 MHz, et sa directivité est contenue dans un cône de faible ouverture ($\sim 5^\circ$). Les niveaux acoustiques mesurés, bien que faibles pour des applications de communication (50 dB à 60 kHz), atteignent des niveaux intéressants dans les hautes fréquences (160 dB à 3 MHz) pour des applications biologiques. Nous avons montré que les niveaux sont nettement plus importants lorsque la durée d'impulsion est augmentée jusqu'à une durée picoseconde, constituant une piste pour la suite du projet.
Le second volet de ce travail a été axé sur l'étude de l'interaction de filaments laser dans les gaz moléculaires ou atomiques. Nous nous sommes attachés dans un premier temps à caractériser le plasma généré à l'intersection de deux filaments. Celui-ci, modulé par le champ d'interférence, crée un réseau de plasma capable de diffracter une impulsion incidente. L'étude de la relaxation du plasma et du réseau

de plasma a permis de déterminer la densité initiale du plasma, les coefficients de recombinaison et de diffusion dans l'air, N_2, O_2, CO_2, et Ne, Ar, Kr, Xe, pour la première fois à température ambiante et à pression atmosphérique. Nous avons ainsi identifié que la relaxation du plasma dans les gaz atomiques est gouvernée par la diffusion ambipolaire. Dans les gaz moléculaires, c'est une combinaison de la diffusion ambipolaire et de la recombinaison à trois corps. Puis dans un deuxième temps, nous avons démontré le filtrage spatio-temporel d'une impulsion femtoseconde incidente sur le réseau, dans une configuration de conjugaison de phase optique. Nous avons interprété les résultats par un modèle d'interaction à trois ondes dans un régime d'ionisation multiphotonique. Ainsi, les fortes non-linéarités de la formation du réseau sont à l'origine d'un effet de seuil, qui explique le filtrage temporel de l'impulsion, et d'une réduction de sa taille, responsable du filtrage spatial. Ces résultats pourraient offrir une nouvelle alternative aux procédés actuels de filtrage d'impulsions femtoseconde.
Enfin, nous avons étudié la compression d'impulsions dans un guide plan afin de générer des impulsions comprimées énergétiques. A partir d'impulsions de 45 fs, 50 mJ, nous avons obtenu des impulsions comprimées à 14 fs avec une énergie de 40 mJ. A ce jour, ce sont les impulsions les plus énergétiques obtenues avec un montage de compression externe. Décriées pour leur mauvais profil spatial après propagation dans le guide, nous avons pourtant montré la viabilité des impulsions comprimées dans un montage de génération d'harmoniques d'ordres élevés. Le spectre d'harmoniques est élargi de 40 eV par rapport à une impulsion de 45 fs. Les degrés de liberté de ce montage de compression ouvrent la possibilité de l'implanter sur des chaines laser d'une dizaine de TW et pourraient permettre d'obtenir des impulsions comprimées d'une centaine de millijoules.

Annexe

Annexe 7

Chaînes laser utilisées

A Laser α-100

Le laser α-100 est un laser commercial développé par Thalès. Il a été implanté dans la salle blanche du LOA en 2006. C'est une chaîne CPA, fonctionnant avec un oscillateur femtosource et un amplificateur régénératif pompé par un Jedi. La chaîne délivre des impulsions de 40 fs, 15 mJ avec un taux de répétition de 100 Hz. L'allure du faisceau est un mode gaussien de bonne qualité avec un diamètre de 7 mm FWHM. Le laser présente une excellente stabilité en énergie tir à tir.

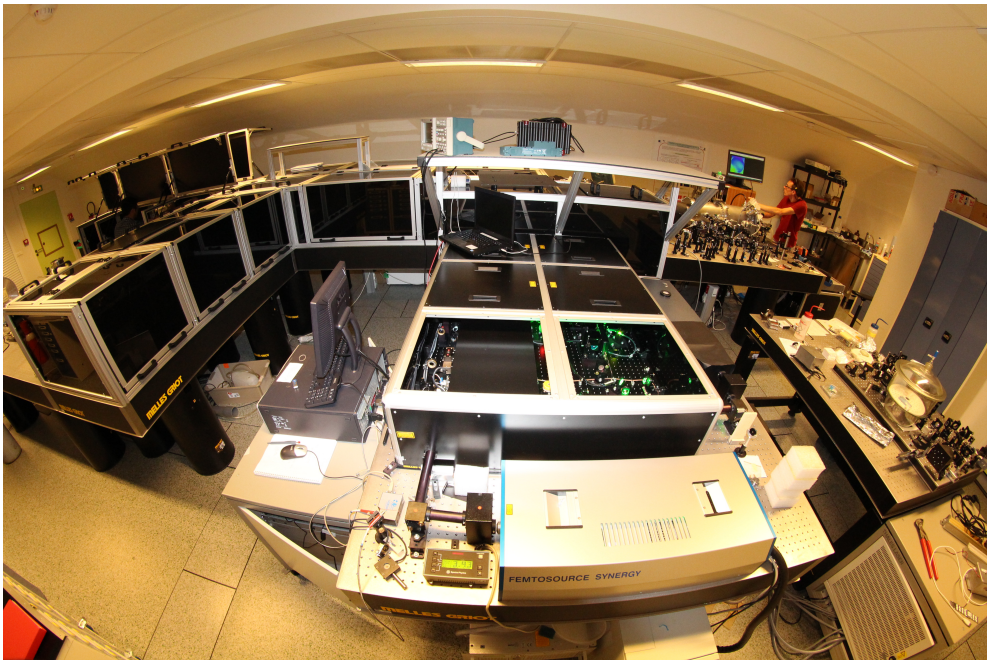


Figure A1: Photographie de la salle blanche et du laser α-100 au centre.

B Laser ENSTAmobile

Le laser ENSTAmobile est une chaîne CPA intégrée dans une structure mobile d'environ 3 m^3 développée par Amplitude Technologie. Entièrement autonome, le laser a été déplacé pour des campagnes expérimentales extérieures à Marseille, Toulouse et Singapour. Au LOA, il est implanté dans la salle bleue depuis 2009. C'est une chaîne CPA équipée d'un oscillateur femtosource, d'amplificateur régénératif et d'un amplificateur à multi-passages. La chaine délivre des impulsions de 50 fs, 300 mJ avec un taux de répétition de 10 Hz. L'allure du faisceau est un mode supergaussien avec un diamètre de 35 mm FWHM.

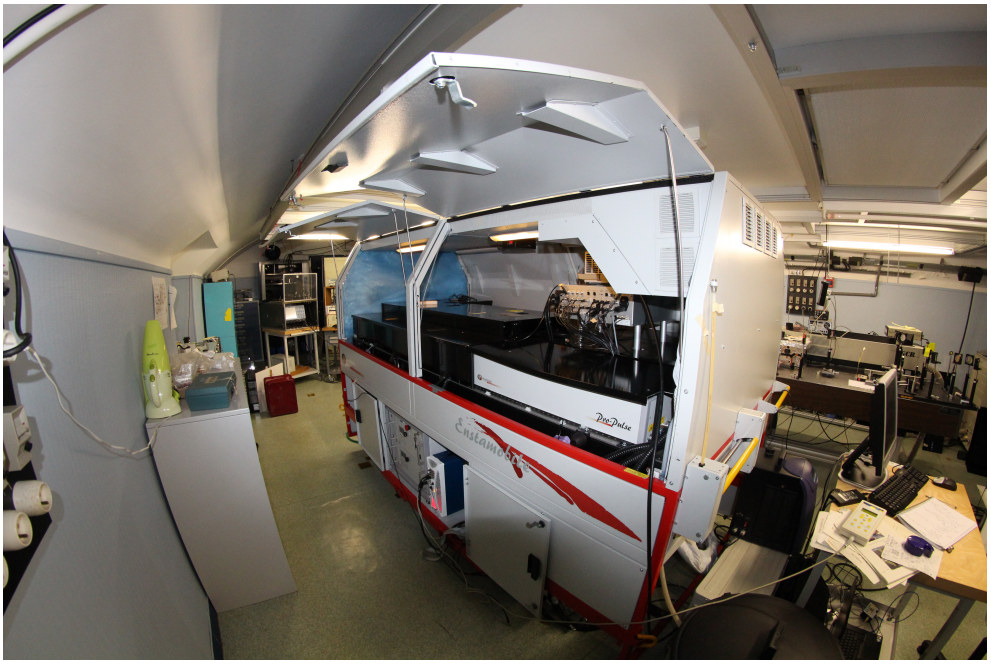
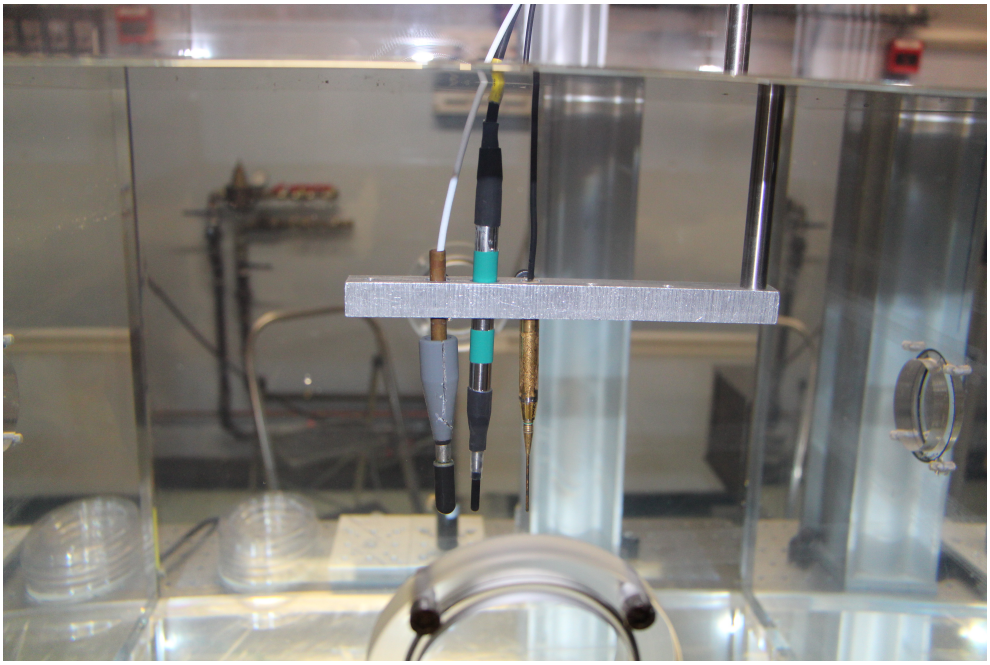


Figure B1: Photographie de la salle bleue et du laser ENSTAmobile.

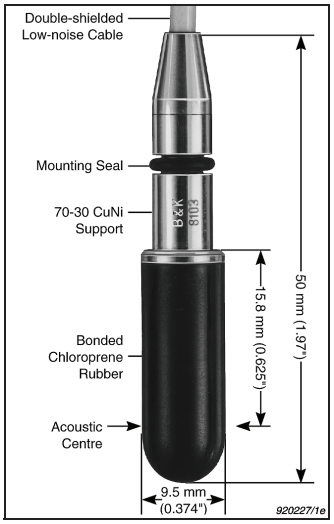
Annexe 8

Spécifications techniques des hydrophones

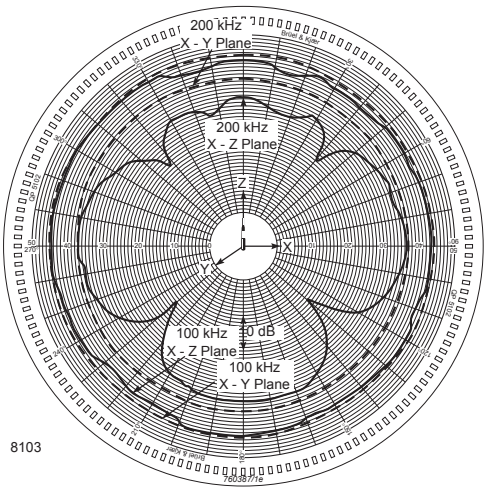


A Hydrophone Brüel et Kjær 8103 : 5 Hz - 180 kHz

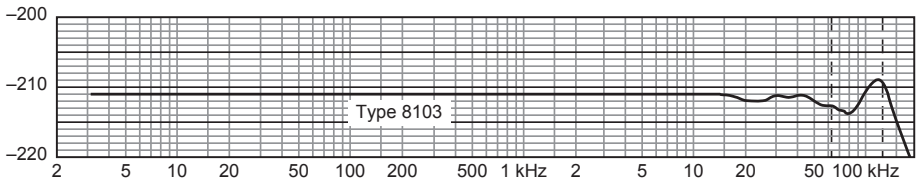
Les caractéristiques techniques de l'hydrophone sont données par le constructeur Brüel et Kjær. Nous avons utilisé l'hydrophone 8103. Une photographie faisant mention des dimensions de l'hydrophone est présentée en figure A1 (a). La directivité et la courbe de réponse étalonnée sont présentées en figure A1 (b). On peut considérer la réponse comme quasi-constante sur toute la gamme de fréquences avec une sensibilité de -211 dB ref 1V/μPa.



(a) Photographie de l'hydrophone Brüel et Kjær 8103



(b) Diagramme de directivité



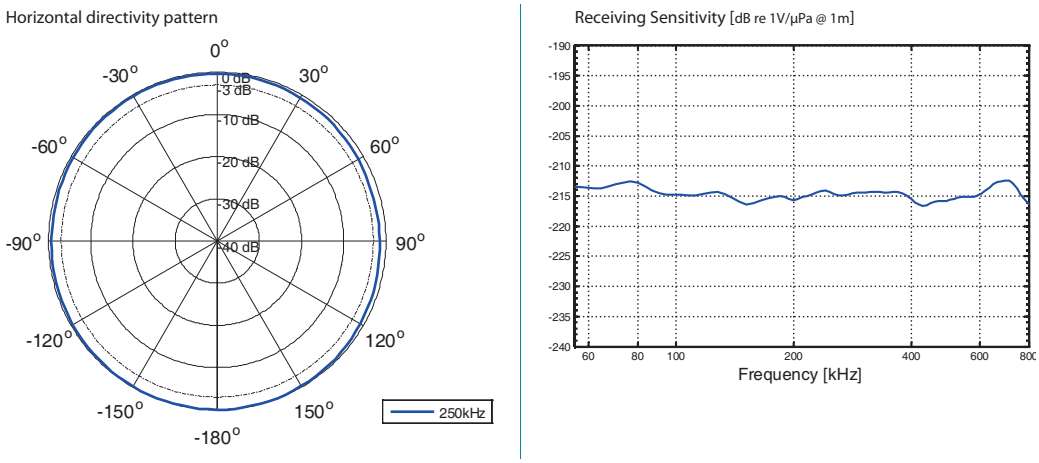
(c) courbe de réponse étalonnée

Figure A1: Caractéristiques de l'hydrophone Brüel et Kjær 8103

B Hydrophone Reson TC4035 : 50 kHz - 800 kHz

Les caractéristiques techniques de l'hydrophone sont données par le constructeur Reson. On peut voir une photographie de l'hydrophone en figure B1 (a) ainsi que le diagramme de directivité et la courbe de réponse étalonnée en figure B1 (b). La détection de l'hydrophone est omnidirectionnelle dans le plan horizontal et sa réponse peut être considérée comme constante sur toute la gamme de fréquences avec une sensibilité de -215 dB ref 1V/μPa.

(a) Photographie de l'hydrophone Réson TC4035



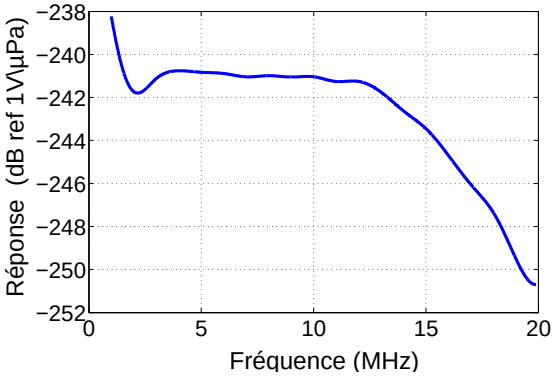
(b) Diagramme de directivité à 250 kHz dans le plan horizontal et courbe de réponse étalonnée

Figure B1: Caractéristiques de l'hydrophone Réson TC4035

C Hydrophone Precision Acoustics : 1 MHz - 20 MHz

Les caractéristiques techniques de l'hydrophone sont données par le constructeur Precision Acoustics. Parmi la gamme d'hydrophones aiguille, nous avons utilisé celle de diamètre 1 mm. Une photographie des hydrophones est présentée en figure C1 (a) ainsi que la courbe de réponse étalonnée en figure C1 (b).

(a) Photographie de la gamme d'hydrophones aiguille Precision Acoustics



(b) courbe de réponse étalonnée de l'hydrophone aiguille 1 mm

Figure C1: Caractéristiques de l'hydrophone aiguille Precision Acoustics 1 mm.

Annexe 9

Publications personnelles

1. Y. Brelet, A. Jarnac, J. Carbonnel, Y.-B. André, A. Mysyrowicz, A. Houard, D. Fattaccioli, R. Guillermin and J.-P. Sessarego, *Underwater acoustics signals induced by intense ultrashort laser pulse*, acceptée dans J. Acoust. Soc. Am.
2. A. Jarnac, F. Brizuela, C. Heyl, P. Rudawski, F. Campi, B. Kim, L. Rading, P. Johnsson, A. Mysyrowicz, A. L'Huillier, A. Houard and C. Arnold, *Compression of TW class laser pulses in a planar hollow waveguide for applications in strong-field physics*, Eur. Phys. J. D **68** (12), 373 (2014)
3. C. Milián, A. Jarnac, Y. Brelet, V. Jukna, A. Houard, A. Mysyrowicz and A. Couairon, *Effect of input pulse chirp on nonlinear energy deposition and plasma excitation in water*, J. Opt. Soc. Am. B **31** (11), 2829 (2014)
4. A. Jarnac, G. Tamosauskas, D. Majus, A. Houard, A. Mysyrowicz, A. Couairon, and A. Dubietis, *Whole life cycle of femtosecond ultraviolet filaments in water*, Phys. Rev. A **89**, 033809 (2014)
5. A. Jarnac, M. Durand, A. Houard, Y. Liu, B. Prade, M. Richardson, and A. Mysyrowicz, *Spatiotemporal cleaning of a femtosecond laser pulse through interaction with counterpropagating filaments in air*, Phys. Rev. A **89**, 023844 (2014)
6. Y. Liu, M. Durand, Y. Brelet, A. Jarnac, B. Forestier, A. Houard, A. Couairon and A. Mysyrowicz, *Third Harmonic Generation from Perturbed Femtosecond Filament in Air*, in Progress in Ultrafast Intense Laser Science Vol. X, Springer Series in Chemical Physics, Vol **106**, 77 (2014)
7. A. Jarnac, M. Durand, Y. Liu, B. Prade, A. Houard, V. Tikhonchuk and A. Mysyrowicz, *Study of Laser Induced Plasma Gratings Dynamics in Gases*, Opt. Commun. **312**, 35 (2014)
8. M. Durand, A. Jarnac, A. Houard, Y. Liu, S. Grabielle, N. Forget, A. Durécu, A. Couairon and A. Mysyrowicz, *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)

9. M. Durand, A. Jarnac, Y. Liu, B. Prade, A. Houard, V. Tikhonchuk, and A. Mysyrowicz, *Dynamics of plasma gratings in atomic and molecular gases*, Phys. Rev. E 86, 036405 (2012)
10. B. Forestier, A. Houard, I. Revel, M. Durand, Y.-B. André, B. Prade, A. Jarnac, J. Carbonnel, M. Le Nevé, J. C. de Miscault, B. Esmiller, D. Chapuis, and A. Mysyrowicz, *Triggering, guiding and deviation of long air spark discharges with femtosecond laser filament*, AIP Advances **2**, 012151 (2012)
11. S. Chen, A. Jarnac, A. Houard, Y. Liu, C. L. Arnold, B. Zhou, B. Forestier, B. Prade, and A. Mysyrowicz, *Compression of high-energy ultrashort laser pulses through an argon-filled tapered planar waveguide*, JOSA B **28**, 1009 (2011)

Bibliographie

[1] T. H. Maiman. Stimulated Optical Radiation in Ruby. *Nature*, 187(4736) :493, August 1960. 1

[2] S. Nolte, C. Momma, H. Jacobs, A. Tünnermann, B. N. Chichkov, B. Wellegehausen, and H. Welling. Ablation of metals by ultrashort laser pulses. *Journal of the Optical Society of America B*, 14(10) :2716, October 1997. 1

[3] S. G. Farah, D. T. Azar, C. Gurdal, and J. Wong. Laser in situ keratomileusis : Literature review of a developing technique. *Journal of Cataract & Refractive Surgery*, 24(7) :989, July 1998. 1

[4] S. L. Kilmer, R. G. Wheeland, D. J. Goldberg, and R. R. Anderson. Treatment of epidermal pigmented lesions with the frequency-doubled q-switched nd : Yag laser : A controlled, single-impact, dose-response, multicenter trial. *Archives of dermatology*, 130(12) :1515, 1994. 1

[5] A. J. DeMaria, D. A. Stetser, and H. Heynau. Self mode-locking of lasers with saturable absorbers. *Applied Physics Letters*, 8(7) :174, 1966. 1

[6] J. Valdmanis and R.L. Fork. Design considerations for a femtosecond pulse laser balancing self phase modulation, group velocity dispersion, saturable absorption, and saturable gain. *Quantum Electronics, IEEE Journal of*, 22(1) :112–118, Jan 1986. 1

[7] S. Donna and M. Gerard. Compression of amplified chirped optical pulses. *Optics Communications*, 55(6) :447, 1985. 1

[8] J. Faure, Y. Glinec, A. Pukhov, S. Kiselev, S. Gordienko, E. Lefebvre, J.-P. Rousseau, F. Burgy, and V. Malka. A laser-plasma accelerator producing monoenergetic electron beams. *Nature*, 431(7008) :541, 2004. 1

[9] R.R. Alfano and S.L. Shapiro. Observation of Self-Phase Modulation and Small-Scale Filaments in Crystals and Glasses. *Physical Review Letters*, 24(11) :592, March 1970. 2

[10] A. Braun, G. Korn, X. Liu, D. Du, J. Squier, and G. Mourou. Self-channeling of high-peak-power femtosecond laser pulses in air. *Optics Letters*, 20(1) :73, January 1995. 2

[11] A. Couairon and A. Mysyrowicz. Femtosecond filamentation in transparent media. *Physics Reports*, 441(2-4) :47, March 2007. 2, 9, 12, 76, 112, 119

[12] B. Forestier, A. Houard, I. Revel, M. Durand, Y. B. André, B. Prade, A. Jarnac, J. Carbonnel, M. Le Nevé, J. C. de Miscault, B. Esmiller, D. Chapuis, and A. Mysyrowicz. Triggering, guiding and deviation of long air spark discharges with femtosecond laser filament. *AIP Advances*, 2(1) :012151, 2012. 2

[13] 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. *Applied Physics Letters*, 104(10) :103506, 2014. 2

[14] Y. Brelet, A. Houard, G. Point, B. Prade, L. Arantchouk, J. Carbonnel, Y.-B. André, M. Pellet, and A. Mysyrowicz. Radiofrequency plasma antenna generated by femtosecond laser filaments in air. *Applied Physics Letters*, 101(26) :264106, 2012. 2

[15] R.R. Alfano, editor. *The Supercontinuum Laser Source*. Springer New York, 2006. 2

[16] P. Mounaix. Mis à nu par les ondes térahertz. *Pour la Science*, 70, 2011. 2

[17] E. Pickwell and V.P Wallace. Biomedical applications of terahertz technology. *Journal of Physics D : Applied Physics*, 39(17) :R301, 2006. 2

[18] M. Picollo, K. Fukunaga, and J. Labaune. Obtaining noninvasive stratigraphic details of panel paintings using terahertz time domain spectroscopy imaging system. *Journal of Cultural Heritage*, (0) :–, 2014. 2

[19] S. I. Mitryukovskiy, Y. Liu, B. Prade, A. Houard, and A. Mysyrowicz. Coherent synthesis of terahertz radiation from femtosecond laser filaments in air. *Applied Physics Letters*, 102(22) :221107, 2013. 2

[20] W. Chu, G. Li, H. Xie, J. Ni, J. Yao, B. Zeng, H. Zhang, C. Jing, H. Xu, Y. Cheng, and Z. Xu. A self-induced white light seeding laser in a femtosecond laser filament. *Laser Physics Letters*, 11(1) :015301, 2014. 2

[21] S. Mitryukovskiy, Y. Liu, P. Ding, A. Houard, and A. Mysyrowicz. Backward stimulated radiation from filaments in nitrogen gas and air pumped by circularly polarized 800 nm femtosecond laser pulses. *Optics Express*, 22(11) :12750, Jun 2014. 2

[22] B. La Fontaine, F. Vidal, Z. Jiang, C. Y. Chien, D. Comtois, A. Desparois, T. W. Johnston, J.-C. Kieffer, H. Pépin, and H. P. Mercure. Filamentation of ultrashort pulse laser beams resulting from their propagation over long distances in air. *Physics of Plasmas*, 6(5) :1615, 1999. 3

[23] M. Durand, A. Houard, B. Prade, A. Mysyrowicz, A. Durécu, B. Moreau, D. Fleury, O. Vasseur, H. Borchert, K. Diener, R. Schmitt, F. Théberge, M. Chateauneuf, J.-F. Daigle, and J. Dubois. Kilometer range filamentation. *Optics Express*, 21(22) :26836, November 2013. 3, 9

[24] J.-C. Diels, R. Bernstein, K. E Stahlkopf, and X. M. Zhao. Lightning control with lasers. *Scientific american*, 277 :50, 1997. 3

[25] M. K. Choi, A. Bettermann, and D. W. van der Weide. Potential for detection of explosive and biological hazards with electronic terahertz systems. *Phil. Trans. R. Soc. Lond. A*, 362(1815) :337, 2004. 3

[26] J.D. Jackson. *Classical Electrodynamics, 3rd ed.* John Wiley and sons, 1999. 6

[27] J.H. Marburger. Self-focusing : Theory. *Progress in Quantum Electronics*, 4 :35–110, April 1975. 8, 9, 21, 67

[28] J. K. Wahlstrand, Y.-H. Cheng, and H. M. Milchberg. Absolute measurement of the transient optical nonlinearity in n_2, o_2, n_2o, and ar. *Phys. Rev. A*, 85 :043820, Apr 2012. 8, 14

[29] R.W. Boyd. *Nonlinear Optics.* Academic Press, 2008. 8, 14, 34, 36, 38, 93, 99

[30] M. D. Feit and J. A. Fleck. Effect of refraction on spot-size dependence of laser-induced breakdown. *Applied Physics Letters*, 24(4) :169, October 1974. 9

[31] J. Kasparian, R. Sauerbrey, D. Mondelain, S. Niedermeier, J. Yu, J.-P. Wolf, Y.-B. André, M. Franco, B. Prade, S. Tzortzakis, A. Mysyrowicz, M. Rodriguez, H. Wille, and L. Wöste. Infrared extension of the super continuum generated by femtosecond terawatt laser pulses propagating in the atmosphere. *Optics Letters*, 25(18) :1397, September 2000. 10

[32] F. Théberge, M. Châteauneuf, V. Ross, P. Mathieu, and J. Dubois. Ultrabroadband conical emission generated from the ultraviolet up to the far-infrared during the optical filamentation in air. *Optics Letters*, 33(21) :2515, October 2008. 10

[33] G. Mechain. *Etude de la filamentation d'impulsions laser femtosecondes dans l'air.* PhD thesis, Ecole Polytechnique, oct 2005. page 97. 11

[34] E. T. J. Nibbering, P. F. Curley, G. Grillon, B. S. Prade, M. A. Franco, F. Salin, and A. Mysyrowicz. Conical emission from self-guided femtosecond pulses in air. *Optics Letters*, 21(1) :62, January 1996. 11

[35] D. Faccio, M. Porras, A. Dubietis, F. Bragheri, A. Couairon, and P. Di Trapani. Conical Emission, Pulse Splitting, and X-Wave Parametric Amplification in Nonlinear Dynamics of Ultrashort Light Pulses. *Physical Review Letters*, 96(19) :193901, May 2006. 11

[36] G. Point, Y. Brelet, A. Houard, V. Jukna, C. Milián, J. Carbonnel, Y. Liu, A. Couairon, and A. Mysyrowicz. Superfilamentation in Air. *Physical Review Letters*, 112(22) :223902, June 2014. 12, 67

[37] P. Rohwetter, M. Queiß er, K. Stelmaszczyk, M. Fechner, and L. Wöste. Laser multiple filamentation control in air using a smooth phase mask. *Physical Review A*, 77(1) :013812, January 2008. 12

[38] A. Couairon, E. Brambilla, T. Corti, D. Majus, O. Ramírez-Góngora, and M. Kolesik. Practitioner's guide to laser pulse propagation models and

simulation. *The European Physical Journal Special Topics*, 199(1) :5–76, December 2011. 12

[39] P. E. Ciddor. Refractive index of air : new equations for the visible and near infrared. *Applied optics*, 35(9) :1566–73, March 1996. 14

[40] K.D. Mielenz. Refraction correction for fluorescence spectra of aqueous solutions. *Applied optics*, 17(18) :2875, September 1978. 14, 34

[41] G. M. Hale and M. R. Querry. Optical Constants of Water in the 200-nm to 200-microm Wavelength Region. *Applied optics*, 12(3) :555–63, March 1973. 14

[42] A. Vogel, J. Noack, K. Nahen, D. Theisen, S. Busch, U. Parlitz, D.X. Hammer, G.D. Noojin, B.A. Rockwell, and R. Birngruber. Energy balance of optical breakdown in water at nanosecond to femtosecond time scales. *Applied Physics B*, 68(2) :271–280, April 2014. 20, 47, 49

[43] A. Vogel, J. Noack, G. Hüttman, and G. Paltauf. Mechanisms of femtosecond laser nanosurgery of cells and tissues. *Applied Physics B*, 81(8) :1015, November 2005. 20

[44] K. Plamann, F. Aptel, C.L. Arnold, A. Courjaud, C. Crotti, F. Deloison, F. Druon, P. Georges, M. Hanna, J.-M. Legeais, F. Morin, É. Mottay, V. Nuzzo, D.A. Peyrot, and M. Savoldelli. Ultrashort pulse laser surgery of the cornea and the sclera. *Journal of Optics*, 12(8) :084002, August 2010. 20, 42

[45] M. Vengris, E. Gabryte, A. Aleknavicius, M. Barkauskas, A. Ruksenas, O.and Vaiceliunaite, and R. Danielius. Corneal shaping and ablation of transparent media by femtosecond pulses in deep ultraviolet range. *Journal of cataract and refractive surgery*, 36(9) :1579, September 2010. 20

[46] A. Vogel. Nonlinear absorption : intraocular microsurgery and laser lithotripsy. *Physics in Medicine and Biology*, 42(5) :895, 1997. 20

[47] T. G. Jones, M. K. Hornstein, A. C. Ting, and Z. W. Wilkes. Intense underwater laser acoustic source for Navy applications. *The Journal of the Acoustical Society of America*, 125(4) :2556, April 2009. 20

[48] A. Dubietis, G. Tamošauskas, I. Diomin, and A. Varanavičius. Self-guided propagation of femtosecond light pulses in water. *Optics Letters*, 28(14) :1269, July 2003. 20

[49] D. Faccio, A. Matijosius, A. Dubietis, R. Piskarskas, A. Varanavičius, E. Gaizauskas, A. Piskarskas, A. Couairon, and P. Di Trapani. Near- and far-field evolution of laser pulse filaments in Kerr media. *Physical Review E*, 72(3) :037601, September 2005. 20

[50] M.A. Porras, A. Dubietis, E. Kucinskas, F. Bragheri, V. Degiorgio, A. Couairon, D. Faccio, and P. Di Trapani. From X- to O-shaped spatiotemporal spectra of light filaments in water. *Optics Letters*, 30(24) :3398, December 2005. 20

[51] G. McAllister, J.H. Marburger, and L. DeShazer. Observation of Optical Pulse Shaping by the Self-Focusing Effects. *Physical Review Letters*, 21(24) :1648, December 1968. 21

[52] R. Chiao, E. Garmire, and C. Townes. Self-Trapping of Optical Beams. *Physical Review Letters*, 13(15) :479, October 1964. 21

[53] P. Kelley. Self-Focusing of Optical Beams. *Physical Review Letters*, 15(26) :1005, December 1965. 21

[54] M. Loy and Y. Shen. Small-Scale Filaments in Liquids and Tracks of Moving Foci. *Physical Review Letters*, 22(19) :994, May 1969. 21

[55] P. Chernev and V. Petrov. Self-focusing of light pulses in the presence of normal group-velocity dispersion. *Optics Letters*, 17(3) :172, February 1992. 21

[56] J.E. Rothenberg. Pulse splitting during self-focusing in normally dispersive media. *Optics Letters*, 17(8) :583, April 1992. 21, 29

[57] Q. Feng, J.V. Moloney, a.C. Newell, E.M. Wright, K. Cook, P.K. Kennedy, D.X. Hammer, B.a. Rockwell, and C.R. Thompson. Theory and simulation on the threshold of water breakdown induced by focused ultrashort laser pulses. *IEEE Journal of Quantum Electronics*, 33(2) :127–137, 1997. 21

[58] P.K. Kennedy. A first-order model for computation of laser-induced breakdown thresholds in ocular and aqueous media. I. Theory. *IEEE Journal of Quantum Electronics*, 31(12) :2241, 1995. 21

[59] J. Ranka, R. Schirmer, and A. Gaeta. Observation of Pulse Splitting in Nonlinear Dispersive Media. *Physical Review Letters*, 77(18) :3783–3786, October 1996. 21, 29

[60] M. Mlejnek, E.M. Wright, and J.V. Moloney. Dynamic spatial replenishment of femtosecond pulses propagating in air. *Optics Letters*, 23(5) :382, March 1998. 21, 27

[61] M. Mlejnek, M. Kolesik, E.M. Wright, and J.V. Moloney. A Dynamic Spatial Replenishment Scenario for Femtosecond Pulses Propagating in Air — A Route to Optical Turbulence ? *Laser Physics*, 10(1) :107, 2000. 21, 27

[62] M. Hatayama, A. Suda, M. Nurhuda, K. Nagasaka, and K. Midorikawa. Spatiotemporal dynamics of high-intensity femtosecond laser pulses propagating in argon. *Journal of the Optical Society of America B*, 20(3) :603, 2003. 21

[63] E.O Smetanina, V.O. Kompanets, A.E. Dormidonov, S.V. Chekalin, and V.P. Kandidov. Light bullets from near-IR filament in fused silica. *Laser Physics Letters*, 10(10) :105401, October 2013. 21

[64] S.A. Diddams, H.K. Eaton, A.A. Zozulya, and T.S. Clement. Amplitude and phase measurements of femtosecond pulse splitting in nonlinear dispersive media. *Optics letters*, 23(5) :379, March 1998. 21

[65] A.C. Bernstein, T.S. Luk, T.R. Nelson, A. McPherson, J.C. Diels, and S.M. Cameron. Asymmetric ultra-short pulse splitting measured in air using FROG. *Applied Physics B : Lasers and Optics*, 75(1) :119, July 2002. 21

[66] M. Fujimoto, S. Aoshima, M. Hosoda, and Y. Tsuchiya. Femtosecond time-resolved optical polarigraphy : imaging of the propagation dynamics of intense light in a medium. *Optics letters*, 24(12) :850, June 1999. 21

[67] I. Blonskyi, V. Kadan, O. Shpotyuk, and I. Dmitruk. Manifestations of sub- and superluminality in filamented femtosecond laser pulse in fused silica. *Optics Communications*, 282(9) :1913, May 2009. 21

[68] S. Minardi, A. Gopal, A. Couairon, G. Tamošauskas, R. Piskarskas, A. Dubietis, and P. Di Trapani. Accurate retrieval of pulse-splitting dynamics of a femtosecond filament in water by time-resolved shadowgraphy. *Optics Letters*, 34(19) :3020, September 2009. 21, 34

[69] Z. Li, C.-H. Pai, Y.-Y. Chang, R. Zgadzaj, X. Wang, and M.C. Downer. Single-shot visualization of evolving , light-speed structures by multiobject-plane phase-contrast imaging. *Optics Letters*, 38(23) :5157, 2013. 21

[70] P. Di Trapani, G. Valiulis, A. Piskarskas, O. Jedrkiewicz, J. Trull, C. Conti, and S. Trillo. Spontaneously Generated X-Shaped Light Bullets. *Physical Review Letters*, 91(9) :093904, August 2003. 22

[71] D. Majus, V. Jukna, G. Tamošauskas, G. Valiulis, and A. Dubietis. Three-dimensional mapping of multiple filament arrays. *Physical Review A*, 81(4) :043811, April 2010. 22

[72] A. Matijosius, J. Trull, P. Di Trapani, A. Dubietis, R. Piskarskas, A. Varanavicius, and A. Piskarskas. Nonlinear space-time dynamics of ultrashort wave packets in water. *Optics Letters*, 29(10) :1123, May 2004. 23

[73] J. Trull, O. Jedrkiewicz, P. Di Trapani, A. Matijosius, A. Varanavicius, G. Valiulis, R. Danielius, E. Kucinskas, A. Piskarskas, and S. Trillo. Spatio-temporal three-dimensional mapping of nonlinear X waves. *Physical Review E*, 69(2) :026607, February 2004. 23

[74] M.A. Potenza, S. Minardi, J. Trull, G. Blasi, D. Salerno, A. Varanavičius, A. Piskarskas, and P. Di Trapani. Three dimensional imaging of short pulses. *Optics Communications*, 229(1) :381, January 2004. 23

[75] F. Bragheri, D. Faccio, A. Couairon, A. Matijosius, G. Tamošauskas, A. Varanavičius, V. Degiorgio, A. Piskarskas, and P. Di Trapani. Conical-emission and shock-front dynamics in femtosecond laser-pulse filamentation. *Physical Review A*, 76(2) :025801, August 2007. 29, 37

[76] T.B. Norris. Femtosecond pulse amplification at 250 kHz with a Ti :sapphire regenerative amplifier and application to continuum generation. *Optics Letters*, 17(14) :1009, July 1992. 30

[77] A. Brodeur and S.L. Chin. Band-Gap Dependence of the Ultrafast White-Light Continuum. *Physical Review Letters*, 80(20) :4406, May 1998. 30, 123

[78] W. Shu-feng, Q. Yuan-dong, Y. Hong, W. Dan-ling, Z. Chang-jun, and G. Qi-huang. Dynamics of ionization-enhanced spectral expansion in water induced by an intense femtosecond laser beam. *Chinese Physics*, 10(8) :735, August 2001. 30

[79] N. Aközbek, M. Scalora, C.M. Bowden, and S.L. Chin. White-light continuum generation and filamentation during the propagation of ultra-short laser pulses in air. *Optics Communications*, 191(3-6) :353, May 2001. 30

[80] L.V. Keldysh. Ionization in the field of a strong electromagnetic wave. *Journal of Experimental and Theoretical Physics*, 20(5) :1307, 1965. 34

[81] P.K. Kennedy. A first-order model for computation of laser-induced breakdown thresholds in ocular and aqueous media. I. Theory. *IEEE Journal of Quantum Electronics*, 31(12) :2241, 1995. 34

[82] J. Noack and A. Vogel. Laser-induced plasma formation in water at nanosecond to femtosecond time scales : calculation of thresholds, absorption coefficients, and energy density. *IEEE Journal of Quantum Electronics*, 35(8) :1156, 1999. 34

[83] Z.W. Wilkes, S. Varma, Y.-H. Chen, H.M. Milchberg, T.G. Jones, and A. Ting. Direct measurements of the nonlinear index of refraction of water at 815 and 407 nm using single-shot supercontinuum spectral interferometry. *Applied Physics Letters*, 94 :211102, 2009. 36, 37

[84] A. Couairon, E. Gaižauskas, D. Faccio, A. Dubietis, and P. Di Trapani. Nonlinear X-wave formation by femtosecond filamentation in Kerr media. *Physical Review E*, 73(1) :016608, January 2006. 36

[85] A.L. Gaeta. Catastrophic Collapse of Ultrashort Pulses. *Physical Review Letters*, 84(16) :3582, April 2000. 37, 38

[86] V. Jukna, J. Galinis, G. Tamosauskas, D. Majus, and A. Dubietis. Infrared extension of femtosecond supercontinuum generated by filamentation in solid-state media. *Applied Physics B*, pages 1–7, November 2013. 37, 38

[87] A. Brodeur and S.L. Chin. Ultrafast white-light continuum generation and self-focusing in transparent condensed media. *Journal of the Optical Society of America B*, 16(4) :637, April 1999. 38

[88] Lord Rayleigh. On the pressure developed in a liquid during the collapse of a spherical cavity. *The London, Edinburgh, and Dublin Philosophical Magazine and Journal of Science*, 34(200) :94, 1917. 42

[89] R. Brewer and K. Rieckhoff. Stimulated Brillouin Scattering in Liquids. *Physical Review Letters*, 13(11) :334, September 1964. 42

[90] A. Vogel, S. Busch, and U. Parlitz. Shock wave emission and cavitation bubble generation by picosecond and nanosecond optical breakdown in water. *The Journal of the Acoustical Society of America*, 100(1) :148–165, 1996. 42, 43, 49

[91] C. Schaffer, N. Nishimura, E. Glezer, A. Kim, and E. Mazur. Dynamics of femtosecond laser-induced breakdown in water from femtoseconds to microseconds. *Optics Express*, 10(3) :196, February 2002. 42, 49

[92] C. Brennen, editor. *Cavitation and Bubble Dynamics*. Oxford University Press, New York, 1995. 42

[93] R. T. Knapp, J. W. Daily, and F. G. Hammitt. *Cavitation*, volume 578. McGraw-Hill New York, 1970. 42

[94] D. Tiwari, Y. Bellouard, A. Dietzel, M. Ren, E. Rubingh, and E. Meinders. Dynamical Observation of Femtosecond-Laser-Induced Bubbles in Water Using a Single Laser Source for Probing and Sensing. *Applied Physics Express*, 3(12) :127101, November 2010. 42

[95] C.–D. Ohl, T. Kurz, R. Geisler, O. Lindau, and W. Lauterborn. Bubble dynamics, shock waves and sonoluminescence. *Phil. Trans. R. Soc. Lond. A*, 357(1751) :269, 1999. 42

[96] C. E. Bell. Laser-induced high-pressure shock waves in water. *Applied Physics Letters*, 10(2) :46, 1967. 42

[97] M.M. Krasnov. Q-switched laser iridectomy and Q-switched laser goniopuncture. *Adv. Ophthalmol.*, 34 :192, 1977. 42

[98] L.M. Lyamshev and L.V. Sedov. Optical-generation of sound in a liquid-thermal mechanism-review. *Soviet Physics Acoustics-USSR*, 27(1) :4–18, 1981. 42

[99] T. G. Jones, A. Ting, P. Sprangle, L. D. Bibee, and J. Peñano. Remote intense laser acoustic source. *U.S. Patent App. 11/268,400*, 2005. 42

[100] J. Noack, D. X. Hammer, G. D. Noojin, B. A. Rockwell, and A. Vogel. Influence of pulse duration on mechanical effects after laser-induced breakdown in water. *Journal of Applied Physics*, 83(12) :7488–7495, 1998. 43, 69

[101] B.S. Maccabee. Laser Induced Underwater Sound. In *IEEE 1987 Ultrasonics Symposium*, pages 1099–1108. IEEE, 1987. 43

[102] T. G. Jones, A. Ting, J. Peñano, P. Sprangle, and L. D. Bibee. Remote Intense Laser Acoustic Source. *NRL review*, pages 121–123, 2007. 43, 56

[103] X. Lurton. *Acoustique sous-marine. Présentation et applications.* Editions IFREMER, 1998. 44, 57

[104] W.J Richardson, C.R. Greene, C.I. Malme, and D.H. Thomson. *Marine Mammals and Noise.* Academic Press, London and San Diego, 1998. 44

[105] D. Faccio, E. Rubino, A. Lotti, A. Couairon, A. Dubietis, G. Tamošauskas, D. G. Papazoglou, and S. Tzortzakis. Nonlinear light-matter interaction with femtosecond high-angle bessel beams. *Phys. Rev. A*, 85 :033829, Mar 2012. 47, 50

[106] D.X. Hammer, R.J. Thomas, G.D. Noojin, B.A. Rockwell, P.K. Kennedy, and W.P. Roach. Experimental investigation of ultrashort pulse laser-induced breakdown thresholds in aqueous media. *IEEE Journal of Quantum Electronics*, 32(4) :670–678, April 1996. 47, 49

[107] A. Vogel, N. Linz, S. Freidank, and G. Paltauf. Femtosecond-Laser-Induced Nanocavitation in Water : Implications for Optical Breakdown Threshold and Cell Surgery. *Physical Review Letters*, 100(3) :038102, January 2008. 47

[108] E. Abraham, K. Minoshima, and H. Matsumoto. Femtosecond laser-induced breakdown in water : time-resolved shadow imaging and two-color interferometric imaging. *Optics Communications*, 176(4-6) :441, April 2000. 47, 50

[109] F.V. Potemkin, E.I. Mareev, A.A. Podshivalov, and V.M. Gordienko. Generation of spherical and cylindrical shock acoustic waves from optical breakdown in water, stimulated with femtosecond pulse. *arXiv*, 2014. 49

[110] B. Zysset, J. G. Fujimoto, and T. F. Deutsch. Time-resolved measurements of picosecond optical breakdown. *Applied Physics B Photophysics and Laser Chemistry*, 48(2) :139–147, February 1989. 49

[111] J. Noack and A. Vogel. Single-Shot Spatially Resolved Characterization of Laser-Induced Shock Waves in Water. *Applied Optics*, 37(19) :4092, July 1998. 50

[112] C.A. Balanis, editor. *Modern Antenna Handbook*. John Wiley and Sons, 2008. 50, 63, 65

[113] P. E. Nebolsine. Radiation-induced sound final report. *Physical Sciences Inc.*, 1977. 56

[114] F. Blackmon and L. Antonelli. Experimental demonstration of multiple pulse nonlinear optoacoustic signal generation and control. *Applied Optics*, 44(1) :103, January 2005. 56

[115] R. E. Francois and G. R. Garrison. Sound absorption based on ocean measurements : Part I : Pure water and magnesium sulfate contributions. *The Journal of the Acoustical Society of America*, 72(3) :896, September 1982. 64

[116] L. Plaja and L. Roso. Analytical description of a plasma diffraction grating induced by two crossed laser beams. *Physical Review E*, 56(6) :7142, December 1997. 74

[117] Z.-M. Sheng, J. Zhang, and D. Umstadter. Plasma density gratings induced by intersecting laser pulses in underdense plasmas. *Applied Physics B : Lasers and Optics*, 77(6-7) :673, November 2003. 74

[118] H.-C. Wu, Z.-M. Sheng, Q.-J. Zhang, Y. Cang, and J. Zhang. Controlling ultrashort intense laser pulses by plasma Bragg gratings with ultrahigh damage threshold. *Laser and Particle Beams*, 23(04) :417, December 2005. 74

[119] S. Suntsov, D. Abdollahpour, D. G. Papazoglou, and S. Tzortzakis. Femtosecond laser induced plasma diffraction gratings in air as photonic devices for high intensity laser applications. *Applied Physics Letters*, 94(25) :251104, June 2009. 74, 85, 86

[120] S. Suntsov, D. Abdollahpour, D. G. Papazoglou, and S. Tzortzakis. Efficient third-harmonic generation through tailored IR femtosecond laser pulse filamentation in air. *Optics Express*, 17(5) :3190, February 2009. 74

[121] Y. Liu, M. Durand, A. Houard, B. Forestier, A. Couairon, and A. Mysyrowicz. Efficient generation of third harmonic radiation in air filaments : A revisit. *Optics Communications*, 284(19) :4706, September 2011. 74

[122] X. Yang, J. Wu, Y. Peng, Y. Tong, P. Lu, L. Ding, Z. Xu, and H. Zeng. Plasma waveguide array induced by filament interaction. *Optics Letters*, 34(24) :3806, December 2009. 74, 86

[123] J. Liu, W. Li, H. Pan, and H. Zeng. Two-dimensional plasma grating by noncollinear femtosecond filament interaction in air. *Applied Physics Letters*, 99(15) :151105, 2011. 74

[124] Y. Liu, M. Durand, S. Chen, A. Houard, B. Prade, B. Forestier, and A. Mysyrowicz. Energy Exchange between Femtosecond Laser Filaments in Air. *Physical Review Letters*, 105(5) :055003, July 2010. 74, 92

[125] X. Yang, J. Wu, Y. Tong, L. Ding, Z. Xu, and H. Zeng. Femtosecond laser pulse energy transfer induced by plasma grating due to filament interaction in air. *Applied Physics Letters*, 97(7) :071108, 2010. 74, 85

[126] L. Shi, W. Li, Y. Wang, X. Lu, L. Ding, and H. Zeng. Generation of High-Density Electrons Based on Plasma Grating Induced Bragg Diffraction in Air. *Physical Review Letters*, 107(9) :095004, August 2011. 74

[127] A.M. Perelomov, V.S. Popov, and M.V. Terent'ev. Ionization of Atoms in an Alternating Electric Field. *Journal of Experimental and Theoretical Physics*, 23(5) :924, 1966. 76, 81, 130

[128] A. Couairon, H.S. Chakraborty, and M.B. Gaarde. From single-cycle self-compressed filaments to isolated attosecond pulses in noble gases. *Physical Review A*, 77(5) :053814, May 2008. 76

[129] S.L Chin. *From multiphoton to tunnel ionization*, chapter 3, pages 249–271. World scientific, 2004. 76

[130] S. Tzortzakis, B. Prade, M. Franco, and A. Mysyrowicz. Time-evolution of the plasma channel at the trail of a self-guided IR femtosecond laser pulse in air. *Optics Communications*, 181(1-3) :123, July 2000. 76, 79, 81, 87

[131] G. Rodriguez, A.R. Valenzuela, B. Yellampalle, M.J. Schmitt, and K. Kim. In-line holographic imaging and electron density extraction of ultrafast ionized air filaments. *Journal of the Optical Society of America B*, 25(12) :1988, November 2008. 76, 81, 87

[132] S. Bodrov, V. Bukin, M. Tsarev, A. Murzanev, S. Garnov, N. Aleksandrov, and A. Stepanov. Plasma filament investigation by transverse optical interferometry and terahertz scattering. *Optics Express*, 19(7) :6829, March 2011. 76, 81

[133] B. Zhou, S. Akturk, B. Prade, Y.-B. André, A. Houard, Y. Liu, M. Franco, C. D'Amico, E. Salmon, Z.-Q. Hao, N. Lascoux, and A. Mysyrowicz. Revival of femtosecond laser plasma filaments in air by a nanosecond laser. *Optics Express*, 17(14) :11450, June 2009. 78

[134] Y. Kabouzi, D. Graves, E. Castaños Martínez, and M. Moisan. Modeling of atmospheric-pressure plasma columns sustained by surface waves. *Physical Review E*, 75(1) :016402, January 2007. 80

[135] F. Théberge, W. Liu, P. 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(3) :036406, September 2006. 81

[136] Y.-H. Cheng, J.K. Wahlstrand, N. Jhajj, and H.M. Milchberg. The effect of long timescale gas dynamics on femtosecond filamentation. *Optics Express*, 21(4) :4740, February 2013. 81

[137] A. Florescu-Mitchell and J. Mitchell. Dissociative recombination. *Physics Reports*, 430(5-6) :277, August 2006. 81

[138] J. Berlande, M. Cheret, R. Deloche, A. Gonfalone, and C. Manus. Pressure and Electron Density Dependence of the Electron-Ion Recombination Coefficient in Helium. *Physical Review A*, 1(3) :887, March 1970. 81

[139] L. Chanin, A. Phelps, and M. Biondi. Measurement of the Attachment of Slow Electrons in Oxygen. *Physical Review Letters*, 2(8) :344, April 1959. 81

[140] R.N. Bhave and R. Cooper. Two- and Three-body Ion-Electron Recombination Rate Coefficients in Neon. *Australian Journal of Physics*, 48(3) :503, 1995. 81

[141] E.U. Condon and H. Odishaw. *Handbook of physics*. McGraw Hill, New York, 1967. 84, 86, 87

[142] M. Durand, Y. Liu, B. Forestier, A. Houard, and A. Mysyrowicz. Experimental observation of a traveling plasma grating formed by two crossing filaments in gases. *Applied Physics Letters*, 98(12) :121110, 2011. 86

[143] P. Polynkin. Mobilities of o_2^+ and o_2^- ions in femtosecond laser filaments in air. *Applied Physics Letters*, 101(16) :164102, 2012. 86, 87

[144] P. Sprangle, J. R. Peñano, B. Hafizi, and C. A. Kapetanakos. Ultrashort laser pulses and electromagnetic pulse generation in air and on dielectric surfaces. *Physical Review E*, 69 :066415, Jun 2004. 86

[145] A. C. Bernstein, M. McCormick, G. M. Dyer, J. C. Sanders, and T. Ditmire. Two-beam coupling between filament-forming beams in air. *Physical Review Letter*, 102 :123902, Mar 2009. 92

[146] B. I. Zeldovich, N. F. Pilipetskii, and V. V. Shkunov. Principles of phase conjugation. In *Berlin and New York, Springer-Verlag (Springer Series in Optical Sciences)*, volume 42, 1985. 93

[147] D. M. Bloom and G. C. Bjorklund. Conjugate wave-front generation and image reconstruction by four-wave mixing. *Applied Physics Letters*, 31(9) :592, 1977. 93

[148] A. Jullien, O. Albert, F. Burgy, G. Hamoniaux, J.-P. Rousseau, J.-P. Chambaret, F. Augé-Rochereau, G. Chériaux, J. Etchepare, N. Minkovski, and S. M. Saltiel. 10^{-10} temporal contrast for femtosecond ultraintense lasers by cross-polarized wave generation. *Optics Letters*, 30(8) :920, Apr 2005. 98

[149] T. Ceccotti, A. Lévy, H. Popescu, F. Réau, P. D'Oliveira, P. Monot, J. P. Geindre, E. Lefebvre, and Ph. Martin. Proton acceleration with high-intensity ultrahigh-contrast laser pulses. *Physical Review Letter*, 99 :185002, Oct 2007. 106

[150] N. M. Naumova, J. A. Nees, I. V. Sokolov, B. Hou, and G. A. Mourou. Relativistic generation of isolated attosecond pulses in a λ^3 focal volume. *Physical Review Letter*, 92 :063902, Feb 2004. 106

[151] J. A. Wheeler, A. Borot, S. Monchoce, H. Vincenti, A. Ricci, A. Malvache, R. Lopez-Martens, and F. Quere. Attosecond lighthouses from plasma mirrors. *Nature Photonics*, 6(12) :829, 2012. 106

[152] M. Kaluza, J. Schreiber, M. I. K. Santala, G. D. Tsakiris, K. Eidmann, J. Meyer-ter Vehn, and K. J. Witte. Influence of the laser prepulse on proton acceleration in thin-foil experiments. *Physical Review Letter*, 93 :045003, Jul 2004. 106

[153] P.M. Celliers, K.G. Estabrook, R.J. Wallace, J.E. Murray, L.B. Da Silva, B.J. MacGowan, B.M. Van Wonterghem, and K.R. Manes. Spatial filter pinhole for high-energy pulsed lasers. *Applied Optics*, 37(12) :2371, Apr 1998. 106

[154] A. Ricci, A. Jullien, J.-P. Rousseau, Y. Liu, A. Houard, P. Ramirez, D. Papadopoulos, A. Pellegrina, P. Georges, F. Druon, N. Forget, and R. Lopez-Martens. Energy-scalable temporal cleaning device for femtosecond laser pulses based on cross-polarized wave generation. *Review of Scientific Instruments*, 84(4) :043106, 2013. 106

[155] C. Thaury, F. Quere, J.-P. Geindre, A. Levy, T. Ceccotti, P. Monot, M. Bougeard, F. Reau, P. d'Oliveira, P. Audebert, R. Marjoribanks, and Ph. Martin. Plasma mirrors for ultrahigh-intensity optics. *Nature Physics*, 3(6) :424, 2007. 106

[156] A. Dubietis, R. Butkus, and A.P. Piskarskas. Trends in chirped pulse optical parametric amplification. *IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics*, 12(2) :163, March 2006. 110

[157] S. Adachi, N. Ishii, T. Kanai, A. Kosuge, J. Itatani, Y. Kobayashi, D. Yoshitomi, K. Torizuka, and S. Watanabe. 5-fs, multi-mJ, CEP-locked parametric chirped-pulse amplifier pumped by a 450-nm source at 1 kHz. *Optics Express*, 16(19) :14341, August 2008. 110

[158] D. Herrmann, L. Veisz, R. Tautz, F. Tavella, K. Schmid, V. Pervak, and F. Krausz. Generation of sub-three-cycle, 16 TW light pulses by using noncollinear optical parametric chirped-pulse amplification. *Optics Letters*, 34(16) :2459, August 2009. 110

[159] J. Rothhardt, S. Hädrich, E. Seise, M. Krebs, F. Tavella, A. Willner, S. Düsterer, H. Schlarb, J. Feldhaus, J. Limpert, J. Rossbach, and A. Tünnermann. High average and peak power few-cycle laser pulses delivered by fiber pumped OPCPA system. *Optics Express*, 18(12) :12719, June 2010. 110

[160] J. Matyschok, T. Lang, T. Binhammer, O. Prochnow, S. Rausch, M. Schultze, A. Harth, P. Rudawski, C. L. Arnold, A. L'Huillier, and U. Morgner. Temporal and spatial effects inside a compact and CEP stabilized, few-cycle OPCPA system at high repetition rates. *Optics Express*, 21(24) :29656, December 2013. 110

[161] U. Keller. Recent developments in compact ultrafast lasers. *Nature*, 424(6950) :831, August 2003. 110

[162] M. Nisoli, S. De Silvestri, and O. Svelto. Generation of high energy 10 fs pulses by a new pulse compression technique. *Applied Physics Letters*, 68(20) :2793, 1996. 111

[163] 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(6) :673–677, 2004. 111

[164] S. Skupin, G. Stibenz, L. Bergé, F. Lederer, T. Sokollik, M. Schnürer, N. Zhavoronkov, and G. Steinmeyer. Self-compression by femtosecond pulse filamentation : Experiments versus numerical simulations. *Physical Review E*, 74 :056604, Nov 2006. 111, 112

[165] X. Chen, A. Malvache, A. Ricci, A. Jullien, and R. Lopez-Martens. Efficient hollow fiber compression scheme for generating multi-mJ, carrier-envelope phase stable, sub-5 fs pulses. *Laser Physics*, 21(1) :198, December 2010. 111

[166] C. Fourcade Dutin, A. Dubrouil, S. Petit, E. Mével, E. Constant, and D. Descamps. Post-compression of high-energy femtosecond pulses using gas ionization. *Optics letters*, 35(2) :253, January 2010. 111, 112

[167] M. Nurhuda, A. Suda, S. Bohman, S. Yamaguchi, and K. Midorikawa. Optical pulse compression of ultrashort laser pulses in an argon-filled planar waveguide. *Physical Review Letters*, 97 :153902, 2006. 111, 112

[168] M. Nisoli, S. De Silvestri, O. Svelto, R. Szipöcs, K. Ferencz, C. Spielmann, S. Sartania, and F. Krausz. Compression of high-energy laser pulses below 5 fs. *Optics letters*, 22(8) :522, April 1997. 111

[169] B. Schenkel, J. Biegert, U. Keller, C. Vozzi, M. Nisoli, G. Sansone, S. Stagira, S. De Silvestri, and O. Svelto. Generation of 3.8-fs pulses from adaptive compression of a cascaded hollow fiber supercontinuum. *Optics Letters*, 28(20) :1987, October 2003. 111

[170] S. Ghimire, B. Shan, C. Wang, and Z. Chang. High-energy 6.2-fs pulses for attosecond pulse generation. *Laser physics*, 15(6) :838, 2005. 111

[171] S. Bohman, A. Suda, M. Kaku, M. Nurhuda, T. Kanai, S. Yamaguchi, and K. Midorikawa. Generation of 5 fs, 0.5 tw pulses focusable to relativistic intensities at 1 khz. *Optics Express*, 16(14) :10684, 2008. 111

[172] T. Auguste, C. Fourcade Dutin, A. Dubrouil, O. Gobert, O. Hort, E. Mével, S. Petit, E. Constant, and D. Descamps. High-energy femtosecond laser pulse compression in single- and multi-ionization regime of rare gases : experiment versus theory. *Applied Physics B*, 111(1) :75, January 2013. 112

[173] T. Nagy, M. Forster, and P. Simon. Flexible hollow fiber for pulse compressors. *Applied optics*, 47(18) :3264, June 2008. 112

[174] F. Böhle, M. Kretschmar, A. Jullien, M. Kovacs, M. Miranda, R. Romero, H. Crespo, U. Morgner, P. Simon, R. Lopez-Martens, and T. Nagy. Compression of cep-stable multi-mj laser pulses down to 4 fs in long hollow fibers. *Laser Physics Letters*, 11(9) :095401, September 2014. 112

[175] A. Mysyrowicz, A. Couairon, and U. Keller. Self-compression of optical laser pulses by filamentation. *New Journal of Physics*, 10(2) :025023, February 2008. 112

[176] J. Chen, A. Suda, E.J. Takahashi, M. Nurhuda, and K. Midorikawa. Compression of intense ultrashort laser pulses in a gas-filled planar waveguide. *Optics Letters*, 33 :2992, 2008. 113

[177] S. Akturk, C. L. Arnold, B. Zhou, and A. Mysyrowicz. High-energy ultrashort laser pulse compression in hollow planar waveguides. *Optics Letters*, 34(9) :1462, April 2009. 113, 116

[178] C. L. Arnold, B. Zhou, S. Akturk, S. Chen, A. Couairon, and A. Mysyrowicz. Pulse compression with planar hollow waveguides : a pathway towards relativistic intensity with table-top lasers. *New Journal of Physics*, 12(7) :073015, 2010. 113, 116, 120, 121, 123, 129

[179] C. L. Arnold, S. Akturk, M. Franco, A. Couairon, and A. Mysyrowicz. Compression of ultrashort laser pulses in planar hollow waveguides : a stability Analysis. *Optics Express*, 17(13) :11122, June 2009. 116

[180] S. Akturk, C. D'Amico, and A. Mysyrowicz. Measuring ultrashort pulses in the single-cycle regime using frequency-resolved optical gating. *Journal of the Optical Society of America B*, 25(6) :A63, April 2008. 118

[181] A. E. Siegman. How to (maybe) measure laser beam quality. In *DPSS (Diode Pumped Solid State) Lasers : Applications and Issues*, page MQ1. Optical Society of America, 1998. 120

[182] P. B. Corkum. Plasma perspective on strong field multiphoton ionization. *Physical Review Letter*, 71 :1994, Sep 1993. 127

[183] G. Farkas and C. Tóth. Proposal for attosecond light pulse generation using laser induced multiple-harmonic conversion processes in rare gases. *Physics Letters A*, 168(5–6) :447, 1992. 127

[184] E. Constant, A. Dubrouil, O. Hort, S. Petit, D. Descamps, and E. Mével. Spatial shaping of intense femtosecond beams for the generation of high-energy attosecond pulses. *Journal of Physics B : Atomic, Molecular and Optical Physics*, 45(7) :074018, 2012. 128

[185] G. Tempea and T. Brabec. Theory of self-focusing in a hollow waveguide. *Optics letters*, 23(10) :762, May 1998. 129

Résumé

Le développement des chaines laser femtoseconde amplifiées a permis de mettre à la disposition des chercheurs des impulsions dont la puissance crête excède quelques Gigawatts. Dans ce régime de puissance, la propagation du faisceau laser est fortement non-linéaire. L'effet Kerr auto-focalise le faisceau qui s'effondre sur lui-même jusqu'à ce que l'intensité soit suffisante pour générer un plasma à effet défocalisant. La compétition dynamique entre l'effet Kerr, l'ionisation et la diffraction permet de conserver une intensité élevée dans le cœur du faisceau sur une grande distance. Dans ce processus, dit de filamentation, l'impulsion lumineuse laisse dans son sillage une mince colonne de plasma faiblement ionisé. Le phénomène de filamentation peut affecter fortement l'impulsion laser et le milieu dans lequel elle se propage. Par le biais de multiples collaborations, je me suis attachée au cours de cette thèse à étudier expérimentalement plusieurs effets liés à la propagation non-linéaire dans les gaz et dans les liquides. Ainsi j'ai réalisé une cartographie des déformations spatio-temporelles de l'impulsion au cours de sa propagation dans l'eau et mis en évidence leurs signatures dans le domaine spatial, spectral, et énergétique. J'ai ensuite caractérisé le dépôt d'énergie dans l'eau liquide et l'onde de choc induite par la relaxation du plasma dans différents régimes de puissance et de focalisation, dans le but d'analyser la génération d'ondes acoustiques par des impulsions laser femtoseconde. Par ailleurs, j'ai étudié le plasma formé à l'intersection de deux filaments dans différents gaz moléculaires et atomiques. J'ai mis en évidence que ses propriétés spatiales et transitoires permettent un filtrage spatio-temporel d'une impulsion incidente, ce qui pourrait constituer une nouvelle alternative aux techniques de filtrage d'impulsions femtoseconde. Enfin, j'ai caractérisé la compression d'impulsions énergétiques dans un guide plan creux et démontré que les impulsions comprimées temporellement pouvaient être utilisées pour la génération d'harmoniques d'ordres élevés, et plus généralement pour la physique de haute intensité.

Abstract

With the development of ultrashort lasers, pulses with peak power in the gigawatt level are easily obtained. In this intensity range, the propagation is no longer linear. Due to the Kerr effect, the beam self-focuses and tends to collapse until the intensity is high enough to ionize the medium, an effect that defocuses the beam. A dynamic competition takes place between Kerr effect, ionization and diffraction, resulting in a spectacular reshaping of the beam in an intense core propagating over many Rayleigh lengths. During this phenomenon, called laser filamentation, a thin and weakly ionized plasma channel is left in the trail of the pulse. This propagation mode strongly affects the pulse and the medium where it happens. Through several collaborations, I focus this work on experimental studies of the impact of the filamentary propagation in gases and liquids. I thus mapped the spatio-temporal distortions of the pulse during its propagation in water and identified their signatures in the spatial, spectral and energetic domain. I then characterized the energy losses in water and the shock wave generated by the plasma relaxation in different power ranges and focalisation geometries, for the generation of acoustic waves by femtosecond laser pulses. On the other hand, I studied the plasma generated at the intersection of two crossing filaments in molecular and atomic gases. I demonstrated that its spatial properties and transient behaviour can spatially and temporally filter a laser pulse, and could potentially offer a new alternative to generate femtosecond laser pulses with a high contrast and good quality beam profile. Finally I characterized the compression of high energy femtosecond pulses with a planar hollow waveguide and demonstrated that the time compressed pulses can be used to generate high order harmonics, and in general for high field physics.