



HAL
open science

Mise en forme programmable de faisceau laser femtoseconde pour le micro-usinage et la photoinscription de guides d'ondes

Nicolas Sanner

► **To cite this version:**

Nicolas Sanner. Mise en forme programmable de faisceau laser femtoseconde pour le micro-usinage et la photoinscription de guides d'ondes. Physique Atomique [physics.atom-ph]. Université Jean Monnet - Saint-Etienne, 2005. Français. NNT : . tel-00122731

HAL Id: tel-00122731

<https://theses.hal.science/tel-00122731>

Submitted on 4 Jan 2007

HAL is a multi-disciplinary open access archive for the deposit and dissemination of scientific research documents, whether they are published or not. The documents may come from teaching and research institutions in France or abroad, or from public or private research centers.

L'archive ouverte pluridisciplinaire **HAL**, est destinée au dépôt et à la diffusion de documents scientifiques de niveau recherche, publiés ou non, émanant des établissements d'enseignement et de recherche français ou étrangers, des laboratoires publics ou privés.

Université Jean Monnet – Saint-Etienne

THESE

présentée pour obtenir le grade de
Docteur en Sciences

par

Nicolas SANNER

Mise en forme programmable de faisceau laser femtoseconde pour le micro-usinage et la photoinscription de guides d'ondes

Soutenue le 2 décembre 2005 devant le jury composé de :

Arnold MIGUS	Président
Charles HIRLIMANN	Rapporteur
Laurent SARGER	Rapporteur
Catherine LEBLANC	Examinatrice
Eric AUDOUARD	Directeur de thèse
Nicolas HUOT	Co-directeur de thèse
Jean-Pierre HUIGNARD	Invité
Christian LARAT	Invité
Roberto OSELLAME	Invité

*« La théorie, c'est quand ça ne marche pas
mais que l'on sait pourquoi.
La pratique c'est quand ça marche
mais qu'on ne sait pas pourquoi.
Quand la théorie rejoint la pratique,
ça ne marche pas et on ne sait pas pourquoi. »*

B. Werber

Remerciements

Le travail présenté dans cette thèse a été effectué au *Laboratoire Traitement du Signal et Instrumentation (LTSI)* de l'Université Jean Monnet de Saint-Etienne. Je remercie son directeur Pierre Laporte pour son accueil enthousiaste et pour l'attention qu'il a accordée à mes recherches.

J'adresse mes profonds remerciements à Charles Hirlimann et Laurent Sarger, rapporteurs de ce mémoire, pour le vif intérêt qu'ils ont manifesté pour mon travail. Je remercie également Catherine Leblanc, Eric Audouard, Nicolas Huot, Christian Larat, Jean-Pierre Huignard et Roberto Osellame, membres du jury, ainsi qu'Arnold Migus, qui m'a fait l'honneur d'en accepter la présidence.

Je remercie chaleureusement Eric Audouard, mon directeur de thèse et responsable du groupe *Procédés Laser Ultra-Brefs (PLUB)*. Son investissement scientifique, sa volonté d'innovation, avec la préoccupation constante de mêler compréhension de la physique et applications concrètes, sont fortement communicatifs. J'exprime ma sincère gratitude à Nicolas Huot, mon co-directeur de thèse, qui a initié la thématique sur laquelle j'ai travaillé. Sa compétence, sa créativité, sa détermination à pousser toujours plus loin les limites et à se poser les bonnes questions ont fait de cette thèse une expérience extrêmement enrichissante. Eric et Nicolas forment une équipe très complémentaire, alliant enthousiasme, efficacité, exigence de qualité scientifique et bonne humeur, ce fut un plaisir de travailler avec eux. Je les remercie de m'avoir proposé un sujet de thèse aussi riche et varié, et de m'avoir permis de travailler dans de très bonnes conditions. Je leur suis également reconnaissant de m'avoir témoigné leur confiance en me déléguant des enseignements et des responsabilités pédagogiques.

Le travail exposé dans les pages qui suivent est le fruit d'une collaboration entre le LTSI et Thales Research and Technology (TRT) à Palaiseau. Je remercie Christian Larat et Jean-Pierre Huignard qui ont suivi les avancées de mes travaux avec intérêt tout au long de ma thèse. Merci également à Jérôme Bourderionnet et Arnaud Brignon pour m'avoir initié à la modulation de phase spatiale, contribuant ainsi à rendre mon séjour à TRT très fructueux. Je n'oublie pas non plus l'accueil chaleureux des doctorants de TRT, avec qui j'ai passé d'agréables moments malgré mon court séjour.

Merci aux autres membres de l'équipe PLUB pour l'ambiance conviviale qu'ils ont fait régner au laboratoire, et plus particulièrement Stéphane Valette, Anne-Sophie Loir, Jean-Philippe Colombier, Alexandre Mermillod-Blondin, ainsi que Hervé Soder, Julien Granier et Jérémy Tévane.

Merci aussi à Gérard Bernaud, Isabelle Boudet et Jeanine Percet, qui ont toujours répondu avec efficacité et une grande gentillesse à mes sollicitations aussi fréquentes qu'urgentes. Merci à Colette Veillas pour ses prêts à répétition de matériel. Enfin, je remercie tous les chercheurs et enseignants-chercheurs que j'ai eu plaisir à côtoyer durant ces trois années, aussi bien côté recherche qu'enseignement.

Le grand investissement personnel que demande une thèse nécessite aussi d'avoir d'autres centres d'intérêt. Je remercie mes amis, notamment ceux du Club Alpin Français, avec qui j'ai pu m'évader vers des sommets autres que scientifiques.

Merci de tout cœur à mes parents et ma famille d'avoir toujours fait le maximum pour m'offrir la possibilité de faire ce qui me motivait, et pour leur soutien sans faille. Une pensée particulière va vers mon grand-père.

Enfin, merci à Carine, ma femme, pour avoir toujours été présente à mes côtés. Son soutien, sa confiance à toute épreuve et son amour sont inestimables.

Table des matières

Introduction générale	1
 PARTIE I – MISE EN FORME PROGRAMMABLE DE LA TACHE FOCAL D’UN FAISCEAU LASER FEMTOSECONDE PAR MODULATION DE LA PHASE SPATIALE.....	
1 Présentation du système laser femtoseconde	9
1.1 Introduction.....	9
1.2 Description	10
1.2.1 <i>L’oscillateur Vitesse.....</i>	<i>10</i>
1.2.2 <i>L’amplificateur régénératif RegA</i>	<i>11</i>
1.3 Performances	14
1.4 Caractéristiques sensibles pour la mise en forme de faisceau.....	15
2 Modulation dynamique de surface d’onde.....	19
2.1 Introduction.....	19
2.2 Techniques de modulation active du front d’onde.....	20
2.2.1 <i>Les miroirs déformables</i>	<i>20</i>
2.2.2 <i>Les modulateurs à cristaux liquides</i>	<i>23</i>
2.3 La valve optique	26
2.3.1 <i>Principe de fonctionnement.....</i>	<i>26</i>
2.3.2 <i>Caractéristiques de la valve optique</i>	<i>28</i>
2.3.3 <i>Insertion dans le dispositif expérimental</i>	<i>29</i>
3 Correction de front d’onde	31
3.1 Introduction.....	31
3.2 Dispositif expérimental.....	33
3.3 La boucle d’optique adaptative	35
3.4 Résultats de correction de front d’onde.....	37
4 Mise en forme de tache focale.....	41
4.1 Introduction.....	41
4.2 Calcul de la modulation de phase.....	42
4.2.1 <i>Algorithme utilisé</i>	<i>43</i>
4.2.2 <i>Opérateur de passage</i>	<i>45</i>
4.2.3 <i>Définition des paramètres de l’algorithme</i>	<i>46</i>
4.2.4 <i>Convergence de l’algorithme</i>	<i>49</i>
4.2.5 <i>Résultats numériques</i>	<i>50</i>
4.3 Le dispositif expérimental.....	53
4.3.1 <i>Etalonnage de la valve optique</i>	<i>53</i>
4.3.2 <i>Le problème des sauts de phase</i>	<i>57</i>
4.3.3 <i>Dispositif et protocole expérimental.....</i>	<i>63</i>

4.4	Résultats de mise en forme.....	66
4.4.1	<i>Résultats.....</i>	66
4.4.2	<i>Motifs de taille réduite.....</i>	71
4.4.3	<i>Plan de mise en forme.....</i>	72
4.4.4	<i>Limitations : formes dissymétriques.....</i>	76
4.4.5	<i>Influence de la mise en forme sur la durée d'impulsion.....</i>	79
4.5	Conclusion.....	80

PARTIE II – APPLICATIONS AU MICRO-USINAGE ET A LA PHOTOINSCRIPTION DE GUIDES D'ONDES83

5	Interaction laser-matière : aspects fondamentaux.....	87
5.1	Concepts généraux de l'interaction laser-matière.....	88
5.1.1	<i>Mécanismes physiques.....</i>	88
5.1.2	<i>Comparaison entre impulsions femtosecondes et nanosecondes.....</i>	90
5.2	Interaction laser-métal.....	92
5.2.1	<i>Absorption de photons.....</i>	92
5.2.2	<i>Thermalisation.....</i>	94
5.2.3	<i>Ablation.....</i>	95
5.2.4	<i>Résumé.....</i>	96
5.3	Interaction laser-diélectrique.....	97
5.3.1	<i>Mécanismes d'excitation des électrons.....</i>	97
5.3.2	<i>Plasma d'électrons libres.....</i>	102
5.3.3	<i>Du plasma d'électrons libres à la modification de l'indice de réfraction.....</i>	103
5.3.4	<i>Résumé.....</i>	110
5.4	Conclusion.....	111
6	Micro-usinage de surface.....	113
6.1	Paramètres expérimentaux fondamentaux.....	114
6.1.1	<i>Durée d'impulsion.....</i>	114
6.1.2	<i>Cadence.....</i>	114
6.1.3	<i>Fluence.....</i>	115
6.1.4	<i>Nombre d'impulsions.....</i>	116
6.1.5	<i>Cas des diélectriques.....</i>	117
6.1.6	<i>Conclusion et implications pour nos expériences.....</i>	118
6.2	Dispositif expérimental.....	119
6.2.1	<i>Configuration d'usinage au point focal ou au point image.....</i>	119
6.2.2	<i>Montage expérimental mis en œuvre.....</i>	120
6.3	Micro-usinage femtoseconde à la limite de diffraction.....	122
6.3.1	<i>Micro-usinage de trous limités par diffraction.....</i>	122
6.3.2	<i>Utilisation : usinage d'un carré.....</i>	125
6.4	Micro-usinage avec un faisceau top-hat.....	126
6.4.1	<i>Usinage ponctuel.....</i>	127
6.4.2	<i>Usinage de lignes.....</i>	128
6.5	Micro-usinage direct de motifs complexes.....	131
6.5.1	<i>Marquage.....</i>	131
6.5.2	<i>Micro-structuration de surface.....</i>	133
6.6	Ondulations de surface ou "ripples".....	135
6.7	Conclusions.....	137

7	Photoinscription de guides d'ondes	139
7.1	Revue bibliographique	140
7.1.1	<i>Principe</i>	140
7.1.2	<i>Réalisations</i>	143
7.2	Dispositif expérimental	146
7.2.1	<i>Montage</i>	146
7.2.2	<i>Choix de la configuration d'inscription</i>	148
7.3	Effets à considérer dans le procédé d'inscription	152
7.3.1	<i>Autofocalisation</i>	152
7.3.2	<i>Rôle de l'énergie</i>	154
7.3.3	<i>Influence du nombre d'impulsions : incubation</i>	155
7.3.4	<i>Influence de la profondeur</i>	158
7.3.5	<i>Conclusion</i>	159
7.4	Photoinscription des guides	159
7.4.1	<i>Introduction</i>	159
7.4.2	<i>Morphologie des guides</i>	160
7.4.3	<i>Diamètre des guides</i>	166
7.4.4	<i>Propriétés guidantes</i>	170
7.5	Guides multimodes	175
7.5.1	<i>Guides multimodes circulaires</i>	175
7.5.2	<i>Guides multimodes avec mise en forme</i>	176
7.6	Conclusion	177
	Conclusion générale	179
	Annexes	183
	Annexe 1 : Développements informatiques	185
	Annexe 2 : Rapport de Strehl	189
	Annexe 3 : Optique de Fourier	191
	Annexe 4 : Optique des faisceaux gaussiens et non-gaussiens	201
	Annexe 5 : Transformation de Fourier numérique	207
	Publications	211
	Références bibliographiques	213

Introduction générale

La miniaturisation est aujourd'hui au cœur des préoccupations scientifiques et industrielles, entraînant un intense effort mondial en direction des micro- et nanotechnologies. Dans ce contexte, la structuration des matériaux à cette échelle est devenue l'une des clés du développement des applications des nouvelles technologies. Les futurs progrès en télécommunications, électronique, stockage d'informations, biotechnologies, dépendront de l'existence d'outils fiables et de techniques performantes pour la structuration rapide bi- et tri-dimensionnelle de matériaux. Les procédés laser sont appelés à tenir une place de choix parmi les technologies capables de répondre aux besoins de précision, de contrôle et de qualité de traitement qui se font d'ores et déjà sentir. En particulier, la nécessité de structurer des matériaux à l'échelle de la longueur d'onde avec des dommages collatéraux réduits a promu la technologie laser femtoseconde sur le devant de la scène. Ces lasers ultrabrefs offrent en effet des capacités aujourd'hui inégalées en terme de précision et de contrôle des procédés, notamment grâce au mode d'interaction laser-matière très sélectif. Tirant profit de leur puissance crête très élevée grâce à la concentration de l'énergie dans une durée extrêmement courte, le champ électrique produit par un tel faisceau focalisé peut facilement dépasser le seuil d'arrachement des électrons des couches externes des atomes et ainsi modifier les propriétés de n'importe quel matériau. Une irradiation d'une telle intensité concentrée sur une durée de 10^{-13} - 10^{-14} s permet d'initier des voies

de dépôt ultra-rapide de l'énergie dans les matériaux, conduisant à des modifications structurellement très différentes de celles induites par des impulsions laser plus longues. En particulier, la zone modifiée est précisément délimitée par l'extension spatiale du faisceau. Dans ces conditions, l'étude du contrôle de la forme du faisceau s'avère être d'un grand intérêt, répondant ainsi à plusieurs types de besoins.

D'un point de vue fondamental, le contrôle extrêmement précis de la zone d'irradiation procurera un moyen de générer des conditions d'excitation précises des matériaux. Bénéficier d'une source d'excitation spatialement contrôlée devrait alors permettre de faire avancer l'identification et la compréhension des différents mécanismes mis en jeu, notamment dans les matériaux transparents, où la combinaison des mécanismes non-linéaires de propagation et d'absorption de l'énergie reste encore mal comprise.

Parallèlement, il émerge également un besoin important de contrôle des procédés. La structuration de matériaux sur des dimensions actuellement micrométriques voire sub-micrométriques ne peut pas s'effectuer sans mettre au point de nouveaux moyens de contrôle plus précis du faisceau. Les applications, encore émergentes, sont promises à un développement exponentiel dès que la maîtrise des procédés sera acquise. Que ce soit pour la micro- ou la nano-structuration de surface des métaux, la fabrication de nouveaux composants télécom ou de composants tout-optique, la micro-électronique ou la micro-chirurgie non invasive, les performances atteignables sont repoussées en permanence, à chaque fois qu'un nouvel outil de contrôle fait ses preuves.

Ces arguments sont à l'origine de ce travail de thèse, qui concerne d'une part la mise au point d'un système original de mise en forme de la tache focale d'une chaîne laser femtoseconde, et d'autre part la démonstration de ses potentialités applicatives directes dans deux domaines distincts de l'interaction laser-matière : le micro-usinage de surface et la photoinscription de guides d'ondes. Dans cette logique, ce mémoire est organisé en deux parties.

- La **Partie I** présente un travail purement optique, qui consiste en l'élaboration d'un dispositif de mise en forme de tache focale par une technique de modulation de la phase spatiale. Après la présentation de la chaîne laser femtoseconde haute cadence utilisée (**chapitre 1**) et des techniques de modulation active de front d'onde disponibles (**chapitre 2**), le **chapitre 3**

concerne l'étude de la correction des aberrations de la surface d'onde. Cette première étape indispensable étant franchie, le **chapitre 4** est consacré à l'étude complète de la modélisation et de la mise en place expérimentale d'un dispositif original de mise en forme programmable de tache focale. Les distributions d'intensité complexes obtenues sont présentées et analysées en détail.

- La **Partie II** s'attache à la démonstration de l'amélioration de la maîtrise des procédés d'interaction laser-matière grâce à l'outil développé dans la partie I. Afin de mieux appréhender les particularités de l'interaction laser-matière avec des impulsions ultra-courtes, le **chapitre 5** présente une synthèse bibliographique sur ce sujet. Deux applications distinctes sont ensuite développées. Le contrôle et la mise en forme de faisceau sont mis à profit dans le **chapitre 6** pour apporter une précision et une qualité d'usinage accrues lors de la microstructuration de surface. Le **chapitre 7** concerne les modifications en volume dans les matériaux transparents, et montre les atouts du contrôle précis du faisceau pour l'inscription de guides d'ondes dans la masse de matériaux diélectriques.

Partie I

**Mise en forme programmable de la tache focale
d'un faisceau laser femtoseconde par modulation
de la phase spatiale**

Partie I

Mise en forme programmable de la tache focale d'un faisceau laser femtoseconde par modulation de la phase spatiale

Introduction

Dans cette première partie, nous nous intéressons à la mise en forme spatiale de faisceau laser femtoseconde au point focal d'une lentille. Un faisceau laser est caractérisé par la répartition d'amplitude complexe de son champ électrique, composé de deux grandeurs : l'amplitude réelle et la phase. Pour modifier la répartition d'intensité au point focal d'une lentille, on peut jouer sur l'un ou l'autre de ces deux paramètres. La solution la plus simple consiste à modifier directement l'amplitude par des systèmes de masques ou de diaphragmes [1], le principal inconvénient étant que cette technique est coûteuse en énergie car une partie du faisceau est obligatoirement occultée, au moins partiellement. Une autre alternative pour contrôler la répartition spatiale d'intensité du faisceau consiste à moduler sa phase spatiale, c'est-à-dire modifier localement les directions des vecteurs d'onde (c'est l'analogie exact de la modulation de phase spectrale, qui consiste à modifier localement les retards et avances de phase des différentes composantes spectrales d'une impulsion laser pour contrôler sa forme temporelle [2-4]). Agissant uniquement sur la phase du champ électromagnétique, cette technique n'introduit théoriquement aucune perte. En outre, l'utilisation d'un

modulateur de phase programmable permet de créer une infinité de lames de phase et donc de mises en forme différentes grâce à un unique composant optique.

La mise au point d'un tel dispositif permettant la mise en forme programmable de tache focale d'une chaîne laser femtoseconde par modulation de la phase spatiale constitue donc notre objectif. En vue d'applications concernant l'interaction laser-matière avec une source laser commerciale, la modulation de phase sera réalisée en extra-cavité pour être adaptable à tous types de systèmes. Le principe de la modulation de phase pour une mise en forme de tache focale est schématisé sur la figure I.1.

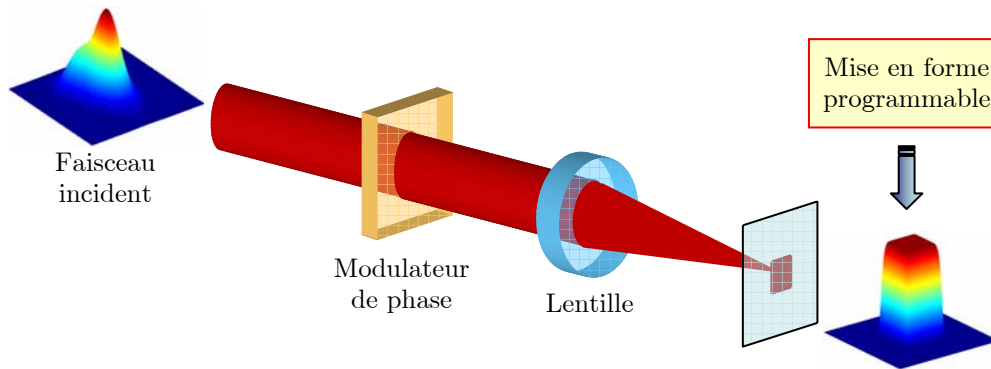


Figure I.1 – Schéma de principe pour la mise en forme programmable de tache focale.

Cette partie s'organise en quatre chapitres, qui suivent le trajet du faisceau dans cette figure. Le premier chapitre est consacré à la source laser femtoseconde utilisée, afin d'expliquer les principes sur lesquels repose son fonctionnement et d'identifier les points clés pour notre expérience de mise en forme de faisceau. Dans un deuxième chapitre, on dresse une revue bibliographique des techniques existantes de modulation dynamique de la phase spatiale, ce qui permet également de présenter le composant utilisé dans ce travail. Nous détaillons ensuite le dispositif d'optique adaptative permettant la correction des aberrations de phase du faisceau (chapitre 3), pré-requis indispensable avant de moduler la surface d'onde. Enfin, le dernier chapitre est consacré à la mise en forme de tache focale. On y présente tout d'abord la méthode de calcul numérique de la modulation de phase adéquate, puis on détaille l'élaboration du dispositif expérimental et les résultats obtenus.

Chapitre 1

Présentation du système laser femtoseconde

1.1 Introduction

Ce chapitre présente le principe de fonctionnement de la chaîne laser femtoseconde utilisée dans ce travail, afin d'introduire les paramètres intéressants et les réglages critiques pour notre expérience de mise en forme de faisceau. Le schéma de principe du système laser femtoseconde utilisé est représenté sur la figure 1.1 ci-dessous. Le système se compose de deux parties : un oscillateur de type « Vitesse » (Coherent) suivi d'un amplificateur régénératif de type « RegA » (Coherent).

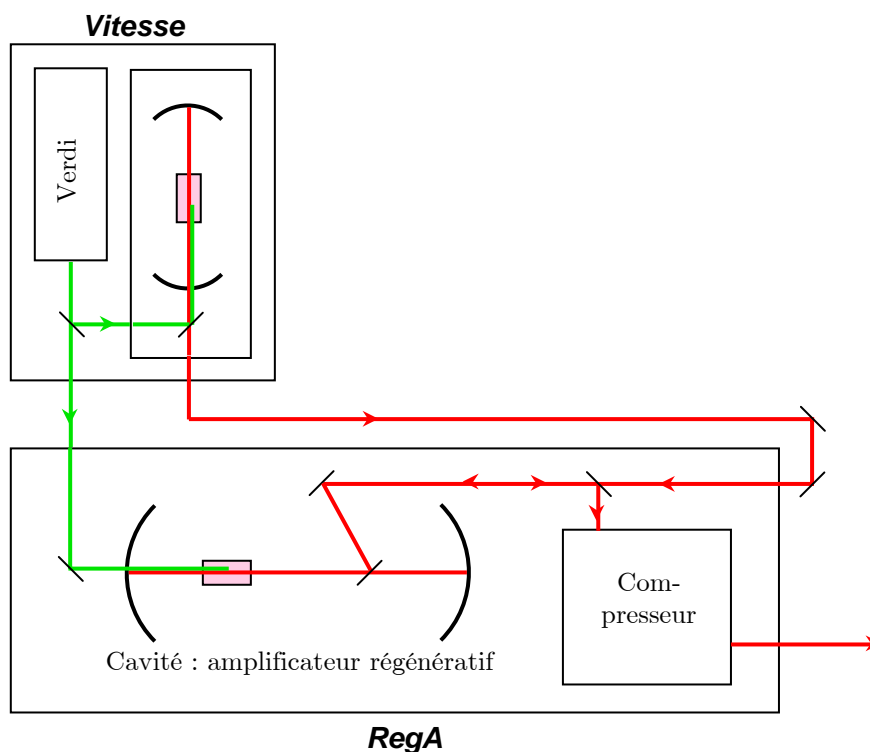


Figure 1.1 – Schéma de principe de la chaîne laser utilisée, composée d'un oscillateur femtoseconde « Vitesse » suivi d'un amplificateur régénératif « RegA ». Les rectangles roses représentent les cristaux de titane-saphir.

1.2 Description

1.2.1 L'oscillateur Vitesse

Le Vitesse regroupe le laser de pompe de type « Verdi » (Coherent) et l'oscillateur femtoseconde. Le Verdi est un laser continu vert délivrant une puissance de 10 W. Deux diodes laser de puissance (808 nm) pompent un cristal de Nd :YVO₄, un doublage de fréquence étant réalisé en intracavité par un cristal de LBO afin d'obtenir un faisceau à 532 nm centré sur le spectre d'absorption du cristal de titane-saphir. La puissance de ce laser est utilisée à 20% pour pomper l'oscillateur femtoseconde, le reste servant à pomper l'amplificateur régénératif RegA.

La cavité de l'oscillateur est basée sur un cristal de titane-saphir (Ti:Al₂O₃). Le fonctionnement impulsionnel est assuré par un système classique de blocage de mode par lentille de Kerr (Kerr-Lens Modelocking) : en régime impulsionnel, l'effet Kerr dans

le cristal de Ti:Sa conduit à une autofocalisation du faisceau. La présence d'une fente dans la cavité favorise alors le mode impulsionnel au détriment d'un fonctionnement continu. La cavité comprend également un système de compensation de la dispersion de vitesse de groupe (DVG), autre élément classique des cavités laser femtoseconde. La DVG positive introduite par les multiples passages dans le cristal de titane-saphir est ici compensée par des miroirs de cavité dits « chirpés », afin de remettre en phase les différentes composantes spectrales émises par le cristal de titane-saphir.

Cet oscillateur est très fiable, il délivre des impulsions de 120 fs autour de 800 nm à la cadence de 76 MHz. La puissance moyenne est de 150 mW, soit une énergie par impulsion de 2 nJ. La qualité spatiale du faisceau est très bonne, le facteur M^2 est égal à 1.2.

1.2.2 L'amplificateur régénératif RegA

L'énergie délivrée par ce type d'oscillateur étant trop faible pour les applications visées par ce travail, il convient de lui adjoindre un système amplificateur. Le RegA est un système à amplification régénérative, pour lequel la qualité de faisceau est généralement meilleure qu'avec un amplificateur multipassages puisque la cavité effectue un filtrage spatial de mode.

La cavité régénérative, représentée sur la figure 1.2, est composée de deux bras organisés autour d'une sous-cavité. Le cristal de $\text{Ti:Al}_2\text{O}_3$, placé dans une sous-cavité, est pompé en continu par 8W de vert à 532 nm. La cavité fonctionne selon la technique classique d'amplification à dérive de fréquence ou « Chirped Pulse Amplification » [5]. L'impulsion source provenant de l'oscillateur (120 fs) est étirée temporellement pour diminuer sa puissance crête, de façon à pouvoir réaliser une amplification sans dommage pour le cristal amplificateur. L'impulsion est ensuite recomprimée à sa durée initiale. Le système utilisé ici ne comporte pas d'étireur : la DVG positive, introduite à chaque tour dans la cavité par les cristaux traversés (Ti:Sa, Q-switch, cavity dumper) étire suffisamment l'impulsion (jusqu'à ~30 ps) pour ne pas craindre de dommage sur les composants optiques.

Cette cavité amplificatrice comporte deux éléments importants : le Q-switch et le cavity dumper, qui sont tous deux des cristaux acousto-optiques de TeO_2 . Le Q-switch permet d'empêcher l'effet laser continu dans la cavité sans injection, c'est-à-dire en l'absence d'impulsion source provenant de l'oscillateur. Quand la cavité est injectée

et qu'elle fonctionne en mode d'amplification régénérative, le Q-switch permet de couper la cavité pour stocker à nouveau le gain dans le cristal de titane-saphir avant l'arrivée de l'impulsion suivante. Le cavity dumper permet de contrôler l'injection/éjection des impulsions de l'oscillateur femtoseconde dans la cavité régénérative. Ce cristal est monté sur une cale piezoélectrique permettant d'établir un système d'ondes acoustiques stationnaires dans le cristal. Celles-ci jouent alors le rôle d'un réseau d'indice permettant de dévier le faisceau dans l'ordre 1 (Bragg) quand une tension électrique radio-fréquence est appliquée, et ainsi d'injecter/éjecter le faisceau de la cavité. Le réglage du cavity dumper est très délicat car il perturbe l'alignement de la cavité. Par rapport à un contrôle d'injection/éjection du faisceau source dans la cavité régénérative par une rotation de polarisation couplée à une cellule de Pockels, ce système présente l'avantage d'offrir des cadences de commutation beaucoup plus élevées (jusqu'à 250 kHz) car la commutation acousto-optique est plus rapide qu'une commutation électrique (typiquement 1-10 kHz). De plus, la cadence est aisément variable par contrôle de la fréquence de la tension appliquée au cristal acousto-optique. En outre, ce système ne nécessite que de faibles tensions, contrairement aux cellules de Pockels.

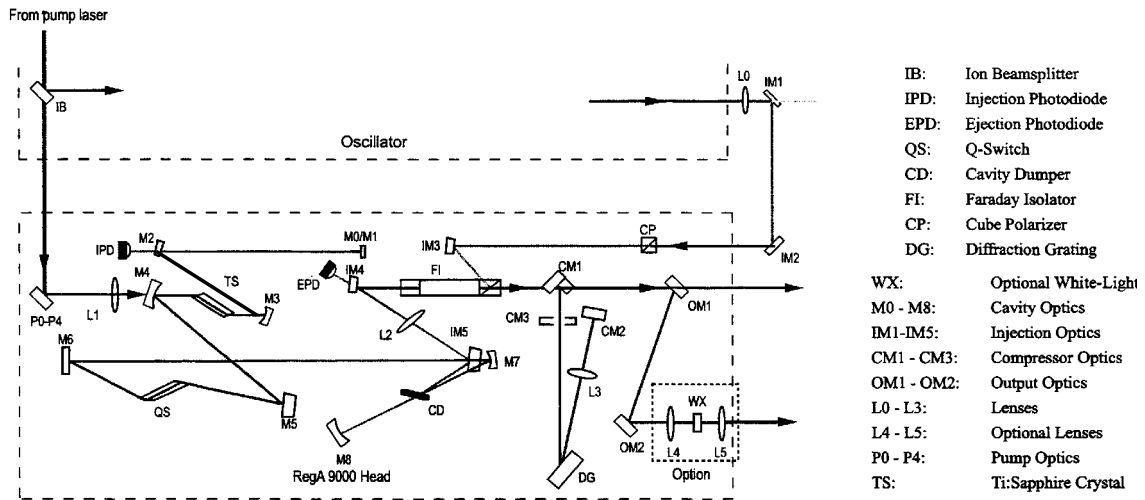


Figure 1.2 – Schéma du système RegA à amplification régénérative, d'après [6].

Le principe de fonctionnement de la cavité est illustré sur le diagramme de la figure 1.3. La ligne 1 présente le train d'impulsions de l'oscillateur, qui sert d'horloge pour la synchronisation du système. Un signal TTL (ligne 2) permet de contrôler la

mise en route du Q-switch et donc d'introduire des pertes qui évitent l'effet laser continu pour ne pas dépeupler le niveau excité du cristal de Ti:Sa. L'injection et l'éjection d'une impulsion dans la cavité régénérative est pilotée par le cavity dumper, lorsque le Q-switch est éteint (ligne 4). L'impulsion est alors amplifiée à chaque tour de cavité (ligne 5) jusqu'à son éjection, pour obtenir une impulsion d'énergie mille fois supérieure à l'impulsion initiale (ligne 6).

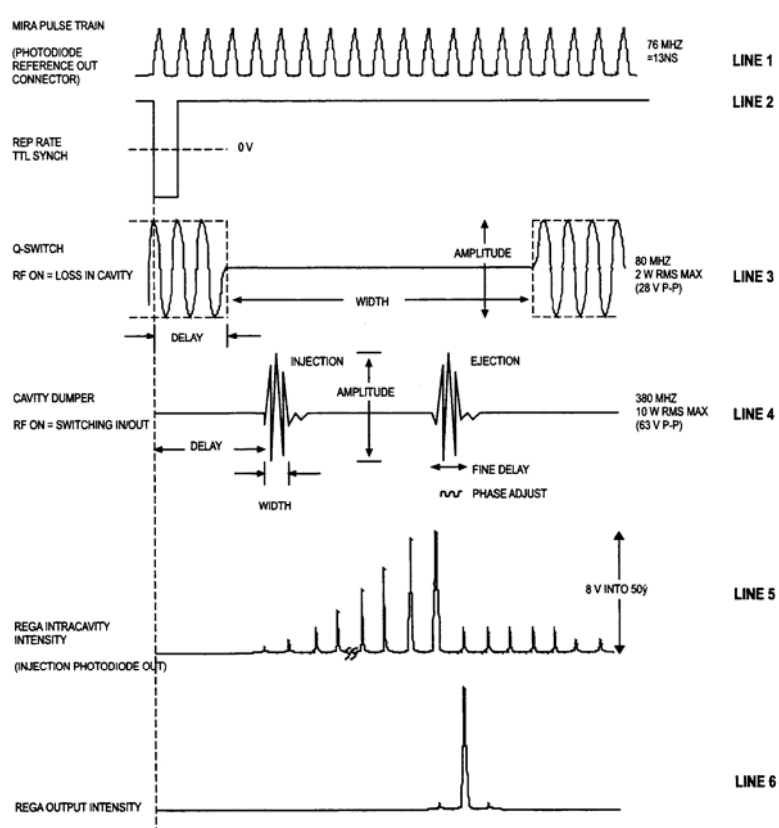


Figure 1.3 – Diagramme de fonctionnement de la cavité régénérative, d'après [6].

Après amplification de l'impulsion dans la cavité puis éjection par le cavity dumper, toutes les composantes spectrales de l'impulsion sont remises en phase grâce à un compresseur à architecture originale, composé d'un seul réseau et quatre passages (avec imagerie par une lentille) plutôt que deux réseaux et deux passages pour un compresseur classique. Ceci permet de gagner en compacité et en coût, et offre également la possibilité de compenser la dispersion du troisième ordre, mais les réglages sont alors plus délicats.

1.3 Performances

Les caractéristiques temporelles et spectrales du RegA sont données dans les figures 1.4 et 1.5. La durée d'impulsion est obtenue grâce à un autocorrélateur commercial, qui permet de mesurer la fonction d'autocorrélation du second ordre du champ électrique faisant intervenir $I(t) = |E(t)|^2$:

$$G_2(\tau) = \int_{-\infty}^{+\infty} I(t)I(t-\tau)dt \quad (1.1)$$

Cette autocorrélation en intensité est obtenue expérimentalement grâce à une configuration de doublage de fréquence avec accord de phase non colinéaire dans un cristal de KDP, l'intensité du faisceau à 2ω détecté sur une photodiode étant proportionnelle à l'intégrale du produit des deux champs décalés temporellement du délai τ . Disposant ainsi de la fonction $G_2(\tau)$, on doit alors faire une hypothèse concernant la forme temporelle de l'impulsion, qui est généralement une sécante hyperbolique carrée $\text{sech}^2(t) = 1/\cosh^2(t)$ pour les impulsions ultra-brèves. La largeur $\Delta\tau$ de la fonction d'autocorrélation est alors reliée à la durée d'impulsion Δt par : $\Delta\tau = 1.54 \times \Delta t$.

La durée d'impulsion Δt et la largeur spectrale $\Delta\nu$ sont reliées par l'inégalité :

$$\Delta\nu \cdot \Delta t \geq K \quad (1.2)$$

qui résulte de la relation de transformation de Fourier qui lie l'expression temporelle $E(t)$ du champ électrique à son expression $\tilde{E}(\nu)$ dans le domaine spectral. Le paramètre K dépend de la forme temporelle de l'impulsion, il vaut $K=0.315$ pour une impulsion sécante hyperbolique carrée.

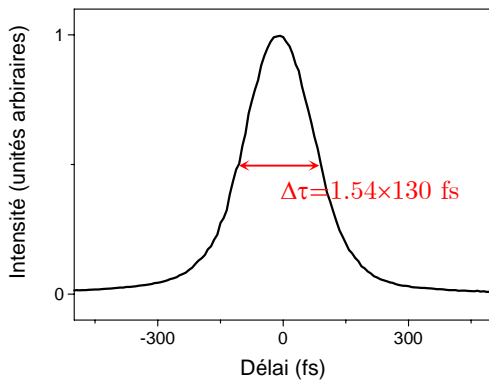


Figure 1.4 – Trace expérimentale d'autocorrélation du RegA, la durée d'impulsion est $\Delta t=130$ fs.

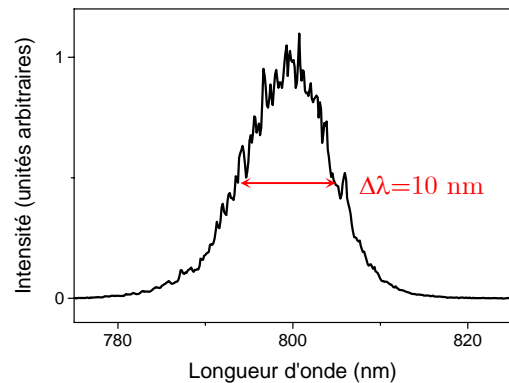


Figure 1.5 – Spectre expérimental du RegA, de largeur à mi-hauteur $\Delta\lambda=10$ nm.

La durée d'impulsion mesurée est $\Delta t=130$ fs, la largeur spectrale à mi-hauteur est $\Delta\lambda=10$ nm, conduisant à $\Delta\nu.\Delta t=0.61\approx 2K$. Les impulsions femtosecondes délivrées par le RegA sont donc 2 fois limités par transformation de Fourier, ce qui s'explique par le phénomène de rétrécissement spectral par le gain, typique des amplificateurs régénératifs.

Les caractéristiques du RegA, laser avec lequel nous avons réalisé toutes les expériences présentées dans ce manuscrit, sont récapitulées dans le tableau 1.1.

Longueur d'onde	800 nm
Durée d'impulsion	130 fs
Largeur spectrale	10 nm
$\Delta\nu.\Delta t$	0.61
Energie par impulsion	4 à 5 μJ
Cadence	10 à 250 kHz

Tableau 1.1 – Performances de la source laser femtoseconde RegA.

L'intérêt d'un tel système laser pour les applications visées provient principalement de sa cadence intermédiaire entre celle d'un oscillateur (typiquement 80 MHz) et celle d'un système amplifié classique (1 kHz), qui permet un gain de temps sans perte de qualité pour les applications d'interaction laser-matière.

1.4 Caractéristiques sensibles pour la mise en forme de faisceau

Les points délicats pour la mise en forme de faisceau résident à la fois dans les caractéristiques de phase et d'amplitude du faisceau incident.

Distorsions de phase

Les distorsions de phase constatées en sortie de chaîne laser peuvent se décomposer en deux contributions différentes. Tout d'abord, un problème de forte divergence du faisceau en sortie du laser, issu d'une courbure de phase relativement importante puisqu'elle correspond à un rayon de courbure d'environ 2,5 m. Comme un

télescope est requis directement en sortie du système laser afin d'ajuster la taille du faisceau sur le modulateur de phase, cette courbure de phase peut donc être annulée en dérégplant le télescope. Il faut cependant tenir compte de ce réglage lors du dimensionnement du télescope, car la taille du faisceau sur le modulateur de phase doit être précisément ajustée pour obtenir une mise en forme de qualité.

La deuxième cause de distorsion du front d'onde provient de la cavité régénérative, et résulte de causes multiples : défauts de surface des optiques, aberrations thermiques dans le barreau de Ti:Sa, aberrations introduites par les cristaux acousto-optiques, défauts d'alignement de la cavité ou du compresseur... Ces distorsions de surface d'onde exhibent une amplitude totale d'environ $\lambda/4$ avec un écart-type de $\lambda/15$. Ainsi, en plus de la modulation de phase nécessaire à la mise en forme de faisceau, nos expériences devront tenir compte des propres aberrations du laser et les corriger.

Distorsions d'amplitude

Le problème le plus gênant pour notre application de mise en forme de faisceau est la qualité spatiale du faisceau initial, c'est-à-dire en sortie de laser. Dans la chaîne d'amplification régénérative, le compresseur introduit une déformation importante du faisceau lorsqu'il est ajusté de manière à optimiser la puissance de sortie. Le faisceau incident pour nos expériences présente donc à la fois des aberrations de phase et d'amplitude. Ceci pose problème car si la modulation de phase spatiale permet de corriger ou de mettre en forme le faisceau dans un plan donné, elle ne procure pas de correction de l'amplitude dans le plan de modulation. En effet, quel que soit le plan considéré, un unique modulateur ne permet de jouer que sur l'un des deux paramètres. Un défaut d'amplitude par rapport à une distribution gaussienne parfaite induit donc un défaut de mise en forme. Un réglage adapté du compresseur est alors indispensable, au détriment de la puissance (perte de 1 μJ par impulsion) mais pas de la durée d'impulsion. La meilleure qualité de faisceau atteignable est représentée sur la figure 1.6, elle n'est malheureusement pas facilement reproductible quotidiennement.

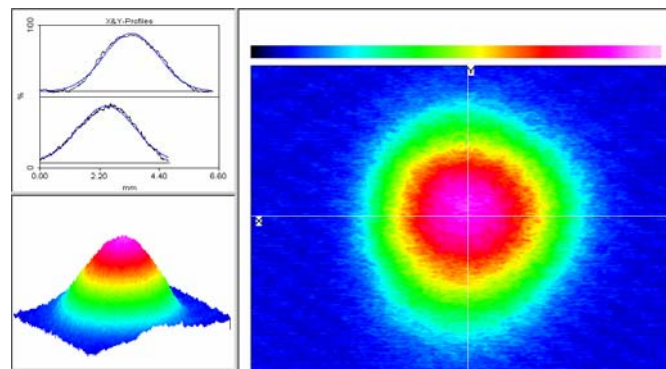


Figure 1.6 – Qualité spatiale de faisceau en sortie de chaîne laser, avec un réglage adapté.

En conclusion, le RegA est un système laser femtoseconde complexe, sensible, et à fiabilité assez limitée. Les fluctuations nécessitent une optimisation permanente pour obtenir les performances maximales, afin de bénéficier à la fois d'une puissance maximale et d'une qualité de faisceau relativement bonne. Néanmoins, une fois maîtrisé, ce système se révèle être un outil bien adapté aux applications de micro-usinage et de photoinscription.

Chapitre 2

Modulation dynamique de surface d'onde

2.1 Introduction

Parmi les techniques existantes pour structurer la répartition d'intensité d'un faisceau laser, le filtrage d'amplitude par projection de masques est la technique la plus simple, mais souffre de pertes par transmission très élevées [1]. La modulation de phase est donc une approche plus intéressante lorsque l'on cherche à conserver le maximum d'énergie pour des applications d'interaction laser-matière.

Une bonne qualité de mise en forme est atteignable par l'utilisation d'éléments optiques diffractants fixes. Cette technologie est aujourd'hui très bien maîtrisée et donne d'excellents résultats, par exemple pour la mise en forme de mode transverse intra-cavité [7, 8] ou extra-cavité [9]. Cependant, les inconvénients proviennent du coût et de la lourdeur du procédé de fabrication, mais surtout du fait qu'un composant ne délivre qu'une unique fonction de phase. Bien qu'ils donnent généralement de meilleurs résultats de mise en forme que les systèmes à modulation active (car ils sont développés et optimisés pour une application précise), ces systèmes passifs ne seront pas détaillés ici car notre objectif de mise en forme dynamique impose l'utilisation de systèmes à

modulation de phase active. De même, les systèmes ayant recours à des moyens non-linéaires comme les miroirs à conjugaison de phase [10] ne nous intéressent pas ici, car ils ne procurent pas de contrôle actif de la modulation de phase produite. Dans la perspective d'applications concernant l'interaction laser-matière avec un contrôle en temps réel de la forme du point focal, ce chapitre dresse donc un résumé bibliographique concernant la modulation dynamique de surface d'onde.

2.2 Techniques de modulation active du front d'onde

Une modulation active de surface d'onde, ou en d'autres termes un système d'optique adaptative, nécessite un composant capable de moduler la phase spatiale du champ optique complexe en temps réel, en réponse à un signal de contrôle électrique ou optique. Ces composants sont désignés par l'acronyme SLM (spatial light modulator). De nombreux systèmes ont été développés (pour une revue complète, voir par exemple [11]), nous nous focalisons ici sur quelques-uns des composants les plus importants : les miroirs déformables et les modulateurs à cristaux liquides.

2.2.1 Les miroirs déformables

Un miroir déformable est composé d'une surface réfléchissante, déformée de façon mécanique, piézoélectrique ou électrostatique. La surface réfléchissante peut être composée selon les cas soit d'un grand nombre de petits miroirs accolés, soit d'une fine membrane flexible.

La figure 2.1 présente le cas d'une déformation mécanique (configuration la plus simple) grâce à des actionneurs ou actuateurs placés sous la couche réfléchissante. De tels systèmes se retrouvent dans les dispositifs d'optique adaptative les plus anciens.

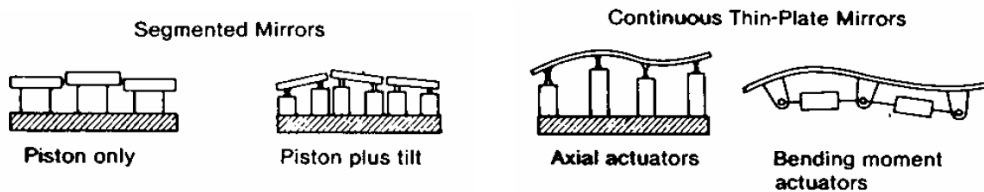


Figure 2.1 – Différents types de miroirs déformables à actionneurs mécaniques : miroirs segmentés ou membrane.

La surface réfléchissante peut également être déformée par effet piézoélectrique, selon deux voies différentes :

- miroirs à empilement piézoélectrique (effet piézoélectrique longitudinal) : la déformation de la surface est contrôlée par une matrice de pistons piézoélectriques qui poussent ou tirent localement la surface du miroir, par contraction ou dilatation de l'empilement de matériau piézoélectrique (figure 2.2).
- miroirs bimorphes (effet piézoélectrique transverse) : le miroir est constitué d'une mince plaque de verre réfléchissante derrière laquelle se trouvent deux plaques piézoélectriques comportant des électrodes. La polarisation inverse appliquée à ces deux plaques engendre une dilation locale pour l'une et une contraction locale pour l'autre, l'ensemble de ces deux actions résultant en l'apparition d'une courbure. La somme des courbures locales de chaque électrode définit alors la surface du miroir (figure 2.3).

La figure 2.4 présente des réalisations commerciales s'appuyant sur ces deux technologies*.

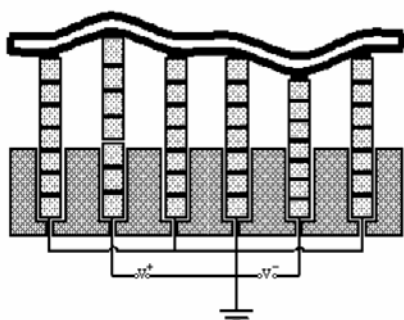


Figure 2.2 – Principe du miroir déformable à empilement piézoélectrique : des actionneurs piezo-électriques déforment la membrane réfléchissante.

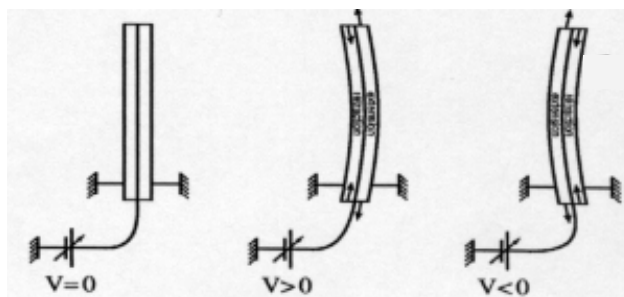


Figure 2.3 – Principe du miroir déformable bimorphe : application d'une contrainte d'extension-rétraction à deux plaques piézoélectriques pour obtenir la courbure désirée, de signe et d'amplitude contrôlés.

* De tels composants, permettant de compenser la turbulence atmosphérique, sont insérés dans les télescopes dernière génération comme le Very Large Telescope de l'European Southern Observatory (ESO) au sommet du Mont Paranal au Chili, qui a été équipé du système d'optique adaptative NAOS (Nasmyth Adaptive Optics System). Le miroir déformable utilisé (115 mm de diamètre) est contrôlé en 185 points (un point tous les 7 mm) par des actionneurs piézoélectriques qui abaissent ou soulèvent sa surface sur 10 μm de course. Les astronomes atteignent alors le pouvoir de résolution théorique du télescope dans l'infrarouge.

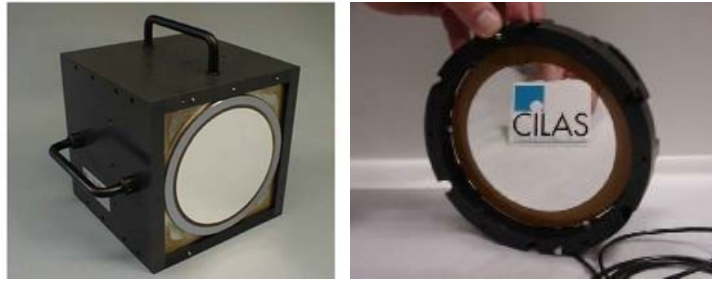


Figure 2.4 – Exemples de miroirs déformables : miroir à empilement piezoélectrique à 185 actionneurs (gauche) et miroir bimorphe à 60 électrodes (droite). Source : CILAS (France).

Une autre technique pour ajuster la déformation du miroir consiste à mettre à profit un effet électrostatique entre une membrane souple réfléchissante et des électrodes placés en-dessous, afin de contrôler la distance entre la membrane et les électrodes (figure 2.5) [12].

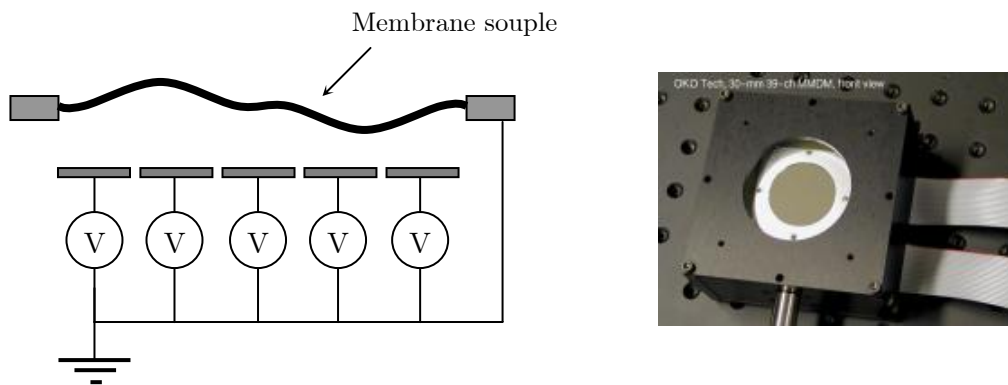


Figure 2.5 – Principe de la membrane déformable : contrôle de la force électrostatique entre la membrane et les électrodes grâce à la tension qui leur est appliquée. A droite : le produit commercial correspondant (société OKO, Japon).

Les principaux avantages des miroirs déformables sont une grande amplitude de modulation (une dizaine de microns), une grande taille (typiquement 10 cm de diamètre), une bonne tenue au flux et aucune dépendance par rapport à la longueur d'onde (car ils ne sont basés ni sur la diffraction ni sur la réfraction). En contrepartie, la résolution est limitée (de l'ordre du millimètre) et le coût élevé. Ces composants sont donc adaptés à une modulation de phase simple, c'est-à-dire des fonctions de phase à basse fréquence spatiale, par exemple les premiers polynômes de Zernike (tilt, défocalisation ou correction d'aberration sphérique), mais ne conviennent pas pour notre application de modulation fine de la surface d'onde d'un faisceau laser.

Enfin, bien que ce ne soit pas notre intérêt direct pour la modulation de front d'onde, notons que l'évolution naturelle de ces systèmes consiste à se tourner vers la micro-photonique qui pourrait concurrencer la micro-électronique grâce aux MOEMS (Micro-Opto-Mechanical Systems), dont des exemples sont reportés sur la figure 2.6. Ces composants ouvrent la voie vers la miniaturisation des systèmes, comportant une grande densité d'actionneurs pour des coûts réduits.

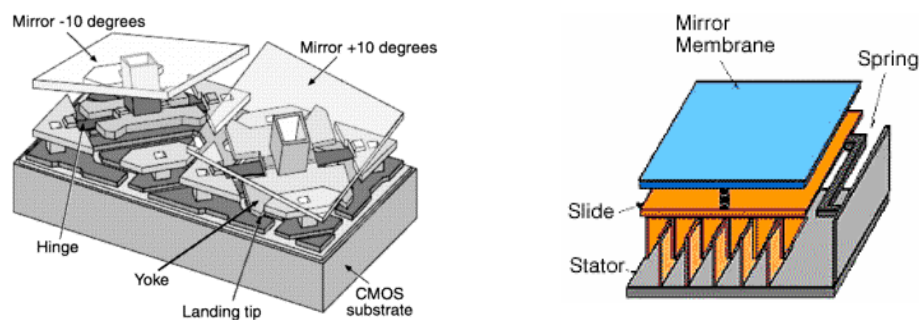


Figure 2.6 – Exemples de MOEMS. A gauche, matrice de micro-miroirs avec actuateurs (Texas Instruments). A droite, membrane déformable par effet électrostatique (MEMS Optical).

2.2.2 Les modulateurs à cristaux liquides

Les molécules d'un cristal liquide peuvent être représentées par un ellipsoïde allongé, ces molécules n'étant pas rigidement liées les unes aux autres. Elles peuvent donc tourner ou glisser sous l'effet d'une contrainte extérieure mécanique ou électrique, exhibant en cela des propriétés de liquide. Cependant, il existe des contraintes dans l'ordonnancement géométrique d'une assemblée de molécules, ce qui leur confère des propriétés normalement associées à un solide. La structure organisationnelle des molécules définit les différents types de cristaux liquides (nématiques, smectiques, cholestériques) ainsi que les propriétés physiques qui en découlent.

Nous nous intéressons ici aux cellules à cristaux liquides nématiques, composées de deux fenêtres transparentes entre lesquelles est placée la couche de cristaux liquides. Il est possible d'imposer une direction privilégiée d'orientation des molécules de cristal liquide selon la direction de polissage des fenêtres, l'ancrage des premières couches de molécules se faisant selon cette direction. On obtient ainsi des cellules à ancrage parallèle (les deux fenêtres sont polies selon la même direction) ou perpendiculaire (directions orthogonales). Dans ce dernier cas, les molécules de cristal liquide

s'orientent de façon hélicoïdale dans la cellule, on parle alors de cristal liquide nématique twisté.

Lorsqu'un champ électrique extérieur (tension) est appliqué, chaque molécule se comporte comme un dipôle électrique, et s'oriente donc selon la direction du champ électrique appliqué, changeant du même coup les propriétés optiques de la cellule. En effet, la forme allongée des molécules de cristal liquide leur confère des propriétés de biréfringence, c'est-à-dire que l'indice de réfraction varie entre l'indice ordinaire n_o et l'indice extraordinaire n_e en fonction de l'orientation des molécules par rapport à la direction de polarisation d'un faisceau optique incident. Une propriété très utile des cristaux liquides est leur grande biréfringence $\Delta n = n_e - n_o$, qui peut atteindre facilement 0.2. Cette propriété peut être mise à profit pour générer une modulation d'amplitude ou de phase. Pour une modulation d'amplitude, considérons un faisceau polarisé rectilignement traversant une cellule à cristaux liquides nématiques twistés. La polarisation incidente se décompose par projection sur chaque axe optique (ordinaire et extraordinaire), chaque composante va donc être déphasée différemment pour obtenir une onde à polarisation elliptique en sortie, l'amplitude du déphasage dépendant de la tension appliquée. En plaçant la cellule entre deux polariseurs croisés, on obtient alors une modulation d'intensité en sortie du dispositif. Pour générer une modulation de phase, on considère le cas d'une cellule à cristaux liquides nématiques non twistés. Une polarisation rectiligne parallèle à l'orientation des molécules de cristal liquide reste rectiligne, mais subit un déphasage exprimé par :

$$\varphi = \frac{2\pi(n_e - n_o)e}{\lambda} \quad (2.1)$$

où e est l'épaisseur de la couche de cristaux liquides et λ la longueur d'onde du faisceau incident. Ce déphasage dépend de l'amplitude de rotation des molécules, il est donc contrôlable par la tension appliquée. En appliquant une répartition contrôlée de tension $V(x,y)$ sur la surface du modulateur, il est ainsi possible d'induire une modulation spatiale de la phase $\varphi(x,y)$.

Ainsi, un SLM à cristaux liquides peut introduire une modulation d'amplitude pure, de phase pure, ou un couplage des deux. Le cas qui nous intéresse dans le cadre de ce travail est la modulation de phase pure.

Les SLM à cristaux liquides peuvent être classés selon deux catégories en fonction du type d'adressage : électrique ou optique. Un SLM à adressage électrique est composé de petites cellules de cristaux liquides (pixels), dont la tension est acheminée

par un réseau d’électrodes. Le facteur de remplissage de la surface active tombe alors à environ 90%, affectant la transmission (ou la réflexion) du composant. En outre, un tramage dû à la matrice d’électrode donne lieu à des effets de diffraction très dommageables pour la qualité de mise en forme, engendrant également des répliques de la forme souhaitée [13, 14]. Pour s’affranchir de cette limitation, des SLM à adressage optique ont été développés [15-18], ne comportant qu’une unique cellule de cristaux liquides accolée à un matériau photoconducteur, le tout étant placé entre deux électrodes transparentes. L’adressage optique consiste à éclairer le matériau photoconducteur avec une lumière modulée en intensité. Un nombre plus ou moins important de porteurs de charges est alors créé localement, ce qui revient à moduler spatialement le champ électrique de commande, engendrant ainsi une modulation spatiale de la phase. L’intérêt de l’adressage optique réside dans une réponse temporelle rapide, un facteur de remplissage de 100% et une meilleure tenue au flux que pour les SLM à adressage électrique.

Les inconvénients des SLM à cristaux liquides sont une amplitude de modulation limitée (pour un adressage correct, l’épaisseur de la couche de cristaux liquides ne doit pas excéder la vingtaine de microns, soit une différence de marche maximale de $\sim 4 \mu\text{m}$), une tenue au flux inférieure à celle des miroirs déformables (limitée par le seuil de dommages des électrodes utilisées), une taille maximale assez réduite (typiquement $20 \times 20 \text{ mm}^2$ pour une bonne uniformité de réponse en phase) et une dépendance du déphasage introduit avec la longueur d’onde du faisceau de lecture. En contrepartie, ils sont relativement bon marché, ne nécessitent que de faibles tensions de commande, et surtout présentent généralement une bonne résolution spatiale ($100 \mu\text{m}$ ou moins). C’est pourquoi ce type de SLM est bien adapté à la modulation précise de surface d’onde (mise en forme, correction d’aberrations d’ordre élevé).

La figure 2.7 présente deux exemples de SLM commerciaux, notamment le composant Hamamatsu, très récemment utilisé dans des domaines variés comme la structuration de faisceau [19], les pièges à atomes [20] ou la correction d’aberrations d’œil humain artificiel [21].



Figure 2.7 – Exemples de SLM commerciaux. A gauche : SLM pixellisé de la société *Holoeye GmbH*, à adressage électrique. A droite : SLM Hamamatsu X8267 non pixellisé à adressage optique.

2.3 La valve optique

Le SLM utilisé pour le travail présenté dans ce manuscrit est un modulateur à cristaux liquides à adressage optique. Ce composant, dénommé valve optique [15], est fabriqué par Thales Recherche et Technologie (TRT) et fait l'objet d'une présentation plus détaillée dans ce paragraphe. C'est ce modulateur de phase original (non commercialisé) qui est à l'origine d'un projet commun avec Thalès TRT pour ce travail de thèse, afin d'étudier les possibilités de mise en forme programmable d'un faisceau laser femtoseconde pour des applications directes d'interaction laser-matière.

2.3.1 Principe de fonctionnement

La valve optique est le composant central du système de mise en forme programmable de tache focale que nous avons développé. Son principe de fonctionnement, qui repose sur les propriétés de biréfringence des cristaux liquides exposées au paragraphe précédent, est détaillé sur la figure 2.8.

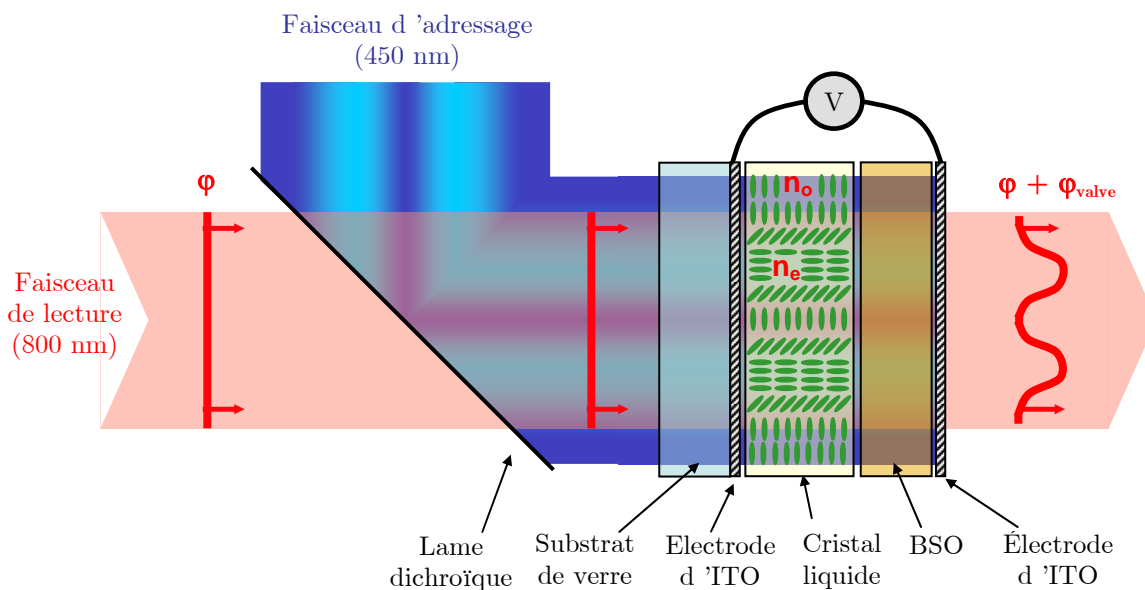


Figure 2.8 – Représentation du fonctionnement de la valve optique à cristaux liquides : une modulation d'intensité du faisceau d'adressage induit une modulation de phase du faisceau de lecture.

Cette valve optique est composée d'une mince couche de cristaux liquides nématiques non twistés et d'une couche de cristal photoconducteur composé d'oxyde de bismuth et de silicium Bi₁₂SiO₂₀ ou BSO. Ces deux éléments sont insérés entre deux électrodes

transparentes d’oxyde d’étain et d’indium (ITO), entre lesquelles est appliquée une tension créneau. Le spectre d’absorption du BSO étant centré autour de 450 nm, il faut limiter le faisceau d’adressage aux longueurs d’ondes adéquates grâce à un filtre interférentiel. Comme expliqué au paragraphe précédent, la modulation de phase est contrôlée par la modulation d’intensité du faisceau d’adressage. Selon l’intensité locale d’éclairement du BSO, celui-ci va générer un nombre plus ou moins important de porteurs de charge, contribuant ainsi à moduler localement le champ électrique appliqué. Pour une faible intensité d’adressage, représentée en bleu foncé sur la figure, les molécules de cristal liquide se trouvent alors orientées verticalement, parallèlement à leur direction d’ancrage sur les faces de leur cellule. Un faisceau de lecture ($\lambda=800$ nm) traversant la valve optique subit alors le retard de chemin optique $\delta = n_o e$, où n_o est l’indice ordinaire correspondant à l’orientation verticale des molécules de cristal liquide. Pour une intensité d’adressage maximale (bleu clair), les molécules de cristal liquide tournent jusqu’à s’aligner horizontalement selon le champ électrostatique, direction correspondant à l’indice extraordinaire. Ainsi, selon l’intensité de la lumière d’adressage, les molécules se trouveront dans une orientation intermédiaire entre les positions verticale et horizontale, leur indice de réfraction étant alors compris entre n_o et n_e . Le front d’onde $\varphi(x,y)$ du faisceau de lecture (x et y définissant ici le plan perpendiculaire à la figure) se trouve ainsi modulé spatialement après traversée de la valve optique, devenant alors $\varphi(x,y) + \varphi_{valve}(x,y)$.

Une photographie de la valve optique (composant carré jaune) insérée dans le dispositif expérimental est présentée sur la figure 2.9.

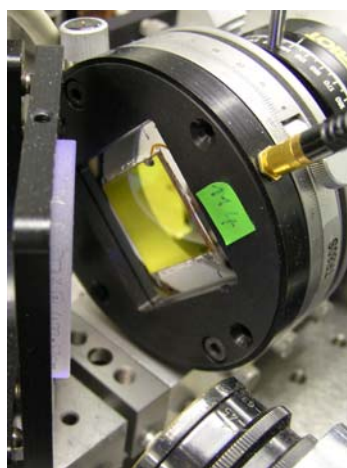


Figure 2.9 – Valve optique utilisée dans les expériences.

2.3.2 Caractéristiques de la valve optique

Les caractéristiques de la valve optique sont regroupées dans le tableau 2.1.

Taille de la valve	20×20 mm ²
Ouverture utile	10×10 mm ²
Biréfringence $\Delta n = n_e - n_o$	0.2 à 800 nm
Épaisseur de la couche de cristaux liquides	14 μm
Dynamique maximale mesurée	2.4 $\mu\text{m} = 3\lambda$ soit 6π à 800 nm
Résolution spatiale	$\sim 100 \mu\text{m}$
Pixellisation	Aucune
Adressage	Lumière bleue incohérente (450 nm, 10 mW)
Tension électrique	± 15 V crête à crête à 15 Hz
Temps de réponse	~ 100 ms
Tenue au flux	~ 300 mJ/cm ² (impulsion \sim ns à 1.06 μm)
Transmission à 800 nm (mesurée)	80 %
Faisceau de lecture	Laser femtoseconde à 800 nm
Polarisation du faisceau de lecture	Linéaire, parallèle à la direction d'ancrage des molécules de cristal liquide

Tableau 2.1 – Résumé des caractéristiques de la valve optique utilisée.

La valve présente une ouverture totale de 20×20 mm², qui doit être limitée à la zone centrale de 10×10 mm² pour un fonctionnement correct. Il serait possible de construire des composants plus grands (40×40 mm²), ce qui permettrait une meilleure résolution, mais la contrepartie serait une baisse d'homogénéité d'épaisseur de la couche de cristaux liquides et donc d'uniformité de la réponse en phase sur toute la surface de la valve. Concernant la dynamique, l'écart maximal de phase réalisable est de 2.4 μm , soit 3λ ou encore 6π à 800 nm. Cette valeur dépend de la biréfringence ($\Delta n_{max} = 0.2$) et de l'épaisseur de la couche de cristaux liquides (14 μm), qui est par ailleurs limitée par la difficulté de maintien d'une tension suffisante au centre de la valve. La résolution spatiale de cette valve optique est d'environ 100 μm , la limitation venant des propriétés solides des cristaux liquides : chaque molécule est plus ou moins liée aux autres

molécules environnantes ce qui implique que deux molécules voisines s’entraînent mutuellement, leur interdisant des orientations totalement opposées. En revanche, ce composant n’est pas pixellisé. L’adressage est réalisé par un faisceau de lumière bleue incohérente (450 nm) issue d’un vidéo-projecteur, dont l’intensité permet de contrôler la rotation des molécules de cristaux liquides lorsqu’elles sont soumises à une tension crête de ± 15 V à 15 Hz. Le temps de réponse est alors d’une centaine de millisecondes, compatible avec l’insertion de ce composant dans une boucle d’optique adaptative pour un contrôle en temps réel de la modulation de front d’onde. La tenue au flux n’est pas précisément connue, les données fournies par Thalès TRT mentionnent un seuil de dommage voisin de 300 mJ/cm^2 à $1.06 \text{ }\mu\text{m}$ pour des impulsions nanosecondes, limité par l’absorption des électrodes d’ITO. Cette valeur est bien supérieure à la fluence délivrée par notre système laser femtoseconde avec un faisceau étalé sur la valve ($\sim 6 \text{ }\mu\text{J/cm}^2$). La transmission mesurée à 800 nm est de 80%, sachant que les interfaces n’ont pas de traitement anti-reflet. La polarisation du faisceau de lecture doit être parallèle à la direction d’ancrage des molécules de cristal liquide sur les faces de la cellule. Pour éviter les effets d’auto-adressage de la valve optique, qui peuvent être provoqués par l’absorption du faisceau de lecture lui-même, la longueur d’onde de ce faisceau doit être la plus éloignée possible du maximum du spectre d’absorption du BSO. Cette courbe n’est pas connue avec précision, mais un fonctionnement correct est observé à partir de 650 nm.

2.3.3 Insertion dans le dispositif expérimental

Pour utiliser la valve optique comme un modulateur programmable de front d’onde, il est nécessaire de caractériser au préalable précisément les aberrations propres de ce composant. Un laser He-Ne filtré spatialement et recollimaté est par exemple une source adéquate pour réaliser cette mesure. Cependant, nous avons mesuré les distorsions de front d’onde introduites par la valve optique directement avec le faisceau femtoseconde comme faisceau de lecture, afin de tenir compte à la fois des aberrations du faisceau incident et de la réponse de la valve spécifique à ce faisceau (longueur d’onde et énergie données).

Lorsqu’elle est éteinte, la valve se comporte comme une simple lame de verre de bonne qualité, n’introduisant aucun défaut de front d’onde. Par contre, lorsqu’elle est adressée par une lumière uniforme sur toute sa surface, d’intensité correspondant au

milieu de sa dynamique, la valve introduit deux types d'aberrations. La première est une distorsion parabolique, correspondant à une focalisation (focale équivalente mesurée ~ 10 m). Il est donc aisé de compenser cette courbure de phase en ajustant le réglage d'un télescope placé en amont de la valve, de la même façon que pour la compensation de la divergence du laser. Une distorsion plus compliquée est également mesurée, d'amplitude pic-vallée $\sim \lambda/2$ (figure 2.10), qui inclut à la fois les non-uniformités de l'éclairage d'adressage, les aberrations propres de la valve (c'est-à-dire les non-uniformités spatiales de réponse en phase à un niveau de gris d'adressage donné), les aberrations du faisceau, ainsi que l'auto-adressage de la valve par le faisceau lui-même. En effet, la puissance du faisceau infrarouge étant bien supérieure à la puissance requise pour l'adressage, le BSO absorbe légèrement le faisceau à 800 nm bien qu'il se situe en queue de spectre d'absorption*.

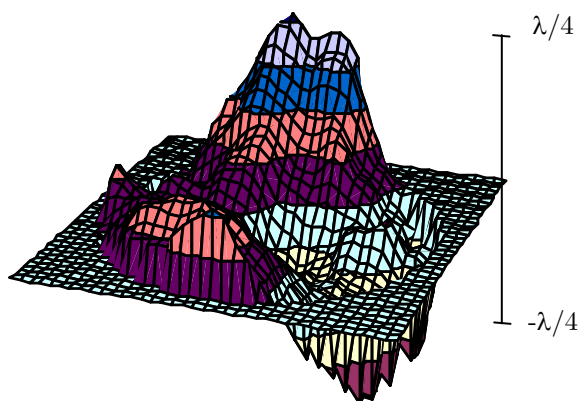


Figure 2.10 – Aberrations cumulées de la valve optique (hors courbure de phase) et du faisceau incident, mesurées à la sortie de la valve.

Pour s'affranchir de ce problème, on peut par exemple travailler à une cadence très faible (1 Hz) de façon à ce que la valve s'éteigne avant l'arrivée de l'impulsion suivante [22]. Ceci n'est évidemment pas envisageable dans notre cas car la cadence de travail est de 100 kHz. Un compromis a été trouvé en augmentant l'étalement spatial du faisceau de manière à diminuer la fluence reçue par la valve, les conséquences de l'auto-adressage peuvent alors être compensées par la boucle d'optique adaptative. Le système de correction de front d'onde corrige donc à la fois les aberrations du laser et de la valve optique (hormis la courbure de phase) ainsi que les non-uniformités éventuelles de la lumière d'adressage.

* Ce phénomène n'est pas observé avec l'oscillateur Vitesse, dont la fluence est 1000 fois plus faible.

Chapitre 3

Correction de front d'onde

3.1 Introduction

Nous avons présenté au chapitre 2 les techniques les plus courantes de modulation dynamique de la phase spatiale. Avant de détailler le dispositif qui a été développé pour la correction de front d'onde de la source femtoseconde utilisée, commençons par évoquer certains résultats de la littérature consacrés à la correction des aberrations de telles sources à impulsions ultra-brèves.

Grâce aux propriétés de bonne tenue au flux des miroirs déformables (autorisées par un traitement diélectrique épais) et à leur amplitude de modulation élevée, ceux-ci sont utilisés principalement pour la correction d'aberrations de chaînes à très haute énergie mais de très faible cadence. Ainsi, une diminution de moitié des aberrations de la chaîne 10-TW du CUOS aux Etats-Unis délivrant des impulsions de 2.5 J, 400 fs à 1053 nm a par exemple été réalisée [23, 24]. De la même façon, des miroirs déformables sont également utilisés pour corriger les aberrations du système allemand ATLAS du

Max-Planck-Institut für Quantenoptik [25, 26], de la chaîne 1.5 PW du LLNL aux Etats-Unis [27], de la chaîne 100-TW du LULI en France [28, 29], ou encore de la chaîne 100-TW du LOA [30, 31]. Les dispositifs mis en place permettent d’atteindre des intensités crêtes élevées au point focal. Cependant, la qualité de correction de front d’onde est limitée par la faible résolution spatiale des miroirs déformables. Pour des applications mettant en jeu des sources moins intenses, l’utilisation de composants SLM s’avère être un moyen d’obtenir de meilleurs résultats de correction des aberrations, par exemple sur une chaîne laser basse cadence haute énergie [32]. Dans ce chapitre, nous détaillons le système d’optique adaptative qui a été mis en œuvre pour la correction de front d’onde de notre source laser femtoseconde haute cadence basse énergie, afin de disposer d’une phase quasi-plane pour les expériences de mise en forme de tache focale.

Le principe de cette expérience consiste à ajuster en temps réel la modulation de phase appliquée au faisceau par l’intermédiaire de la valve optique de façon à compenser les aberrations de phase présentes sur le faisceau incident. Comme dans toute boucle classique d’optique adaptative, une rétroaction sur le modulateur est mise en place après mesure de la phase et comparaison à la phase voulue* (figure 3.1).

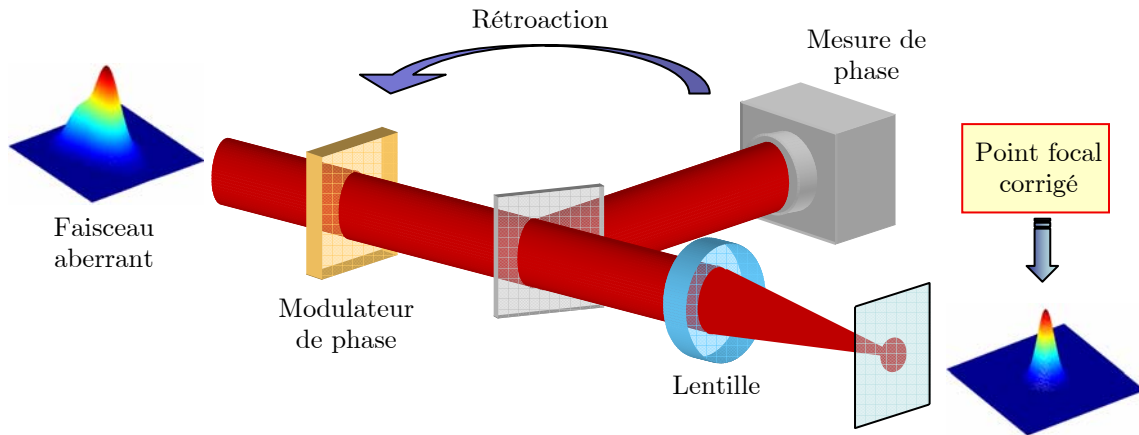


Figure 3.1 – Schéma de principe de correction de front d’onde.

* phase nulle ici.

3.2 Dispositif expérimental

La valve optique s'insère dans le dispositif expérimental selon le schéma de la figure 3.2 ci-dessous.

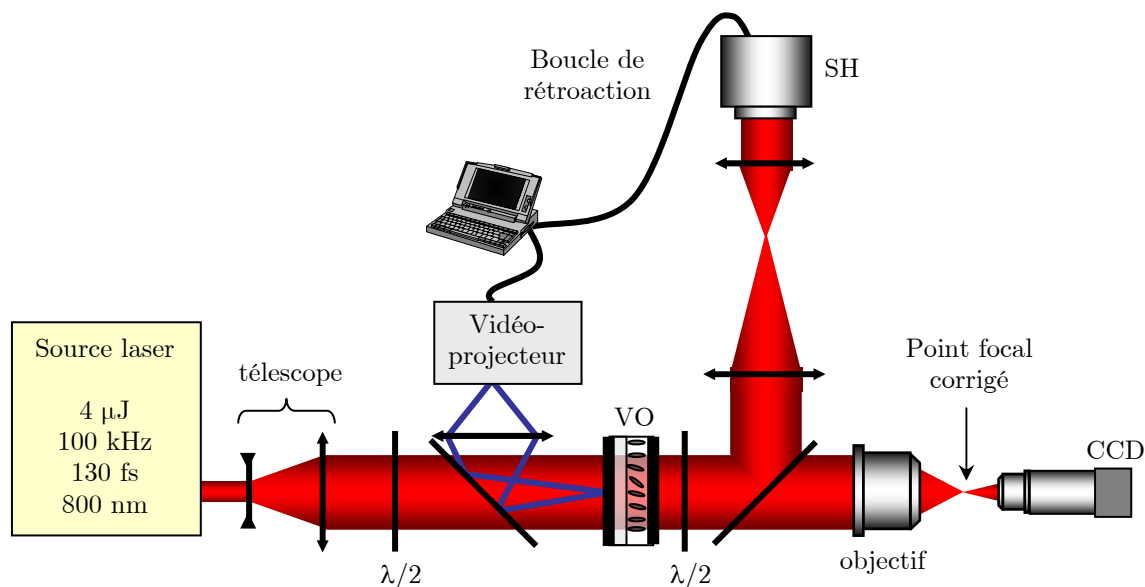


Figure 3.2 – Schéma du dispositif expérimental. Source laser : 4 μJ, 100 kHz, 130 fs, 800 nm. ; $\lambda/2$: lame demi-onde ; la valve optique (VO) est adressée par le faisceau d'un vidéoprojecteur devant lequel est placé un filtre bleu (non représenté) pour centrer le spectre d'émission autour de 450 nm ; la phase est mesurée par un Shack-Hartmann (SH) ; le faisceau est focalisé par un objectif $\times 20$, $ON=0,3$; le point focal est imagé sur une caméra CCD ; des densités neutres (non représentées) sont placées devant le vidéoprojecteur, le Shack-Hartmann et la caméra CCD pour ajuster les intensités des faisceaux, et un filtre infrarouge (non représenté) est placé après la lame de prélèvement pour couper la lumière bleue d'adressage.

La source laser délivre des impulsions de durée 130 fs et d'énergie 4 μJ à la cadence de 100 kHz. Le faisceau est élargi grâce à un télescope de façon à bénéficier de toute l'ouverture utile de la valve optique. Sur une pupille de diamètre 1 cm, on dispose ainsi d'environ 100×100 points d'adressage, définis par la résolution spatiale de la valve. La polarisation du faisceau (initialement verticale) est ajustée grâce à une lame demi-onde pour être parallèle à la direction des molécules de cristaux liquides, afin de bénéficier de la dynamique de phase maximale. L'adressage optique de la valve est réalisé par la lumière incohérente émise par la lampe d'un vidéo-projecteur, filtrée pour laisser passer uniquement la composante bleue, dans la plage spectrale d'adressage de la valve optique centrée sur $\lambda=450$ nm. Le contraste et la luminosité du vidéo-projecteur doivent également être précisément ajustés de façon à se positionner dans la zone où la phase $\Delta\varphi$ induite par la valve optique est la plus sensible aux différences d'éclairement

de la lumière d'adressage et ainsi couvrir toute la dynamique de la valve. L'adressage est alors réalisé de façon très simple : il suffit d'afficher une carte de niveaux de gris sur l'écran de l'ordinateur de commande pour que celle-ci soit imagée sur la valve par l'intermédiaire d'un objectif photographique.

Lorsque le faisceau femtoseconde traverse la valve optique, sa phase se trouve modifiée. Une seconde lame demi-onde est placée juste après la valve pour établir une polarisation verticale, suivi d'une optique de focalisation de qualité, qui peut être un achromat ou un objectif de microscope selon la taille de point focal désirée. Pour ces expériences, nous avons utilisé un objectif $\times 20$, $ON=0,3$. Un système d'imagerie sur une caméra CCD permet de bénéficier d'un contrôle en temps réel du point focal.

Juste après la valve optique, une fraction du faisceau est prélevée grâce à une lame épaisse de facteur de réflexion 5% pour la polarisation verticale à 800 nm. Ce faisceau est dédié à la mesure du front d'onde : le plan de la valve optique est imagé sur la pupille d'entrée du senseur de phase grâce à un télescope de grandissement 1/2. La phase mesurée correspond alors à la phase du faisceau directement en sortie de la valve. La mesure est réalisée grâce à un analyseur de front d'onde de type Shack-Hartmann, dont le fonctionnement repose sur le principe illustré sur la figure 3.3

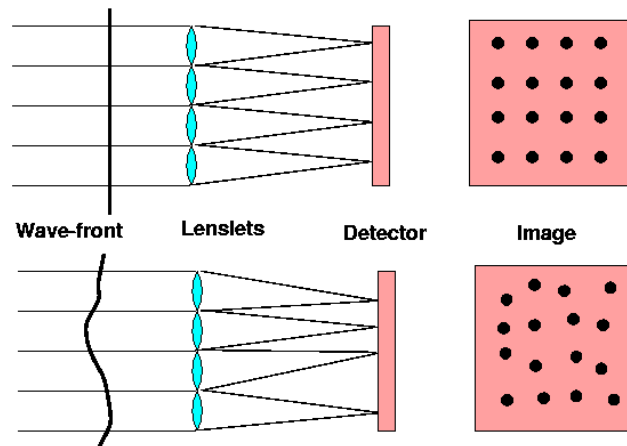


Figure 3.3 – Principe du Shack-Hartmann : la mesure du décalage de chacun des point focaux de la matrice de micro-lentilles par rapport à chaque foyer permet de calculer les pentes locales du front d'onde et ainsi de reconstruire la surface d'onde.

Le Shack-Hartmann dont nous disposons (modèle HASO de la société Imagine Optic) comporte une matrice de 32×32 micro-lentilles sur une pupille carrée de 5×5 mm². Le front d’onde incident est échantillonné en sous-pupilles de diamètre égal à celui des micro-lentilles (150 μm). A chaque micro-lentille i est associé un foyer F'_i . Si la pente locale du front d’onde au niveau d’une sous-pupille i est non nulle, les rayons incidents sur la micro-lentille i focalisent en F''_i , foyer secondaire. La distance $F'_i F''_i$ est proportionnelle à la pente locale. On peut ainsi estimer toutes les pentes locales et reconstruire le front d’onde sur toute la pupille du senseur de phase. La résolution spatiale est fixée par la taille d’une micro-lentille, ce qui correspond à 300 μm dans le plan de la valve optique. La résolution globale du système est donc limitée par celle du Shack-Hartmann, celle de la valve étant trois fois meilleure.

Une boucle d’optique adaptative impliquant la valve optique, le senseur de phase et un ordinateur est ensuite activée, de façon à piloter en temps réel l’information de phase transmise au faisceau incident par l’intermédiaire de la valve optique. Le paragraphe suivant détaille l’algorithme utilisé pour faire converger la phase du faisceau vers celle souhaitée.

3.3 La boucle d’optique adaptative

Cette boucle nécessite d’ajuster en temps réel le signal d’adressage de la valve optique en fonction de la phase mesurée par le HASO. Pour cela, des développements informatiques ont été menés sous Labview de façon à automatiser la procédure. L’annexe 1 détaille le fonctionnement de cette interface, à la fois pour la boucle d’optique adaptative qui nous intéresse ici, mais aussi pour la mise en forme de faisceau par modulation de phase présentée au chapitre 4.

La condition préalable à la mise en place d’une boucle d’optique adaptative est d’assurer l’exacte correspondance entre la pupille d’adressage (et donc la zone utile de la valve optique) et la pupille du HASO. Cet alignement est très délicat, il doit être réalisé de manière extrêmement précise sous peine de non-convergence de la boucle. Il est effectué en imposant une série de masques d’adressage bien spécifiques (mires, cercles...) de façon à ajuster au mieux la position et la taille de la fenêtre d’adressage. De même, l’imagerie du plan de la valve sur la pupille d’entrée du HASO nécessite la

même attention. L'expérience montre que la précision minimale requise pour ces réglages est de $60\ \mu\text{m}$.

L'adressage se fait en imageant l'écran du PC sur la valve grâce à un vidéo-projecteur. La résolution de l'adressage est alors trois fois supérieure à celle de la valve optique puisque l'on dispose de 300×300 pixels d'adressage sur la zone utile de la valve. Ainsi, aucune pixellisation due à la matrice d'adressage n'est observée.

Pratiquement, après avoir compensé la courbure de phase de la valve optique en ajustant le réglage du télescope qui la précède, la procédure itérative utilisée est la suivante (voir figure 3.4) :

1. Adressage gris uniforme au milieu de la dynamique (niveau 128)
2. Mesure de la phase résultante au Shack-Hartmann
3. Comparaison : en fonction du signe de la différence entre la phase désirée et la phase mesurée, on augmente ou diminue le niveau de gris de 1 niveau pour chaque pixel
4. On recommence la procédure avec ce nouveau masque d'adressage, jusqu'à atteindre la valeur de consigne (choisie par l'utilisateur) qui détermine l'arrêt de la procédure.

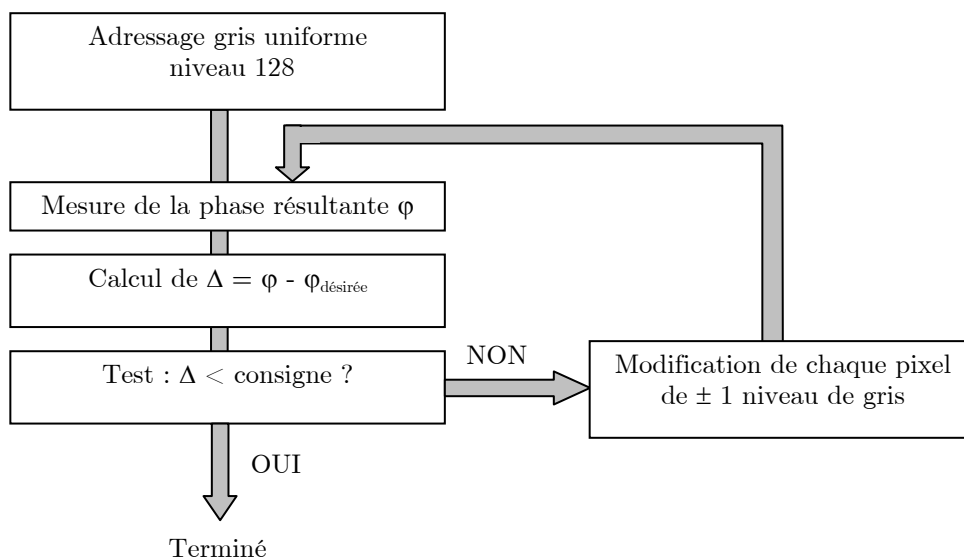


Figure 3.4 – Diagramme reflétant la procédure itérative de la boucle d'optique adaptative.

La mesure de phase réalisée à chaque itération est moyennées sur 2500 impulsions. En ajoutant le temps de traitement informatique, une itération s’effectue en une demi-seconde environ. Cette méthode est moins rapide que les boucles utilisées habituellement en optique adaptative, qui sont optimisées pour corriger les perturbations temporelles de l’atmosphère (100 Hz). Cependant, les fluctuations de phase de la source RegA étant très lentes, cet algorithme simple convient à notre expérience.

3.4 Résultats de correction de front d’onde

L’amplitude pic-vallée PV des distorsions de phase du faisceau incident après traversée de la valve optique atteint $PV = 370 \text{ nm}$, correspondant à $\sim \lambda/2$ à 800 nm (figure 3.5.a), l’écart-type ou déviation rms étant alors $\sigma = 66 \text{ nm} = \lambda/12$. Lorsqu’on lance l’algorithme adaptatif de correction de phase, on obtient rapidement un front d’onde uniforme, après une trentaine d’itérations [33] (figure 3.5.b). Les aberrations résiduelles mesurées sont alors $PV = 53 \text{ nm} = \lambda/15$ sur la pupille de 1 cm de diamètre, avec une valeur rms de $\sigma = 8 \text{ nm} = \lambda/100$.

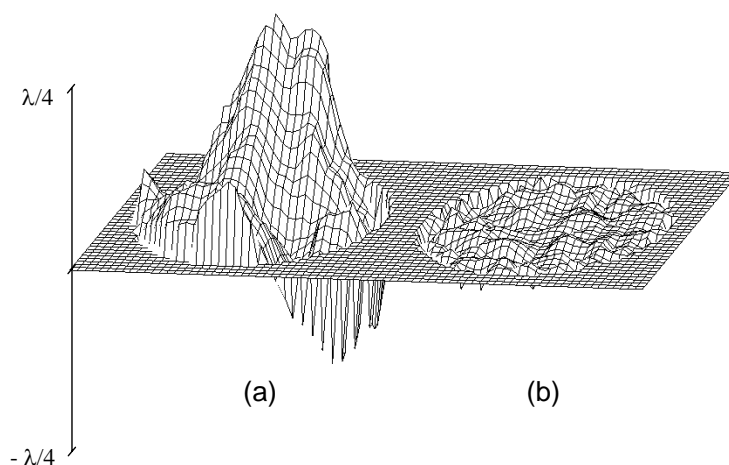


Figure 3.5 – Front d’onde de la chaîne femtoseconde amplifiée : (a) sans correction de front d’onde : $PV = \lambda/2$, $\sigma = \lambda/12$, (b) avec correction active de front d’onde : $PV = \lambda/15$, $\sigma = \lambda/100$.

La tache focale correspondante, est visualisée sur une caméra CCD, les résultats sont reportés sur la figure 3.6. La colonne de gauche correspond aux enregistrements de front d'onde aberrant et donc de tâche focale distordue, la colonne de droite présente les mêmes enregistrements après correction active de front d'onde par la valve optique. La même atténuation est appliquée au faisceau dans les deux cas. On note une nette amélioration de la forme de la tâche focale corrigée, qui présente une largeur totale à $1/e^2$ de $2.7 \mu\text{m}$, la largeur totale à mi-hauteur (FWHM) étant de $1.7 \mu\text{m}$. En outre, toute l'énergie du faisceau est alors concentrée dans la tache gaussienne, d'où une intensité crête supérieure.

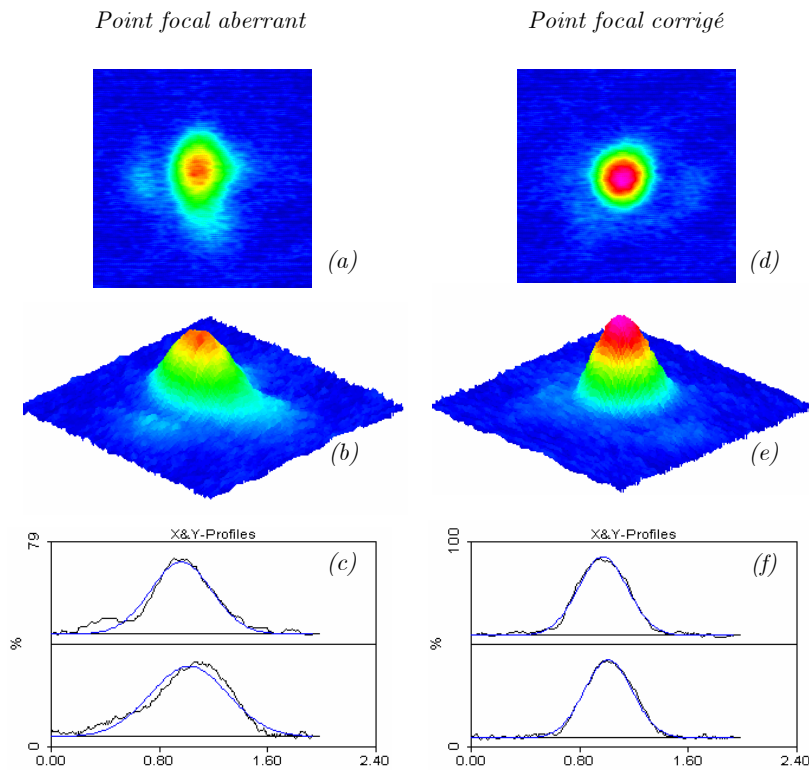


Figure 3.6 – Représentations 2D, 3D et coupes du point focal aberrant (a,b,c) et du point focal obtenu après correction de front d'onde (d,e,f). Les intensités relatives sont respectées. Les ajustements gaussiens sont tracés en bleu, les unités sont arbitraires (objectif de focalisation $\times 20$, $\text{ON}=0.3$).

Pour cette expérience, nous avons utilisé un objectif de microscope $\times 20$, $\text{ON}=0.3$, d'ouverture utile inférieure au diamètre du faisceau. La taille du point focal limité par diffraction atteignable avec cet objectif est donnée par le diamètre du premier anneau de la tache d'Airy : $2.44\lambda f/D$ avec D diamètre utile, ou encore

$2.44\lambda/2ON$. Comme il est plus parlant de caractériser la taille d’un faisceau par son diamètre à mi-hauteur (FWHM), on prend habituellement la moitié du diamètre du premier anneau [34], soit :

$$\text{Diamètre du point focal limité par diffraction} = 1.22 \frac{\lambda}{2ON} \quad (3.1)$$

L’application numérique donne $1.63 \mu\text{m}$ à comparer à $1.7 \mu\text{m}$ obtenu expérimentalement. Nous avons donc corrigé le faisceau de ses aberrations, de façon à atteindre la limite de diffraction.

Un paramètre caractéristique de la qualité de focalisation d’un faisceau laser est le rapport de Strehl, défini précisément dans l’annexe 2. Une expression simplifiée a été établie à partir du critère de Maréchal [34]:

$$R_s = 1 - \left(\frac{2\pi\sigma}{\lambda} \right)^2 \quad (3.2)$$

où σ désigne la valeur rms de la phase sur toute la pupille. La validité de cette approximation est assurée tant que le rapport de Strehl est supérieur à 80%, soit une valeur de σ inférieure à $\lambda/14$. Nos mesures se situent donc juste à la limite d’utilisation de cette expression. Nous obtenons $R_s = 0.73$ pour le faisceau aberrant et $R_s = 0.996$ après correction de front d’onde, ce qui confirme le fait que le faisceau corrigé est effectivement limité par diffraction.

Il est intéressant de souligner la bonne reproductibilité de la correction de front d’onde. Si les valeurs présentées ci-dessus sont les meilleures que nous ayons obtenues, une correction de phase à $PV=\lambda/10$ et $\sigma=\lambda/50$ est aisément atteignable en fonctionnement routinier, correspondant à un rapport de Strehl de 98.5%. En outre, cette boucle d’optique adaptative a été testée avec des aberrations initiales d’amplitude 2λ pic-vallée (ajoutées artificiellement au faisceau), et la même qualité de correction de phase a été obtenue. Ceci prouve que la qualité de correction est limitée par les fluctuations de phase du laser lui-même, qui sont effectivement mesurées aux mêmes valeurs. Ce résultat est également corroboré par les mêmes expériences menées avec l’oscillateur femtoseconde Vitesse [35, 36].

Dans un souci de comparaison à la littérature [25, 26, 37, 38], notons que les distorsions de phase incidentes relevées ici ne sont pas fortes. Nous partons donc d’un faisceau d’assez bonne qualité que nous transformons en faisceau limité par diffraction.

Cependant, ce qui peut sembler n'être qu'une nuance n'en est pas une, et prend toute son importance dans les applications de micro-usinage et de photoinscription présentées dans la seconde partie de ce manuscrit [33]. Notamment, concernant le micro-usinage, la forme et la taille du trou usiné est étroitement liée à la distribution d'intensité du faisceau. Nous verrons qu'une amélioration significative de la qualité d'usinage est apportée par la correction de front d'onde de grande qualité obtenue ici.

Chapitre 4

Mise en forme de tache focale

4.1 Introduction

Nous avons montré au chapitre précédent une correction de front d'onde de qualité permettant l'obtention d'un point focal limité par diffraction. Disposant ainsi d'une surface d'onde quasi-plane, l'étape suivante est donc naturellement la structuration contrôlée de la phase spatiale de manière à générer des formes de faisceau arbitraires. L'utilisation d'un composant adaptatif comme la valve optique confère à l'utilisateur la possibilité de piloter de manière programmable le motif créé, moyennant le calcul de la modulation de phase adéquate.

Il est également possible de réaliser une mise en forme active de tache focale avec un miroir déformable. Ceci a notamment été démontré sur des lasers continus [39], et très récemment au LOA sur une chaîne laser femtoseconde 100 TW pour produire un mode en anneau [40]. Cependant, la résolution spatiale limitée des miroirs n'autorise pas la génération de fonctions de phase comportant des fréquences spatiales élevées, la qualité du résultat de mise en forme reste donc limitée. Concernant les applications de mise en forme avec un SLM non pixellisé, la valve optique a déjà démontré son

efficacité pour une mise en forme temporelle [41], un contrôle de mode intracavité sur laser YAG [42], une mise en forme longitudinale de tache focale sur la chaîne femtoseconde 100 TW du LULI [43]. Nous nous proposons dans ce chapitre de tirer profit de ce composant pour réaliser une expérience originale de mise en forme programmable de tache focale sur une chaîne femtoseconde haute cadence.

Ce chapitre est donc consacré au problème de la mise en forme spatiale du faisceau dans le plan focal d’une lentille, schématisé sur la figure 4.1. Il s’articule autour de trois parties. La première traite de la méthode de calcul de la modulation de phase requise pour l’obtention d’un profil d’intensité donné. On s’attache ensuite à la description du dispositif expérimental avant de présenter et d’analyser les résultats obtenus.

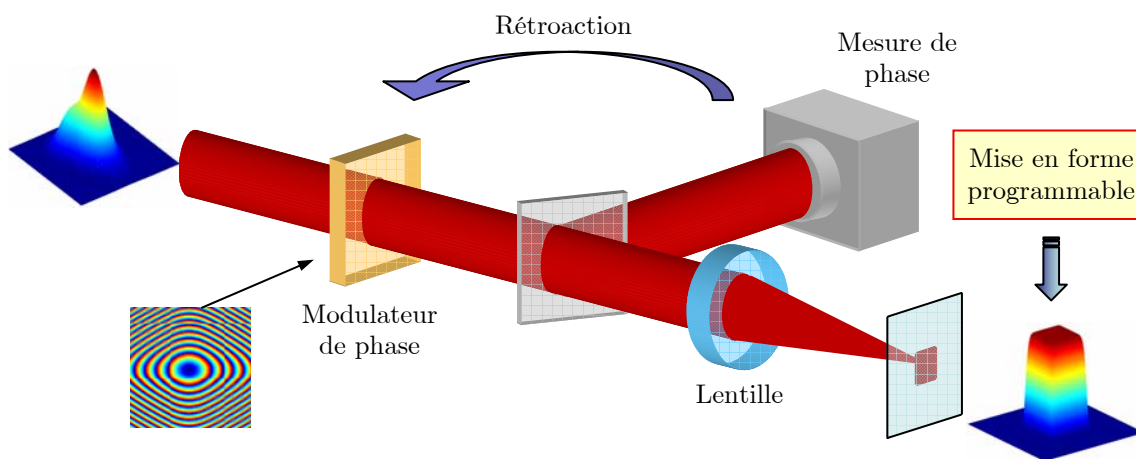


Figure 4.1 – Schéma de principe pour la mise en forme spatiale programmable de tache focale par modulation de la phase spatiale : en imposant la phase appropriée au faisceau initial, on contrôle la distribution d’intensité du faisceau dans le plan focal.

4.2 Calcul de la modulation de phase

Dans l’expérience d’optique adaptative présentée au chapitre précédent, la correction de front d’onde n’implique pas un calcul préalable de la modulation de phase à appliquer. Celle-ci est déterminée en temps réel de manière itérative grâce à une boucle de rétroaction. Par contre, si l’on veut réaliser une structuration du front d’onde et non plus uniquement une correction, il faut calculer préalablement la lame de phase qui donnera la mise en forme voulue, qu’il faudra ajouter à l’information de correction de front d’onde. Autrement dit, connaissant les répartitions transverses initiales de

phase et d'intensité du faisceau incident, il faut calculer l'élément de phase approprié pour transformer le faisceau initial en un faisceau de forme et de répartition spatiale d'intensité arbitraires.

Plusieurs options s'offrent à nous pour mener ce calcul. On pourrait par exemple calculer la modulation de phase sur des niveaux discrets de phase, par exemple des fractions de π , comme cela se fait couramment lors du calcul d'éléments optiques diffractants [44]. Cette technique a déjà fait preuve de sa grande efficacité. Toutefois, une telle modulation de phase spatialement discontinue est source de pertes d'énergie supplémentaires, notamment avec l'apparition possible d'autres ordres de diffraction. On préfère donc mettre en œuvre une méthode de calcul délivrant des lames de phase continues, qui sont bien adaptées à leur retranscription par un composant tel que la valve optique.

4.2.1 Algorithme utilisé

Le problème est de calculer la lame de phase permettant de passer d'une répartition d'intensité du faisceau initial dans un plan P_1 définie par :

$$I_1 \propto |A(X, Y, z_1)e^{i\varphi(X, Y, z_1)}|^2 \quad (4.1)$$

à une répartition d'intensité donnée dans un plan P_2 , définie par :

$$I_2 \propto |B(x, y, z_2)e^{i\psi(x, y, z_2)}|^2 \quad (4.2)$$

Le système est schématisé sur la figure 4.2 : l'opérateur de passage entre les plans P_1 et P_2 est noté \wp , les dépendances en X, Y, x, y, z_1, z_2 sont supprimées des notations pour plus de clarté.

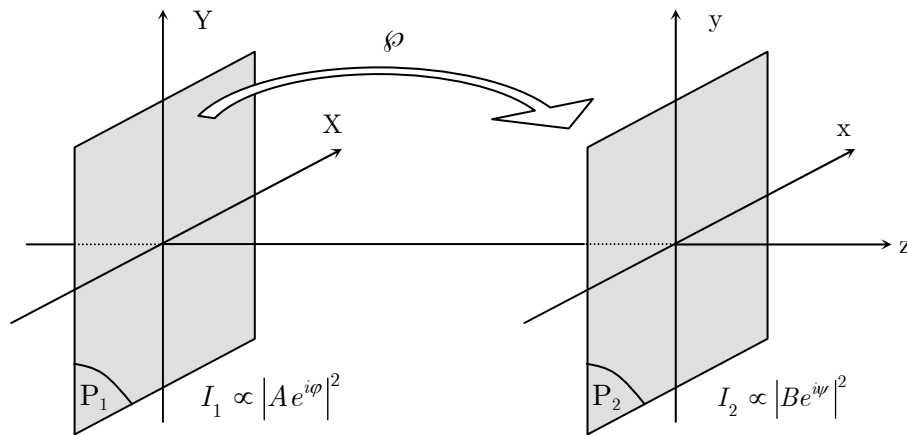
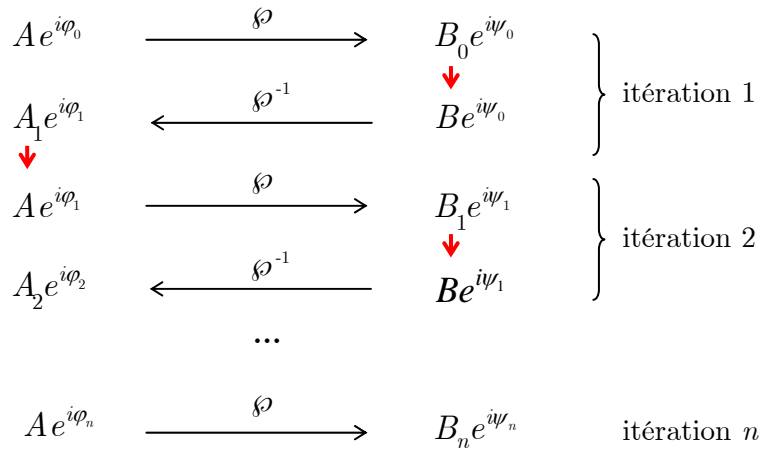


Figure 4.2 – Principe du calcul : transformer $I_1 \propto |Ae^{i\varphi}|^2$ dans P_1 en $I_2 \propto |Be^{i\psi}|^2$ dans P_2 en imposant la distribution de phase φ dans P_1 .

Les contraintes sont d'une part la répartition d'amplitude initiale du faisceau A dans le plan P_1 , et d'autre part la répartition d'amplitude désirée B dans le plan P_2 . L'objectif est de calculer la phase φ qu'il faut appliquer à l'amplitude A pour la transformer en B . Afin d'assurer l'existence d'une solution, la phase ψ dans le plan P_2 est laissée en paramètre libre, car ce qui nous intéresse dans le plan P_2 est uniquement l'intensité. Il n'existe pas de solution analytique à ce problème, on utilise donc un calcul numérique itératif, basé sur la méthode de Gerchberg et Saxton [45, 46] dont le principe est schématisé ci-dessous.



On part d'une amplitude complexe initiale $A e^{i\varphi_0}$ dans le plan P_1 , définie à partir d'une amplitude connue A (celle du faisceau incident) et une phase arbitraire φ_0 . Lors de la première itération, on calcule l'amplitude complexe qui résulte de la propagation \wp jusqu'au plan P_2 pour obtenir $B_0 e^{i\psi_0}$. On définit alors une nouvelle amplitude complexe en remplaçant l'amplitude calculée B_0 du champ par l'amplitude désirée B . Puis, par propagation inverse \wp^{-1} , on calcule l'amplitude complexe résultante $A_1 e^{i\varphi_1}$ dans le plan P_1 , on remplace A_1 par l'amplitude initiale A et on termine ainsi la première itération. Au bout d'un certain nombre n d'itérations, l'algorithme converge vers le résultat souhaité, à savoir :

- $A e^{i\varphi_n}$ dans le plan P_1 . L'amplitude A est bien l'amplitude initiale de notre faisceau, la phase φ_0 a été transformée en φ_n qui est la phase à appliquer pour obtenir la répartition d'amplitude B souhaitée dans le plan P_2 .
- $B_n e^{i\psi_n}$ dans le plan P_2 . L'amplitude B_n est très proche de l'amplitude B demandée, la phase ψ_n ne nous intéresse pas.

Nous discuterons de la convergence de cet algorithme un peu plus loin.

4.2.2 Opérateur de passage

L'opérateur de passage \wp entre les plans initial P_1 et final P_2 est étroitement lié à la configuration expérimentale. Dans le cas qui nous intéresse ici, c'est-à-dire la mise en forme au point focal d'une lentille, l'opérateur \wp est donc défini comme suit :

\wp = passage à travers une lentille et propagation sur sa distance focale f .

Dans cette configuration, et d'après les résultats des calculs d'optique de Fourier rappelés en annexe 3, il existe une relation de transformation de Fourier entre les champs électromagnétiques complexes dans les plans P_1 (plan de la lame de phase) et P_2 (plan de Fourier), qui peut s'écrire :

$$B(x, y, z_2)e^{i\varphi(x, y, z_2)} = \frac{1}{i\lambda f} \text{TF}_{\left(\frac{x}{\lambda f}, \frac{y}{\lambda f}\right)} \left[A(X, Y, z_1)e^{i\varphi(X, Y, z_1)} \right] \quad (4.3)$$

soit en intensité :

$$I_2 \propto \left| B(x, y, z_2)e^{i\varphi(x, y, z_2)} \right|^2 \propto \frac{1}{\lambda^2 f^2} \left| \text{TF}_{\left(\frac{x}{\lambda f}, \frac{y}{\lambda f}\right)} \left[A(X, Y, z_1)e^{i\varphi(X, Y, z_1)} \right] \right|^2 \quad (4.4)$$

où I_2 est la distribution d'intensité dans le plan P_2 , $A(X, Y, z_1)$ et $\varphi(X, Y, z_1)$ étant les répartitions d'amplitude et de phase dans le plan P_1 . Cette transformation de Fourier est évaluée aux fréquences spatiales $f_x = \frac{x}{\lambda f}$ et $f_y = \frac{y}{\lambda f}$. L'opérateur \wp est alors une simple transformation de Fourier TF (\wp^{-1} est donc une TF inverse). Ainsi, les deux plans considérés P_1 et P_2 correspondent au champ proche et champ lointain. De la même manière qu'un faisceau est complètement caractérisé par son amplitude et sa phase dans un plan donné*, il est également complètement caractérisé par la connaissance de deux des quatre paramètres que constituent la phase et l'amplitude en champ proche et en champ lointain. Lors de l'algorithme, nous imposons les amplitudes en champ proche et en champ lointain, nous obtenons donc les phases correspondantes dans ces deux plans, notamment la phase $\varphi(X, Y, z_1)$ qui nous intéresse. Puis, lors de l'expérience, on impose l'amplitude et la phase en champ proche, ce qui donne accès au contrôle de l'amplitude en champ lointain.

* c'est-à-dire qu'on peut alors calculer son amplitude et sa phase dans n'importe quel plan par propagation

Remarquons que le fait que l'opérateur \wp soit une simple transformation de Fourier présente un intérêt non négligeable pour les problèmes numériques de programmation de l'algorithme. En effet, cela permet l'économie d'un calcul séparé des opérateurs de propagation et de passage à travers une lentille. Notamment, la propagation peut se programmer de deux façons :

- soit par convolution par la fonction de transfert de propagation en espace libre, les calculs numériques de convolution se conduisant avec des transformations de Fourier
- soit par passage dans l'espace fréquentiel (TF) puis multiplication par la fonction de transfert de propagation dans l'espace fréquentiel puis retour dans l'espace direct (TF⁻¹).

Chacune des options nécessite plusieurs opérations de transformation de Fourier. Sachant que l'opérateur \wp correspond à une seule itération de l'algorithme, l'intérêt en termes de rapidité de calcul est appréciable.

4.2.3 Définition des paramètres de l'algorithme

4.2.3.1 Forme des motifs

Pour le micro-usinage ou la photoinscription par laser femtoseconde, il est primordial de contrôler avec précision les dimensions et la forme du faisceau au point focal de la lentille, c'est-à-dire dans le plan de Fourier. Ces applications nécessitent le plus souvent des faisceaux dits "top-hat" ou "flat-top" (en français : hauts-de-forme), c'est-à-dire présentant une surface d'intensité constante, définie par des bords raides (figure 4.3). Pour décrire ce type de formes, nous adoptons les expressions mathématiques de fonctions hypergaussiennes d'ordre n , définies par :

$$A(r) = A_0 \exp\left(-\left(\frac{r}{w}\right)^{2n}\right) \quad \text{section ronde} \quad (4.5)$$

$$A(x, y) = A_0 \exp\left(-\frac{x^{2n} + y^{2n}}{w^{2n}}\right) \quad \text{section carrée} \quad (4.6)$$

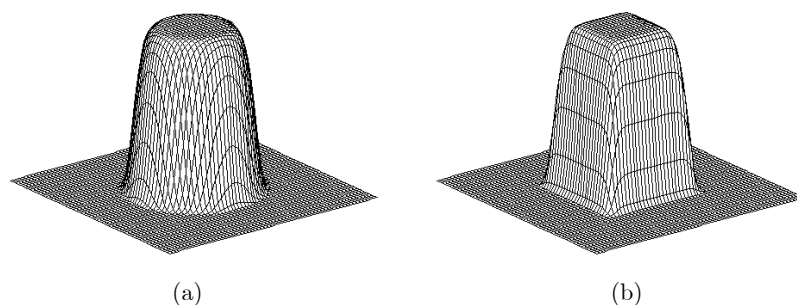


Figure 4.3 – Représentations de faisceaux hypergaussiens d'ordre 10 à section ronde (a) et carrée (b).

La taille d'un faisceau, qu'il soit gaussien, hypergaussien ou de toute autre forme, sera caractérisée par sa demi-largeur w (waist), dont la définition rigoureuse rappelée dans l'annexe 4 est basée sur le calcul du moment d'ordre deux du champ électromagnétique. Ainsi, la formule de propagation des faisceaux gaussiens peut être utilisée pour une forme quelconque de faisceau, même non gaussien [47].

4.2.3.2 Taille de la tâche focale

Afin d'obtenir un motif de taille contrôlée dans le plan de Fourier de la lentille, il faut introduire et relier entre elles les variables définissant les dimensions du faisceau en champ proche et en champ lointain (figure 4.4).

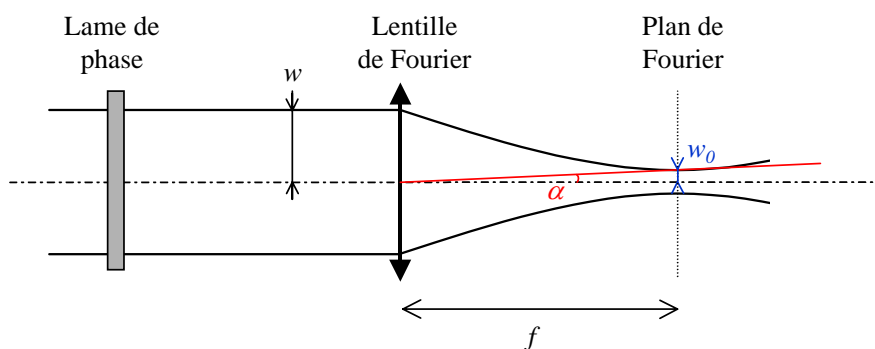


Figure 4.4 – Schéma expérimental introduisant les paramètres de taille des faisceaux en champ proche (w) et en champ lointain (w_0 ou α).

La formule de propagation des faisceaux gaussiens s'écrit (voir annexe 4) :

$$w^2 = w_0^2 \left[1 + \left(\frac{\lambda f}{\pi w_0^2} \right)^2 \right] \quad (4.7)$$

w et w_0 étant les demi-largeurs du faisceau respectivement avant la lentille et dans le plan de Fourier, f la focale de la lentille. Dans les conditions expérimentales ($\lambda=800$ nm, w_0 ~quelques dizaines de microns) et pour des focales supérieures au centimètre, on peut négliger dans l'expression (4.7) le "1" devant le deuxième terme du crochet, pour obtenir alors :

$$w_0 = \frac{\lambda f}{\pi w} \quad (4.8)$$

La variable conjuguée de la distance dans le plan d'entrée (champ proche) est l'angle dans le plan de sortie (champ lointain, ou plan focal image). On définit donc l'angle α , qui caractérise la taille du faisceau dans le plan de Fourier, par :

$$\alpha = \frac{w_0}{f} = \frac{\lambda}{\pi w} \quad (4.9)$$

Le plan de Fourier est ainsi gradué en angle plutôt qu'en fréquence spatiale. L'algorithme délivre la carte de phase permettant d'obtenir un motif donné de taille angulaire α . Suivant les dimensions de tache focale voulues, il suffit d'ajuster la focale de la lentille utilisée pour contrôler la taille w' du motif obtenu, donnée par le produit $w' = \alpha f$, avec w' supérieur à la taille limitée par diffraction w_0 .

Les valeurs possibles pour α sont doublement limitées, d'une part par une raison numérique (la valeur demandée ne doit pas excéder le nombre de pixels de la fenêtre de calcul), et d'autre part par une raison physique (la taille du motif est forcément supérieure à la limite de diffraction). Les calculs de l'annexe 5 permettent donc d'écrire la double inégalité suivante :

$$\alpha_{diff} \leq \alpha \leq \alpha_N \quad (4.10)$$

avec $\alpha_{diff} = \frac{\lambda}{\pi w}$ et $\alpha_N = \frac{\lambda N}{2X}$ où N désigne le nombre pixels et X la taille de la fenêtre de calcul.

4.2.4 Convergence de l'algorithme

4.2.4.1 Critère d'erreur

Du point de vue de la programmation, la convergence de l'algorithme s'estime par un critère d'erreur caractérisant l'écart entre l'intensité de référence demandée $I^{ref} \propto |B|^2$ et l'intensité obtenue après convergence de l'algorithme $I \propto |B_n|^2$. Ce critère estime l'erreur au sens des moindres carrés, c'est-à-dire qu'il est basé sur la définition du χ^2 :

$$\chi^2 = \sum_{i=1}^N \sum_{j=1}^N \frac{(I_{i,j} - I_{i,j}^{ref})^2}{I_{i,j}^{ref}} \quad (4.11)$$

La double somme est réalisée selon les indices i et j , où le couple (i,j) représente le pixel courant dans la matrice carrée de $N \times N$ pixels décrivant la répartition d'intensité considérée. Tel qu'il est défini, ce critère présente deux inconvénients : d'une part il n'est pas utilisable dans le cas d'une matrice contenant des valeurs nulles, d'autre part χ^2 a la dimension d'une intensité. Pour obtenir un paramètre adimensionné utilisable dans notre cas, nous prenons comme critère d'erreur :

$$err = \frac{\sum_{i=1}^N \sum_{j=1}^N (I_{i,j} - I_{i,j}^{ref})^2}{\sum_{i=1}^N \sum_{j=1}^N (I_{i,j}^{ref})^2} \quad (4.12)$$

Cette expression donne les valeurs : $\begin{cases} 0 & \text{en cas d'égalité des matrices } I \text{ et } I^{ref} \\ 1 & \text{si la matrice } I \text{ est nulle} \end{cases}$

Une erreur supérieure à 1 peut également être obtenue. Dans ce cas, l'image obtenue I est très différente de l'image I^{ref} désirée. Ce critère sera utilisé par la suite pour tous les calculs d'erreurs, sauf mention contraire explicite.

4.2.4.2 Sensibilité de l'algorithme

Pour obtenir la convergence de l'algorithme, le choix de la carte de phase initiale $\varphi_0(x, y)$ lors de la première itération peut être déterminant. A priori, celle-ci peut être nulle, aléatoire, ou mieux, de même forme que la phase voulue, à condition bien sûr d'avoir une idée du résultat attendu. L'algorithme convergera alors d'autant plus rapidement si on l'aide à partir dans la bonne direction. Etant donné que le faisceau initial est à symétrie de révolution, il doit en être de même pour la carte de phase initiale. De plus, pour changer la taille d'un faisceau, il faut nécessairement une composante de focalisation, d'où l'idée de choisir une phase initiale convergente ou divergente (figure 4.5). L'amplitude initiale A du faisceau est donc multipliée par $\exp\left(-i\pi r^2/\lambda f\right)$, r étant la distance par rapport au centre de la carte de phase, f la focale de la pseudo-lentille correspondant à cette focalisation. Selon son signe, la phase induira une convergence ($f > 0$) ou une divergence ($f < 0$) du faisceau initial.

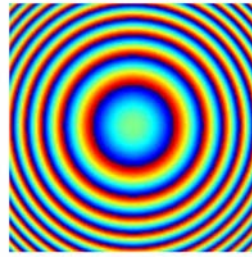


Figure 4.5 – Exemple de carte de phase correspondant à une focalisation du faisceau. La phase est repliée sur une dynamique de 2π , avec des sauts de phase lors du passage brutal du bleu au rouge.

4.2.5 Résultats numériques

Ce paragraphe présente un exemple typique de résultat numérique obtenu avec l'algorithme qui a été développé. La figure 4.6 présente le cas d'une transformation d'un faisceau initialement gaussien en un faisceau hypergaussien d'ordre 10 à section circulaire (top-hat). Les deux premières lignes représentent les intensités des faisceaux : le faisceau initial gaussien de rayon 3 mm (a,b), le faisceau obtenu après convergence de l'algorithme (d,e) qui doit être comparé au faisceau hypergaussien théorique d'ordre 10 demandé (g,h), de rayon 3.2×10^{-3} rad.

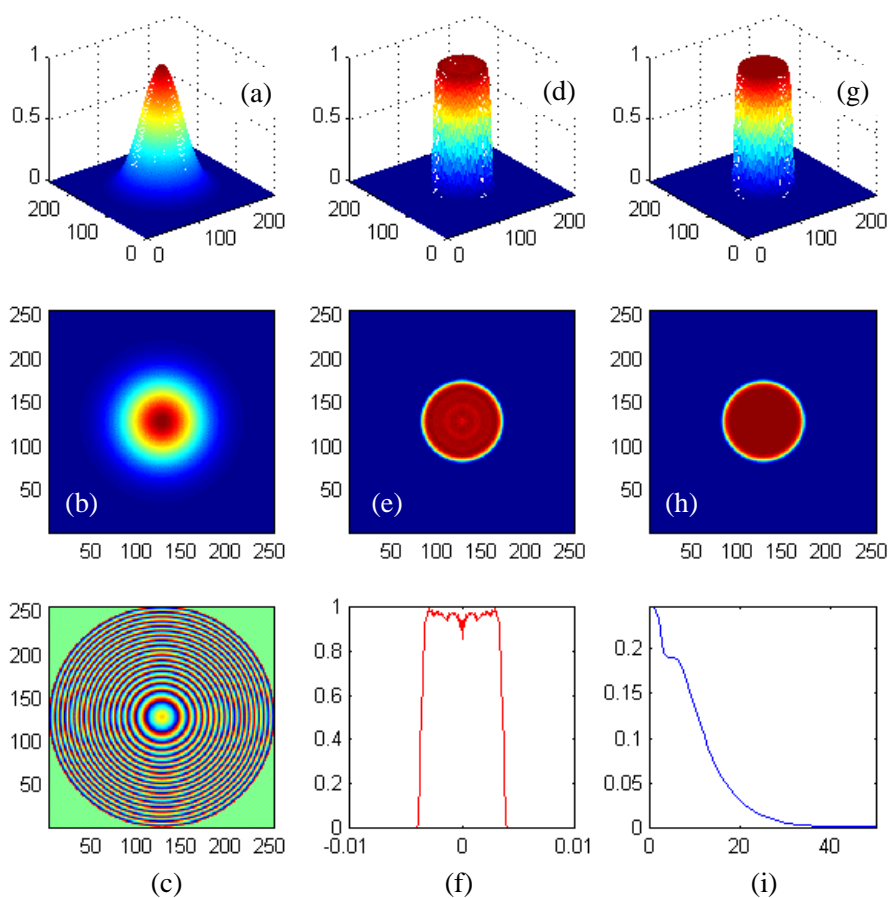


Figure 4.6 – Résultat du calcul. (a),(b) : faisceau gaussien initial de rayon 3 mm (3D et 2D), en intensité. (c) : carte de phase déterminée par le calcul, qui, appliquée au faisceau gaussien initial, le transforme en (d),(e),(f) (3D, 2D, coupe graduée en radians). (g),(h) : faisceau hypergaussien parfait section ronde d'ordre 10 et de rayon 3.2×10^{-3} rad, pour comparaison. (i) : erreur en fonction du nombre d'itérations de l'algorithme.

Le résultat du calcul est la carte de phase (c) qui doit être appliquée au faisceau initial pour le transformer en un faisceau de forme hypergaussienne de la taille angulaire souhaitée. Les anneaux de la carte de phase représentent des sauts de phase car l'échelle des couleurs est comprise entre $-\pi$ et $+\pi$. La figure (i) représente l'évolution de l'erreur avec le nombre d'itérations de l'algorithme. Dans ce cas, il est clair que l'algorithme a convergé au bout de 40 itérations environ, car au-delà l'erreur ne varie quasiment plus. Sa valeur finale est 10^{-3} , ce qui est un résultat très satisfaisant. Cependant, on peut voir sur la coupe représentée figure (f) que le résultat obtenu n'est pas parfait : la répartition d'intensité au sommet du motif n'est pas complètement uniforme et présente de légères oscillations par rapport au motif souhaité. C'est ce dernier point qui pose problème et que nous nous proposons maintenant de détailler.

La forme générale et la taille du motif sont obtenues au bout de quelques itérations seulement, et ceci quelle que soit la forme demandée (rond, carré, triangle...). C'est la forme globale de la carte de phase qui contribue à la formation du bon motif. La difficulté provient de la répartition d'intensité à l'intérieur de la forme elle-même, due aux détails de la carte de phase, et particulièrement sensible à la taille demandée du motif comparativement à la limite de diffraction. Sur la figure 4.7, nous étudions l'influence de la valeur de la taille angulaire demandée α par rapport à α_{diff} .

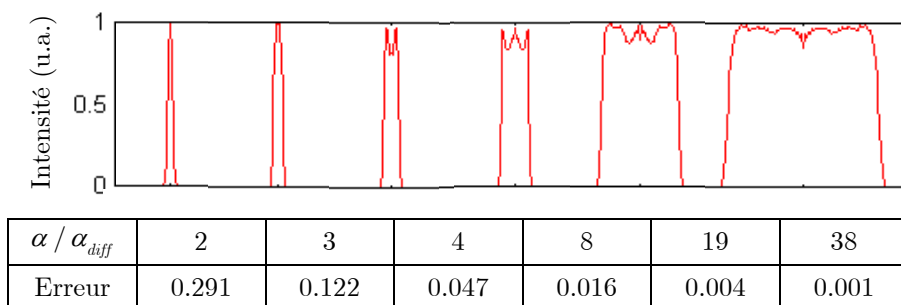


Figure 4.7 – Influence de la valeur de α demandée par rapport à la limite de diffraction. Les graphiques représentent les coupes du motif obtenu après convergence de l'algorithme, le tableau donne les valeurs correspondantes de α / α_{diff} et de l'erreur.

On constate que l'algorithme converge d'autant mieux que l'on demande un résultat le plus éloigné possible de la limite de diffraction. Cependant, il faut tenir compte de la taille de la tache focale désirée. Les applications visées étant à la fois le micro-usinage en surface et la photoinscription dans la masse de matériaux transparents, des lentilles de trop courtes focales sont rédhibitoires si l'on désire une distance de travail minimale de l'ordre du centimètre. Dans le cas de notre calcul, le meilleur résultat est obtenu pour 38 fois la limite de diffraction, soit $\alpha = 3.2$ mrad. Pour obtenir une taille de tache focale de diamètre $20 \mu\text{m}$, ceci impose, par la relation $w' = f\alpha$, une focale de 3.1 mm, c'est-à-dire un objectif de microscope à très courte frontale, ce qui ne convient pas. Etant donné que $\alpha = \frac{\lambda}{\pi w}$ et que la taille initiale du faisceau w est fixée par la dimension de la valve optique (afin d'utiliser toute sa surface pour bénéficier de la meilleure résolution possible), la seule solution pour diminuer la taille de la tache focale avec des lentilles de focale centimétrique est de demander des valeurs de α plus faibles. Un compromis entre taille du motif et détériorations engendrées doit donc être établi. Pratiquement, nous nous efforcerons de ne pas utiliser l'algorithme en dessous de 5 fois la limite de diffraction.

4.3 Le dispositif expérimental

Dans ce paragraphe, nous nous intéressons au problème de transfert sur le faisceau incident des cartes de phase calculées. On explique en détail la procédure d'étalonnage de la valve ainsi que la boucle de rétroaction mise en œuvre pour faire converger la phase appliquée au faisceau vers celle souhaitée, afin de contrôler la forme du faisceau.

4.3.1 Etalonnage de la valve optique

Dans l'objectif d'utiliser les cartes de phase calculées au paragraphe 4.2 pour moduler la phase de façon programmable, un étalonnage de la valve optique doit être réalisé au préalable afin d'établir la correspondance entre un niveau de gris d'éclairement de la valve (intensité de la lumière d'adressage) et le déphasage engendré. Autrement dit, comme la réponse en phase d'un point d'adressage n'est pas linéaire, il faut établir la courbe $\Delta\varphi=f(I)$ pour chaque niveau de gris I . De plus, étant donné que la réponse en phase de la valve n'est pas uniforme sur toute sa surface, cette courbe doit être établie pour chaque point d'adressage. Pour ce faire, on s'inspire de la procédure mise au point par J. Bourderionnet dans sa thèse [22].

Afin de disposer d'un niveau de référence définissant une phase plate, nous utilisons le masque de niveaux de gris déterminé empiriquement pour la correction de front d'onde. Ce masque est appliqué sur une partie de la pupille d'adressage, l'autre partie étant éclairée successivement par chacun des niveaux de gris pour lesquels on souhaite enregistrer la réponse en phase de la valve, pour chaque pixel du senseur de phase (figure 4.8). L'étalonnage de la deuxième moitié de la pupille d'adressage est réalisée de la même façon, puis les données sont rassemblées de manière à obtenir une unique matrice d'étalonnage.

Afin d'éviter d'avoir à manipuler et ensuite à inverser une lourde matrice de $256 \times 32 \times 32$ points, correspondant à l'enregistrement de la réponse en phase à chacun des 256 niveaux de gris sur les 32×32 pixels du Shack-Hartmann, on se contente de balayer la dynamique de 256 niveaux de gris avec seulement 33 points de mesure (1 niveau sur 8), obtenant ainsi une matrice de $33 \times 32 \times 32$ points. Pour un pixel donné, on obtient alors les points de mesure en rouge sur la figure 4.9, correspondant à la courbe $\Delta\varphi=f(I)$.

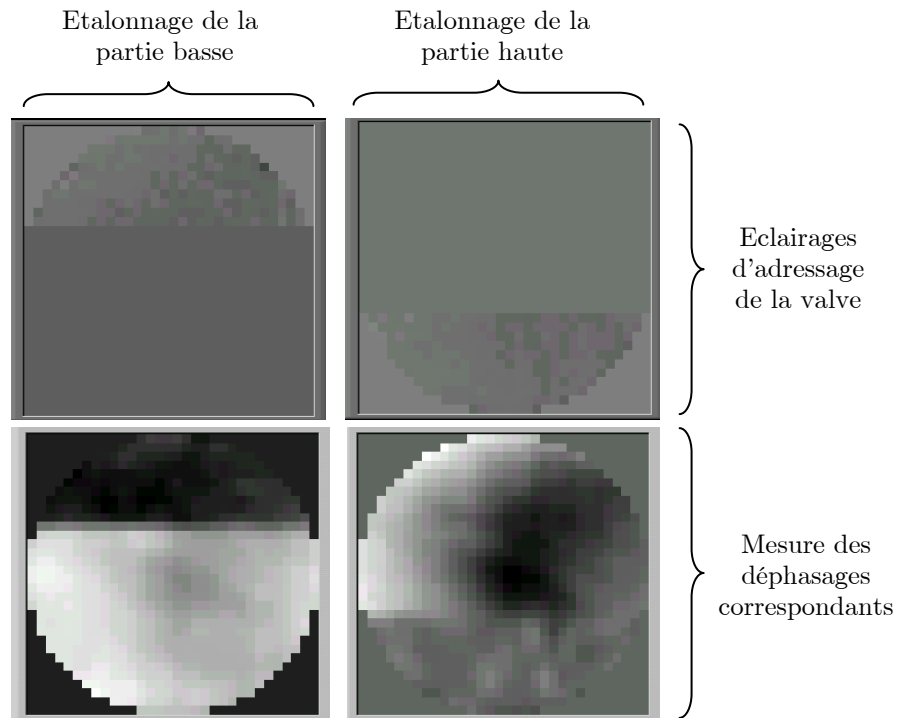


Figure 4.8 – Réalisation de l'étalonnage. En haut : balayage de tous les niveaux de gris d'adressage, une partie de la pupille étant éclairée par la carte de niveaux de gris permettant d'obtenir une phase plate. En bas : enregistrement des déphasages correspondants, pour chaque pixel du senseur de phase. On voit bien sur la mesure de droite qu'un éclairage gris uniforme n'induit pas le même déphasage sur chaque pixel.

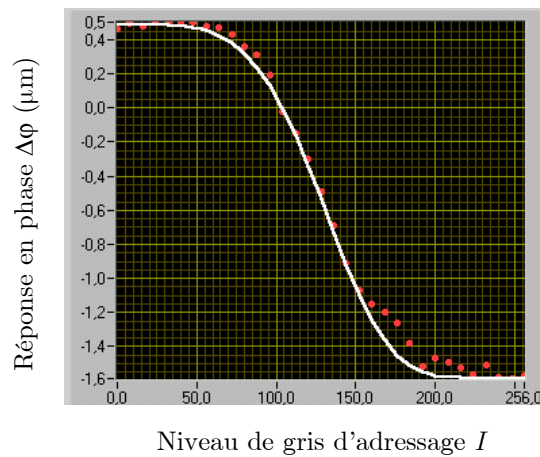


Figure 4.9 - Points de mesure (en rouge) et interpolation (en blanc) de la réponse en phase $\Delta\phi$ de la valve optique pour 33 valeurs de niveau de gris d'adressage.

Cette courbe ayant la même allure pour tous les 32×32 pixels, il est commode de l'interpoler par une fonction de la forme :

$$\Delta\varphi = m + (M - m) \exp \left[- \left(\frac{I}{w} \right)^n \right] \quad (4.13)$$

ce qui correspond à la courbe blanche. Il suffit alors d'enregistrer les 4 coefficients m , M , n , w pour chaque pixel, conduisant ainsi à une matrice d'étalonnage de 4×32×32 points. Cette technique présente le triple avantage d'assurer une procédure d'étalonnage plus rapide, nécessitant peu de mémoire et inversable analytiquement. On calcule le niveau de gris d'adressage I correspondant à un déphasage désiré $\Delta\varphi$ par l'expression :

$$I = w \left[\ln \frac{M - m}{\Delta\varphi - m} \right]^{1/n} \quad (4.14)$$

Tout le processus d'étalonnage est informatisé (voir l'annexe 1 pour les détails). Il ne reste plus qu'à transformer les cartes de phase calculées au paragraphe 4.2 – auxquelles on prend soin d'ajouter la correction de front d'onde – en masques d'adressage*. Ainsi, la modulation de phase appliquée tient compte à la fois de la correction de front d'onde et de la mise en forme. Cependant, lorsque l'on applique un masque d'adressage, il subsiste un écart entre la phase désirée et la phase mesurée. Ce défaut de phase a deux origines distinctes : d'une part l'étalonnage n'est pas parfait, d'autre part les distorsions de front d'onde du faisceau incident peuvent fluctuer entre deux séries d'expériences. Il est donc nécessaire d'implémenter une nouvelle boucle d'optique adaptative pour contrôler précisément la modulation de phase en temps réel afin d'obtenir une mise en forme de qualité.

Pour éviter toute pixellisation de la modulation de phase, les masques d'adressages sont en 256×256 pixels, soit une résolution spatiale sur la valve de 40 μm , bien supérieure à la résolution propre de la valve. Cependant, à cause de la résolution spatiale du HASO limitée à 32×32 pixels, une pixellisation apparaît inévitablement si l'on utilise la boucle de convergence mise au point au chapitre 3, induisant des effets diffractifs et donc une détérioration du résultat de mise en forme. Pour pallier à ce

* La dynamique de 2.4 μm (3π) est décrite sur environ 200 niveaux de gris, un niveau correspond donc à 12 nm (0.015π). La résolution en niveau de gris largement assez précise pour les cartes de phase à appliquer.

problème, nous avons développé une boucle d'optique adaptative plus évoluée pour préserver l'information détaillée d'adressage tout en évitant l'effet de tramage. Le principe simplifié de l'algorithme mis en place est schématisé sur la figure 4.10.

Expérimentalement, 1 pixel du HASO correspond à 8 pixels d'adressage. La boucle de convergence simple du chapitre 3 consiste à ajuster le piston (ordre zéro) pour chaque pixel du HASO, c'est-à-dire pour tout le bloc de 8×8 pixels. Ce nouvel algorithme corrige également les pentes du bloc de 8×8 pixels (ordre 1)*. La phase obtenue est alors très proche de la phase désirée, le masque d'adressage optimisé est suffisamment lisse et continu pour ne pas engendrer d'effets de tramage. Cette technique permet de contrer artificiellement le manque de résolution du senseur de front d'onde.

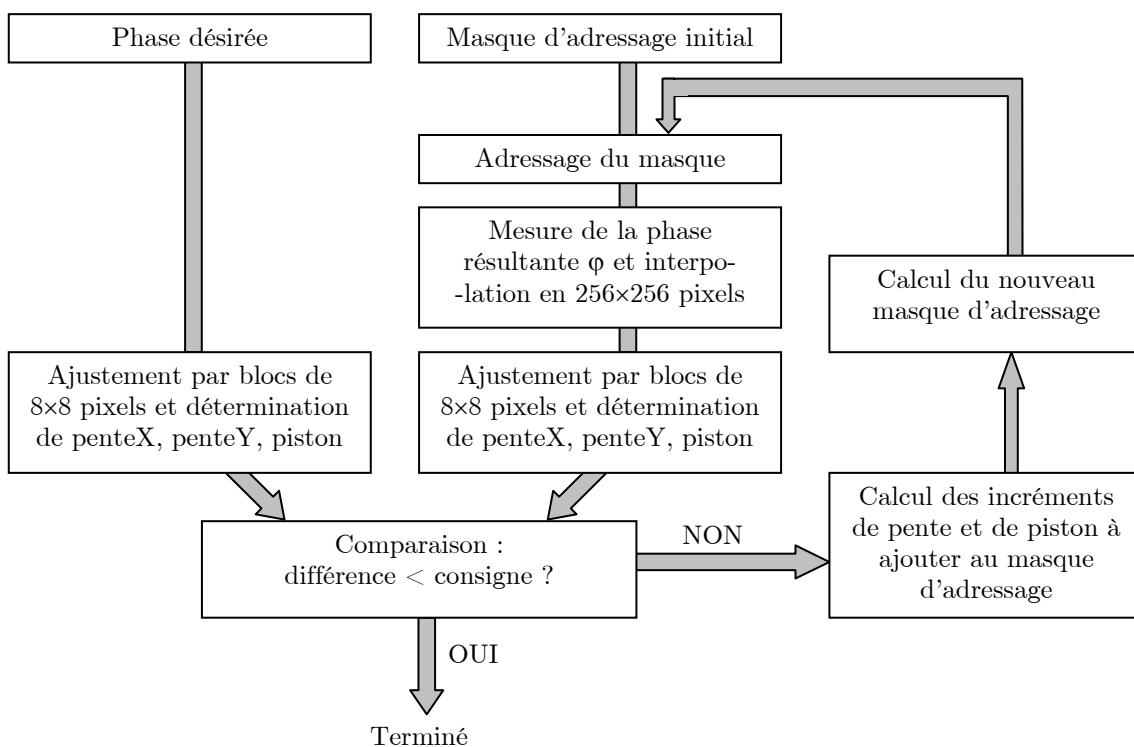


Figure 4.10 – Diagramme de la boucle de convergence.

* Pour cet algorithme, on passe en mode "mesure de pentes" du Shack-Hartmann : un pixel n'est plus caractérisé seulement par une valeur de piston, on a ici accès à l'information supplémentaire que constituent les pentes selon les deux directions X et Y .

4.3.2 Le problème des sauts de phase

Nous allons à présent détailler les étapes nécessaires pour utiliser les calculs de cartes de phase et ainsi réaliser la mise en forme du faisceau. Dans cette partie, nous prenons l'exemple d'une mise en forme carrée. Nous prenons pour cela le résultat du calcul permettant de transformer le faisceau gaussien initial en une hypergaussienne d'ordre 10 (top-hat) à section carrée. La carte de phase à appliquer au faisceau gaussien incident pour obtenir cette mise en forme est représentée sur la figure 4.11. Elle a été dépliée sur une amplitude de 4π , afin d'utiliser au mieux la dynamique de la valve optique*. Cependant, la dynamique nécessaire pour cette mise en forme est de 14π , trois sauts de phase sont donc observés dans la pupille de 1 cm.

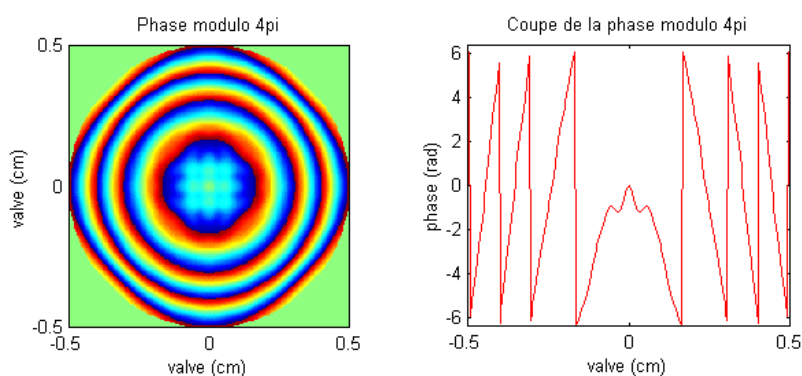


Figure 4.11 – Carte de phase calculée permettant de transformer un faisceau gaussien en top-hat carré. La phase est dépliée sur une amplitude de 4π afin d'utiliser toute la dynamique de la valve optique.

4.3.2.1 Influence de la résolution spatiale

Sous l'influence du champ électrique, les molécules de cristal liquide de la valve optique s'orientent. Mais elles ont tendance à entraîner les molécules voisines, ce qui a pour conséquence de limiter la résolution spatiale de la valve. En d'autres termes, un éclairage d'adressage correspondant à un pic de Dirac génère une modulation de phase spatiale sur une zone circulaire de diamètre $2W$. La valeur de W dépend de plusieurs paramètres, en particulier de l'intensité de la lumière d'adressage et des épaisseurs respectives des couches de photoconducteur et de cristaux liquides. Afin de prédire

* L'amplitude maximale de déphasage mesurée est 6π , mais la fiabilité est mauvaise lorsque l'on s'approche des valeurs extrêmes. Pour un fonctionnement correct, on se restreint à une dynamique de 4π .

l'effet de cette limitation de résolution spatiale, nous considérons que la réponse percussionnelle de la valve est une fonction gaussienne $R(x_0, y_0) = \exp\left(-\frac{x_0^2 + y_0^2}{W^2}\right)$ où $2W$ est la résolution spatiale de la valve optique. La fonction de phase réellement appliquée par la valve est donc la convolution de la phase $\varphi(x_0, y_0)$ calculée par la réponse percussionnelle de la valve.

Cette convolution opère un lissage du profil de phase, particulièrement sensible lorsque la fonction de phase présente des sauts de 4π . Ainsi, non seulement l'amplitude crête-crête de la phase diminue, mais en plus, les sauts de phase deviennent des rampes de phase (figure 4.12). Autrement dit, les fréquences spatiales élevées sont sévèrement filtrées lorsque la valeur de $2W$ augmente.

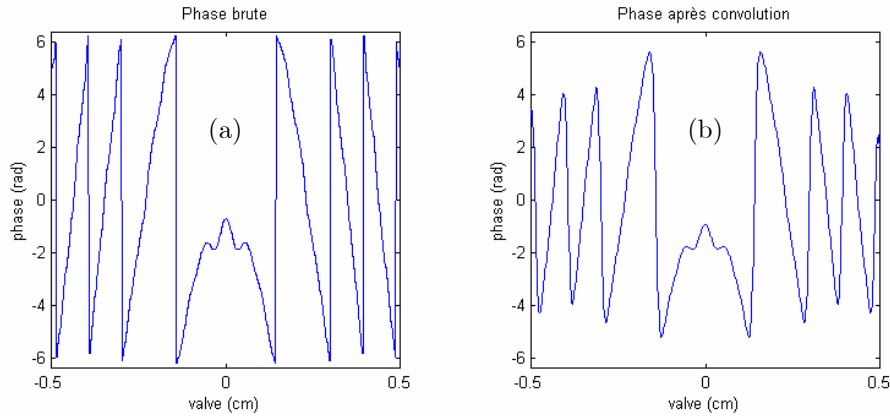


Figure 4.12 – Influence sur la phase de la résolution spatiale limitée de la valve optique. Le profil de la phase initiale (a) est lissé après convolution par la réponse percussionnelle de la valve (b). Les sauts de phase sont alors détériorés. Les calculs sont menés avec une résolution spatiale $W = 300 \mu\text{m}$, afin d'amplifier le phénomène.

La distribution d'intensité $I(x, y)$ dans le plan focal d'un objectif de focalisation est alors donnée par :

$$I(x, y) \propto \left| \text{TF} \left[A(x_0, y_0) \cdot \exp\left(j(\varphi \otimes R)_{(x_0, y_0)}\right) \right] \right|^2 \quad (4.15)$$

où TF désigne une transformation de Fourier et \otimes l'opérateur de convolution, $A(x_0, y_0)$ étant l'amplitude complexe du front d'onde incident sur la valve optique.

La figure 4.13 compare le résultat expérimental obtenu par application d'une distribution de phase contenant des sauts de phase, et le résultat de mise en forme

calculé en tenant compte de cette limitation de résolution spatiale. La valve optique dont nous disposons présente une valeur de $2W$ égale à $100\ \mu\text{m}$.

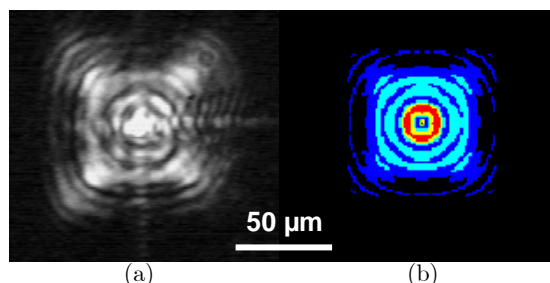


Figure 4.13 – Comparaison entre résultat expérimental (a) et simulation numérique avec une résolution spatiale de $100\ \mu\text{m}$ (b).

Bien que la forme globale du résultat expérimental se rapproche d'un carré (figure 4.13.a), l'influence du lissage des sauts de phase sur la restitution du motif demandé se transcrit par un effet de diffraction faisant apparaître un système d'anneaux à la fois à l'intérieur et à l'extérieur de la forme souhaitée. De plus, la lumière a tendance à se focaliser en une seule tache circulaire au centre du motif, comme elle le ferait en l'absence de modulation de front d'onde. La simulation rend bien compte de ces observations expérimentales (figure 4.13.b), la détérioration du résultat provient donc effectivement de la mauvaise retranscription des sauts de phase par la valve optique. Il faut donc s'affranchir de ces sauts de phase pour d'optimiser la restitution du motif.

4.3.2.2 *Suppression des sauts de phase*

Les sauts de phase proviennent du fait que la dynamique de la valve est limitée à 4π , tandis que la mise en forme demandée nécessite une amplitude bien supérieure. Un double passage dans la valve avec une extraction par polarisation permettrait d'appliquer un déphasage deux fois plus faible sur la valve et donc de supprimer un saut de phase sur deux. Cependant, au vu des distributions de phase calculées, cette solution ne suffit pas pour supprimer la totalité des sauts de phase. Elle présente en outre l'inconvénient d'ajouter un élément optique épais sur le trajet (cube polariseur), introduisant des distorsions de phase supplémentaires, ainsi qu'un allongement de la durée d'impulsion.

Reprenons la carte de phase calculée et déplions la phase sur toute la pupille. Une coupe de cette carte de phase est représentée sur la figure 4.14 (en rouge). On constate que la majeure partie de la modulation de phase calculée correspond à une fonction de phase parabolique (ajustement numérique en pointillés bleu). Cette phase quadratique correspond à une courbure de phase, c'est-à-dire à la modulation de phase engendrée par une simple lentille (sur cet exemple, la focale f de la lentille correspondante vaut 2 m). Celle-ci peut donc être réalisée expérimentalement par un système afocal légèrement déréglé placé en amont de la valve (figure 4.15). Le réglage de la distance entre les deux lentilles permet d'ajuster la courbure de phase du faisceau incident sur la valve. Le dimensionnement de ce télescope permet en outre d'ajuster la taille du faisceau pour un remplissage optimal de la surface utile de la valve.

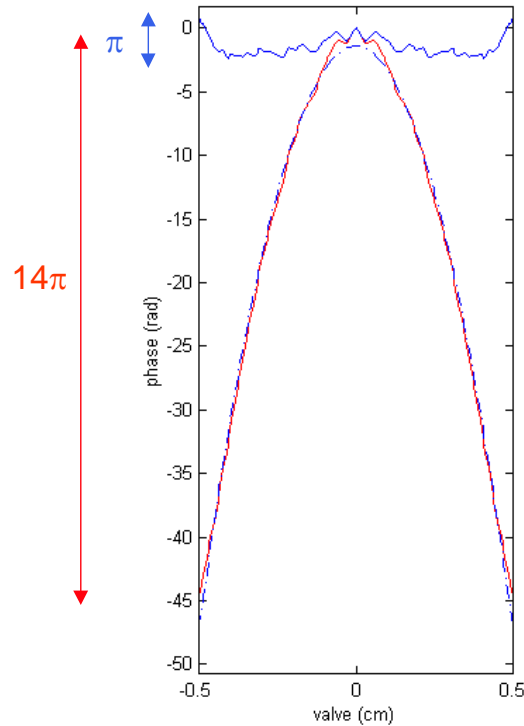


Figure 4.14 – Représentation du profil de phase (rouge), de l'ajustement parabolique (pointillés bleus) et de leur différence (trait continu bleu).

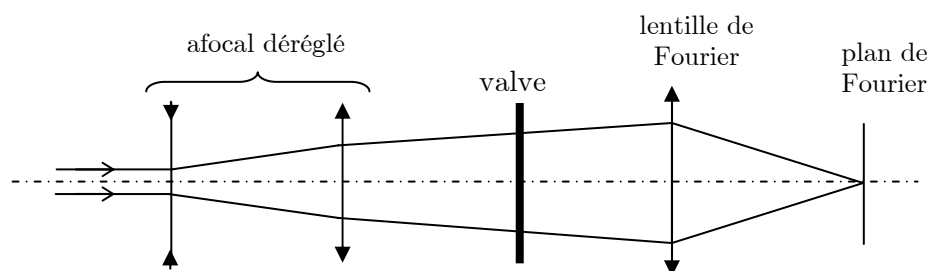


Figure 4.15 – Architecture géométrique pour la compensation de la courbure de phase.

Cette courbure de phase est alors soustraite à la carte de phase initiale. Le profil de la distribution de phase résiduelle (que nous nommerons "résidu" dans la suite) est tracé en bleu sur la figure 4.14 (trait plein). Après soustraction, l'amplitude totale n'exécède pas π sur toute la pupille, contre 14π avant soustraction. Cette amplitude étant inférieure à la dynamique de la valve optique, tous les sauts de phase sont donc supprimés. Ainsi, la phase contient uniquement des faibles fréquences spatiales, qui seront donc bien retranscrites par la valve optique.

La figure 4.16 compare la phase initiale et la phase traitée (après soustraction de la composante de focalisation). La suppression des sauts de phase est clairement mise en évidence, ce qui permet en outre d'observer des détails invisibles auparavant car occultés par la forte composante parabolique. Notons que l'amplitude de ces détails est très faible ($\sim\pi/6$ ou $\sim\lambda/12$ à 800 nm). Ainsi, afin d'éviter qu'ils ne soient noyés dans les défauts de front d'onde du faisceau laser à structurer, une correction précise des aberrations du faisceau est indispensable. La correction de front d'onde exposée au chapitre 3 constitue donc un préalable à la mise en forme de faisceau par modulation de la phase spatiale. En fonctionnement routinier, la correction est effectuée à $\lambda/10$ picvallée et $\lambda/50$ rms. La modulation de phase obtenue est alors ajoutée à la modulation calculée pour structurer la forme du point focal. Cette procédure a été suivie dans tous les résultats présentés dans la suite de ce manuscrit.

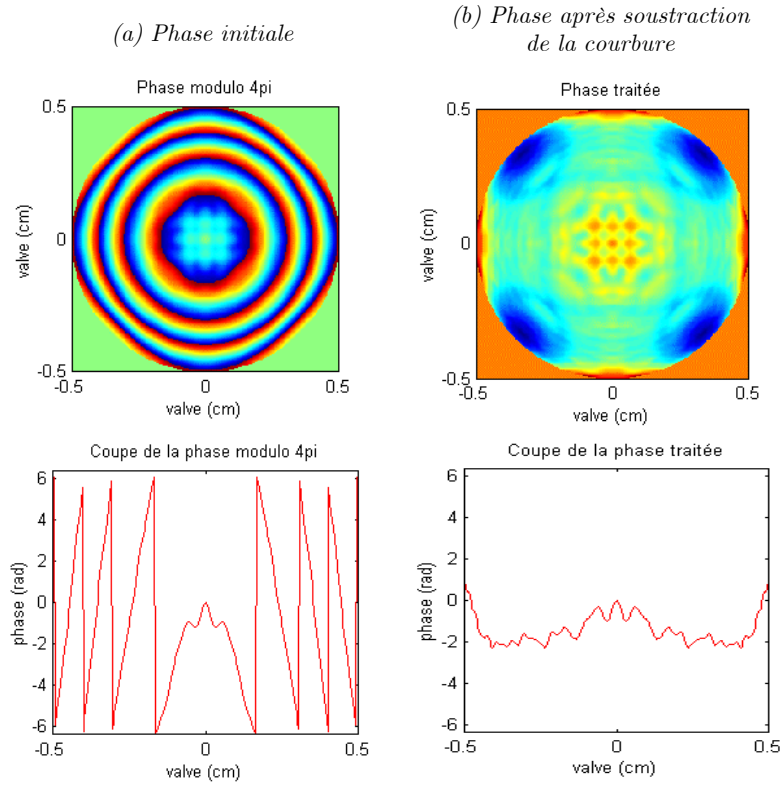


Figure 4.16 – Comparaison entre la phase initiale colonne de gauche (a) et la phase après soustraction de la courbure (b), tracées avec leurs profils respectifs. Tous les sauts de phase sont supprimés par ce traitement numérique.

Expérimentalement, la composante de courbure de phase sera donc appliquée par un afocal déréglé, la phase restante (résidu) par l'intermédiaire de la valve. Comme précédemment, l'effet de la résolution spatiale limitée de la valve optique est estimé en convoluant cette nouvelle carte de phase, exempte de sauts de phase, par la réponse percussionnelle de la valve. Ensuite, la courbure de phase est ajoutée pour obtenir la distribution d'intensité dans le plan focal :

$$I(x, y) \propto \left| \text{TF} \left[A(x_0, y_0) \cdot \exp \left(j(\varphi_{\text{sans courbure}} \otimes R)_{(x_0, y_0)} + j\varphi_{\text{courbure}} \right) \right] \right|^2 \quad (4.16)$$

L'erreur rms normalisée par rapport à la mise en forme théorique demandée se calcule par le critère d'erreur défini précédemment par l'équation (4.12). Les résultats numériques et expérimentaux sont reportés sur le graphique de la figure 4.17.

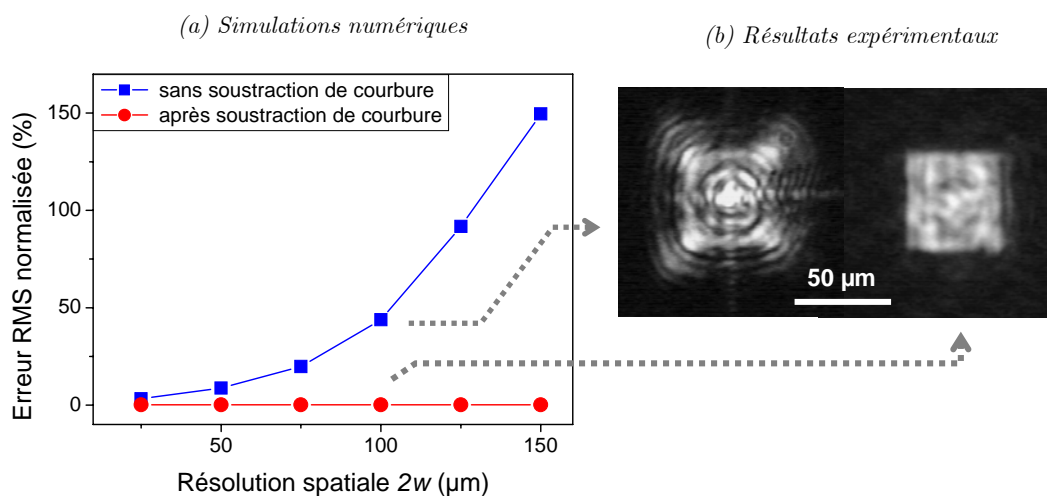


Figure 4.17 – Influence de la résolution spatiale de la valve sur la qualité de l'image reconstruite, dans la configuration sans soustraction de courbure (carrés bleus) et dans la configuration où la courbure de phase est appliquée par le télescope déréglé tandis que la phase restante est appliquée par la valve optique (ronds rouges). Le graphique (a) compare les simulations numériques, la figure (b) les résultats expérimentaux correspondants.

Comme mentionné précédemment, le résultat de mise en forme sans soustraction de courbure entraîne une forte détérioration de l'image reconstruite, avec des erreurs supérieures à 100% dès que la résolution spatiale de la valve optique excède 150 μm (figure 4.17.a). A contrario, la séparation de la courbure de phase et son application par le télescope déréglé permet de s'affranchir de la résolution spatiale limitée du modulateur de phase utilisé, conduisant ainsi à une bonne restitution de la phase quelle que soit la résolution spatiale. La qualité de mise en forme est alors nettement améliorée, comme illustré par la figure 4.17.b. Les effets de diffraction dans les coins du motif sont totalement supprimés, les bords sont plus nets et la répartition d'intensité à l'intérieur du carré gagne en homogénéité. L'erreur expérimentale par rapport au top-hat carré parfait passe alors de 64% (image de gauche) à 5% pour l'image de droite, obtenue dans la configuration permettant la soustraction de la courbure de phase.

4.3.3 Dispositif et protocole expérimental

Le schéma expérimental pour la mise en forme de point focal est le même que celui mis en place pour la correction de front d'onde au chapitre 3 (figure 3.2). La phase spatiale du faisceau incident est modulée de façon contrôlée pour obtenir la mise

en forme voulue au point focal d'une lentille. On utilise donc ici les résultats des calculs détaillés au paragraphe précédent : le résidu de phase est appliqué par la valve optique tandis que la courbure de phase est contrôlée par le télescope qui précède la valve. La phase est mesurée par le Shack-Hartmann, assurant ainsi l'application effective et correcte de la phase demandée par l'intermédiaire de la boucle de convergence présentée plus haut. La transformation de Fourier du champ électromagnétique complexe est effectuée par une lentille, les résultats de mise en forme sont donc disponibles dans le plan de Fourier, c'est-à-dire dans le plan focal de la lentille. Pour cette application, nous choisissons une lentille de focale $f=76.2$ mm et de grande ouverture (35 mm), de sorte que l'ouverture numérique est ainsi fixée par le diamètre du faisceau. En outre, afin d'introduire le moins d'aberrations possible, cette lentille est un doublet achromatique. Le résultat de mise en forme est visualisé en temps réel grâce au système d'imagerie du point focal.

La procédure expérimentale est la suivante :

1. Réglage du télescope pour avoir un faisceau collimaté
2. Mise en place du système de visualisation en F'
3. Repérage de la position de la lentille mobile du télescope qui permet d'obtenir la courbure adéquate calculée* (typiquement de quelques mètres, cette courbure dépend de la forme voulue)
4. Application de la modulation de phase (résidu) et lancement de la boucle d'optimisation
5. Réglage du télescope pour appliquer la courbure repérée en 3.

La courbure de phase est numériquement soustraite lors de la mesure de phase, la boucle d'optimisation concerne uniquement le résidu de phase. Il reste alors à vérifier son application correcte, comme présenté sur la figure 4.18.

* Lors de cette étape, il faut tenir compte du facteur de grandissement $1/2$ entre la valve et le capteur de front d'onde. Ainsi, pour appliquer une courbure de phase $\exp(-i\pi r^2/\lambda f)$ correspondant à une focale f , on doit mesurer $f/4$ sur le HASO.

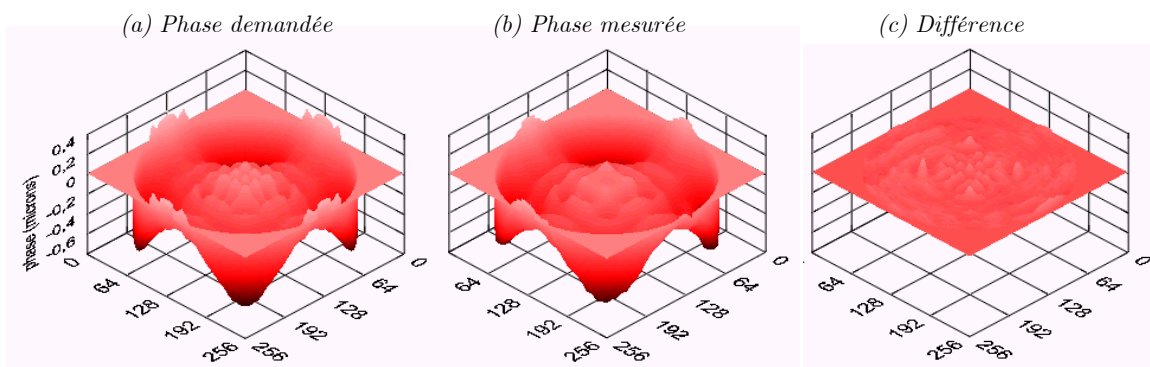


Figure 4.18 – Comparaison entre (a) la phase demandée, (b) la phase mesurée, (c) la différence entre les deux (bords exclus) : l'écart pic-vallée maximum est de $\lambda/4$, l'écart rms est de $\lambda/40$.

La boucle de convergence permet de corriger les erreurs d'étalonnage, et assure surtout la correction en temps réel des aberrations du laser ainsi que ses fluctuations. On remarque cependant que les valeurs atteintes ($PV=\lambda/4$ et $\sigma=\lambda/40$) ne sont pas aussi bonnes que celles obtenues au chapitre 3 lors de la correction de front d'onde. Ceci s'explique de la façon suivante. La phase demandée est en 256×256 pixels, la phase mesurée en 32×32 pixels est interpolée en 256×256 pixels pour améliorer l'efficacité de la boucle de convergence. Ainsi, la différence entre phase demandée et phase mesurée est entachée du manque de résolution du senseur de front d'onde*. Ceci est notamment visible lorsque l'on s'intéresse aux détails contenus dans la partie centrale de la carte de phase, qui sont moins bien retranscrits que la forme globale de la modulation de phase. L'uniformité de la répartition lumineuse à l'intérieur même des formes demandées s'en ressentira alors légèrement.

* Lorsqu'on programme la boucle de convergence en 32×32 pixels, on retrouve alors des valeurs similaires à celles obtenues lors de la correction de front d'onde ($PV=\lambda/10$ et $\sigma=\lambda/50$).

4.4 Résultats de mise en forme

4.4.1 Résultats

Nous présentons dans ce paragraphe les différents résultats de mise en forme de point focal qui ont été obtenus [35, 36, 48-50]. La méthode utilisée est exposée en détails au paragraphe précédent, à savoir l'application de la courbure de phase par réglage du télescope, et du résidu de phase par la valve optique.

La figure 4.19 présente les cartes de phase en niveau de gris (résidus) qui sont appliquées au faisceau pour obtenir une tache focale top-hat circulaire, en forme de couronne, ou top-hat carré.

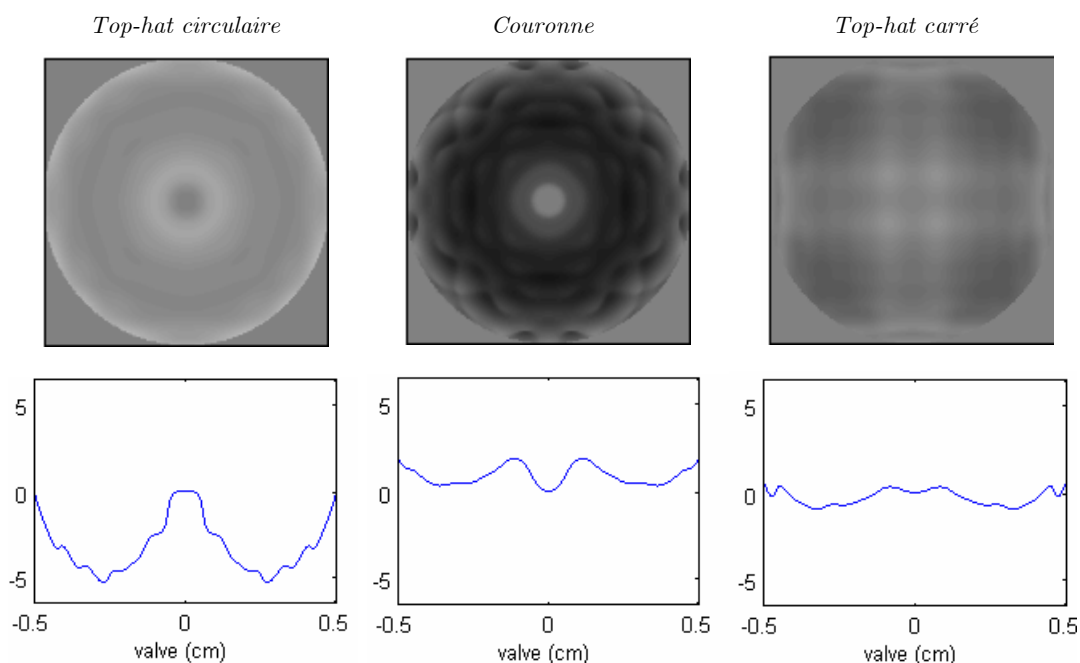


Figure 4.19 – Cartes de phase appliquées par la valve optique, après soustraction de la courbure de phase (résidu) pour obtenir respectivement une tache focale top-hat circulaire, une couronne, un top-hat carré. Les trois cartes de phase sont tracées avec la même dynamique de 4π du noir au blanc, les coupes sont représentées en dessous.

Les résultats de mise en forme correspondants sont présentés sur la figure 4.20, avec les distributions d'intensité, les représentations en trois dimensions, les coupes ainsi que les ajustements numériques par rapport à la forme désirée. La forme globale des motifs est très satisfaisante. En outre, les bords des top-hats présentent des pentes raides en excellent accord avec les ajustements numériques. Ceci souligne la capacité du

système de mise en forme à générer des fréquences spatiales élevées, notamment grâce à la bonne résolution spatiale de la valve optique et à son absence de pixellisation. Pour la couronne, la lumière est bien répartie tout autour de l’anneau, la zone centrale présentant une intensité quasi-nulle. On note cependant la difficulté à obtenir des pentes raides pour ce motif, car l’épaisseur de la couronne est faible.

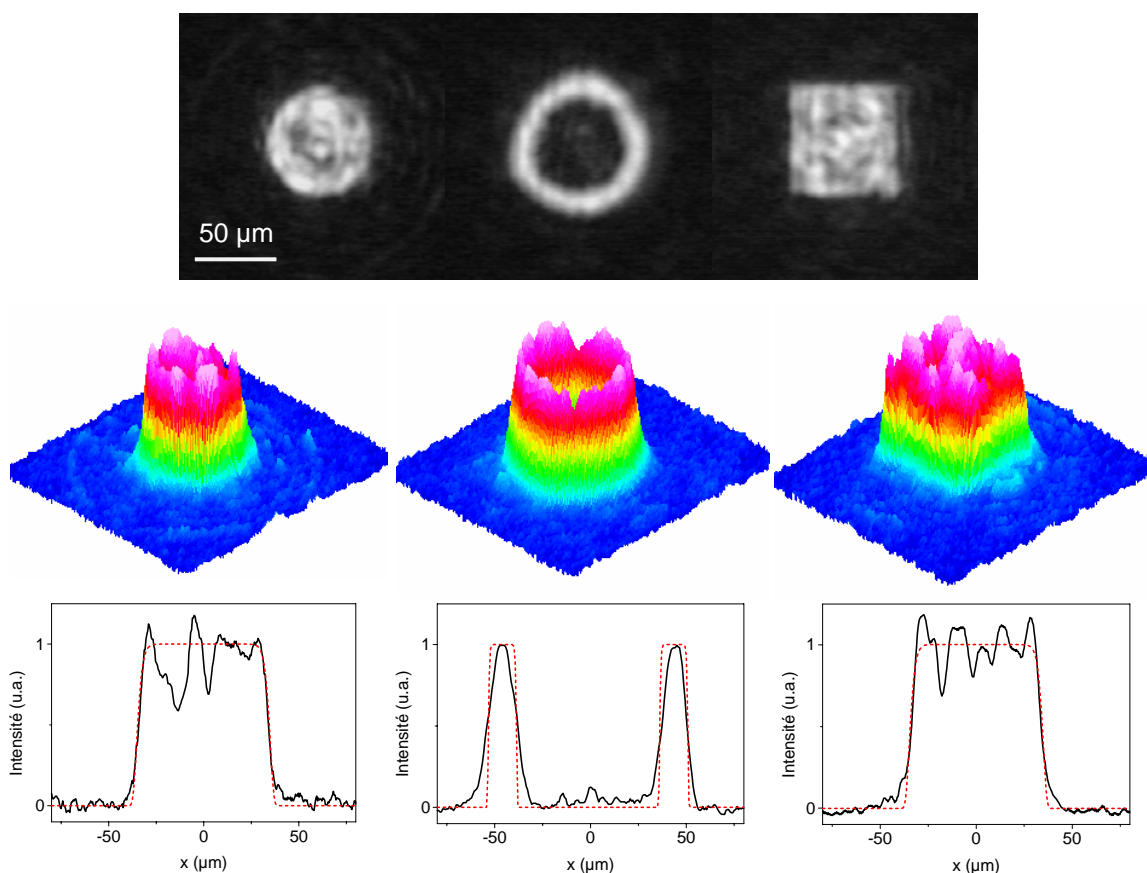


Figure 4.20 – Résultats expérimentaux de mise en forme : top-hat circulaire, couronne, top-hat carré. La taille des motifs est de $73\ \mu\text{m}$ pour les top-hats, $94\ \mu\text{m}$ pour la couronne (lentille de focalisation $f'=76.2\ \text{mm}$). Les coupes sont représentées en bas, ainsi que les ajustements numériques par rapport à la forme désirée (en pointillés).

Concernant les dimensions des motifs, les mêmes cartes de phase sont utilisées quelle que soit la lentille de focalisation choisie, la taille du motif dans le plan focal étant définie par $w' = \alpha f$. Il suffit donc d’ajuster la focale de la lentille de Fourier pour contrôler la taille du motif. En effet, pour une bonne convergence de l’algorithme de calcul des cartes de phase, la valeur de α est limitée par la relation (4.10), elle est fixée ici à $\alpha=5\times 10^{-4}$, soit 6 fois la limite de diffraction. Avec la lentille de focale $f'=76.2\ \text{mm}$ utilisée ici, la largeur théorique totale des motifs top-hats est de $2w'=76\ \mu\text{m}$. Les

dimensions expérimentales mesurées sont de $73\ \mu\text{m}$, en excellent accord avec cette valeur. De la même façon, la largeur de la couronne est de $94\ \mu\text{m}$ pour une dimension théorique de $92\ \mu\text{m}$, illustrant la bonne précision d’obtention de la taille désirée.

Si l’adéquation entre la forme générale des motifs et la forme obtenue est excellente, le point le plus délicat réside dans l’uniformité à l’intérieur des motifs top-hats. Bien que la répartition d’intensité soit globalement correcte, les coupes exhibent des variations d’intensité qui peuvent atteindre par endroits quelques dizaines de pourcents. Cependant, l’observation d’un profil n’étant pas un critère idéal pour évaluer la qualité globale de la mise en forme, nous comparons les résultats expérimentaux à la distribution d’intensité théorique, avec le critère d’erreur défini par la relation (4.12). Les résultats sont reportés dans le tableau 4.1.

<i>Forme</i>	<i>Erreur</i>
Top-hat circulaire	5.6 %
Couronne	18.7 %
Top-hat carré	5.3 %

Tableau 4.1 – Erreur par rapport à la forme théorique.

La bonne restitution des motifs top-hats circulaire et carré est caractérisée par une erreur faible, autour de 5%. Ces valeurs sont largement acceptables et sont compatibles avec les simulations numériques menées au paragraphe 4.3.2.2 (figure 4.17). L’efficacité de mise en forme est moindre pour la couronne, avec une erreur de 18.7%, qui s’explique par le fait que le profil demandé est constitué de deux top-hats et non de deux gaussiennes comme sur le résultat expérimental obtenu.

Les défauts de mise en forme ont quatre origines distinctes. La première réside dans le fait que la phase appliquée au faisceau n’est pas exactement celle calculée. Plusieurs facteurs s’additionnent : i) la résolution spatiale limitée du Shack-Hartmann mis en jeu dans la boucle de rétroaction, ii) la qualité de la lentille de focalisation, iii) la qualité d’alignement du bras de mesure de phase et la qualité des optiques qui le composent (il est en effet considéré comme parfait). La deuxième cause affectant la qualité de mise en forme est le résultat de convergence de l’algorithme de Gerchberg et Saxton : les cartes de phase calculées n’induisent pas des mises en formes parfaites, les erreurs pouvant atteindre quelques pourcents. D’autre part, cet algorithme est programmé pour un faisceau incident parfait, en amplitude comme en phase. Ceci nous

amène au troisième facteur de détérioration de mise en forme : la qualité spatiale du faisceau incident. En effet, la phase du faisceau incident est corrigée par notre système, mais pas son amplitude, qui n'est pas une gaussienne parfaite. Enfin, la dernière raison qui puisse être incriminée est la présence d'un léger tramage du masque de niveaux de gris d'adressage de la valve optique à cause de la résolution limitée du Shack-Hartmann lors de la boucle de rétroaction. Les simulations que nous avons menées afin de quantifier cet effet montrent qu'un tramage de la carte de phase résulte en une répartition d'intensité granuleuse similaire à celle observée sur le résultat de mise en forme carrée, le contraste entre les différentes zones dépendant du contraste du tramage. Ainsi, une grande partie des défauts de mise en forme du point focal pourraient donc être résolus par l'utilisation d'un senseur de front d'onde mieux adapté au modulateur utilisé, c'est-à-dire avec une meilleure résolution spatiale.

Néanmoins, l'efficacité du système que nous avons mis en place est confirmée par la possibilité d'élargir la gamme des motifs à des formes plus complexes et dissymétriques. La figure 4.21 présente deux motifs exhibant une absence de symétrie circulaire marquée : un rectangle de dimensions $85\mu\text{m}\times 65\mu\text{m}$ (facteur de forme théorique 1.5) et un triangle de $70\mu\text{m}$ de côté. Les erreurs par rapport aux formes parfaites correspondantes sont regroupées dans le tableau 4.2. L'erreur du rectangle est du même ordre que pour le carré, tandis que la qualité de mise en forme du triangle est deux fois inférieure. En effet, la modulation de phase nécessaire à l'obtention d'une tache focale triangulaire est nettement plus torturée que pour les autres profils. Ce motif présentant une forte dissymétrie, la carte de phase présente encore des sauts de phase de 4π , même après soustraction de la composante de focalisation. Comme on l'a démontré au paragraphe 4.3.2.1, les sauts de phase sont responsables d'effets de diffraction, bien visibles à l'intérieur de la forme triangulaire, et conduisant à d'importants défauts d'homogénéité.

<i>Forme</i>	<i>Erreur</i>
Rectangle	6.6 %
Triangle	12.6 %

Tableau 4.2 – Erreur par rapport à la forme théorique.

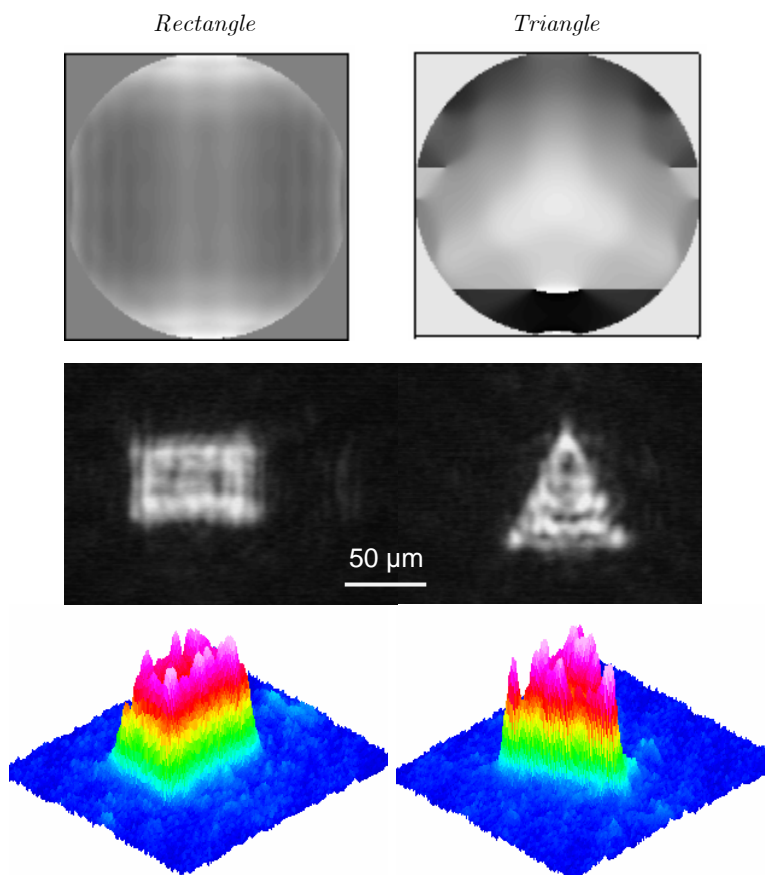


Figure 4.21 – Résultats de mise en forme pour des motifs plus compliqués, exhibant une absence de symétrie circulaire marquée : un rectangle de rapport de forme 1.5 et un triangle. Les cartes de phase (résidu) sont représentées en haut sur une même dynamique de 4π , des sauts de phase sont observés pour le triangle. La dimension du rectangle est de $85\mu\text{m}\times 65\mu\text{m}$, le côté du triangle est de $70\mu\text{m}$ (lentille de focalisation $f'=76.2\text{ mm}$).

Pour conclure cette présentation des résultats de mise en forme de tache focale, retenons que la forme générale et les dimensions des motifs désirés sont bien respectées. Des formes exhibant de hautes fréquences spatiales peuvent être générées, avec des erreurs inférieures à 6% dues à des défauts d'homogénéités causés par la résolution spatiale limitée du senseur de front d'onde. L'efficacité de ce dispositif de mise en forme par modulation de la phase spatiale est donc validée, avec l'obtention de motifs de dimensions égales à 6 fois la limite de diffraction. Le caractère programmable du système, qui offre la possibilité de passer instantanément d'un motif à l'autre par simple action informatique est prometteur pour les applications futures.

4.4.2 Motifs de taille réduite

Nous avons vu au paragraphe 4.2.3.2 que la dimension des motifs est définie par $w' = \alpha f$. Afin d'obtenir des motifs de taille plus petite, les mêmes cartes de phase que précédemment sont utilisées, avec un objectif de microscope $\times 8$, de focale $f'=25$ mm et d'ouverture numérique $ON=0.25$ (distance de travail 7 mm). La focale étant trois fois inférieure à la lentille utilisée lors des expériences précédentes, la taille des différents motifs se situe autour de 25 μm . Les résultats sont regroupés sur la figure 4.22.

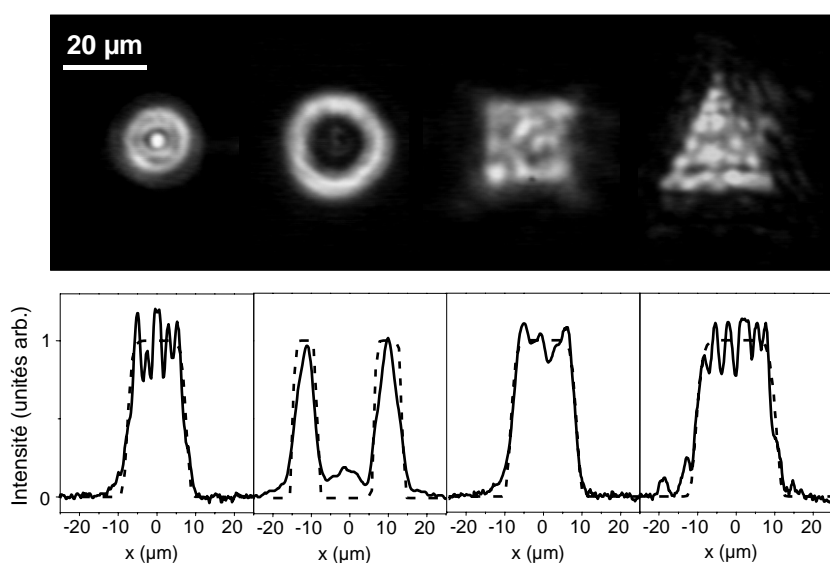


Figure 4.22 – Résultats expérimentaux de mise en forme avec un objectif $\times 8$, $f'=25$ mm : top-hat circulaire, couronne, top-hat carré, triangle. Les profils des motifs sont représentés en dessous (traits pleins) avec les ajustements numériques correspondants (pointillés).

Nous obtenons le même type de résultats, avec la taille attendue. Par exemple, le côté du carré est de 23 μm . Ces tailles de motifs sont compatibles avec les applications de micro-usinage et de photoinscription. Globalement, ces résultats sont légèrement moins bons que les résultats précédents : les pentes sont moins raides, et l'uniformité des motifs top-hats est détériorée. On observe notamment des oscillations d'intensité, qui sont la signature caractéristique d'un effet de diaphragme ou troncature provenant du fait que l'ouverture de l'objectif de microscope est légèrement inférieure au diamètre du faisceau. Cet effet a déjà été étudié dans la littérature [51], conduisant au même type de détériorations que celles observées ici. En conséquence, les erreurs calculées par rapport à la forme théorique souhaitée sont légèrement plus élevées que

précédemment (tableau 4.3). Néanmoins, ces résultats restent largement corrects pour les applications d'usinage visées.

<i>Forme</i>	<i>Erreur</i>
Top-hat circulaire	12.3 %
Couronne	16.7 %
Top-hat carré	11.1 %
Triangle	20.1 %

Tableau 4.3 – Erreur par rapport à la forme théorique.

4.4.3 Plan de mise en forme

Étudions à présent la répartition d'intensité du faisceau autour du plan focal. La mise en forme est localisée dans le plan où l'on obtient la transformée de Fourier de l'amplitude complexe du champ électromagnétique situé dans le plan de la valve optique. C'est donc le plan focal image défini par F' (plan de Fourier). La figure 4.23 regroupe les acquisitions du faisceau réalisées de part et d'autre de F' pour une mise en forme carrée. Le plan de mise en forme est effectivement localisé en F' , mais le faisceau présente un point de convergence 900 μm en avant (lentille utilisée $f'=76.2$ mm).

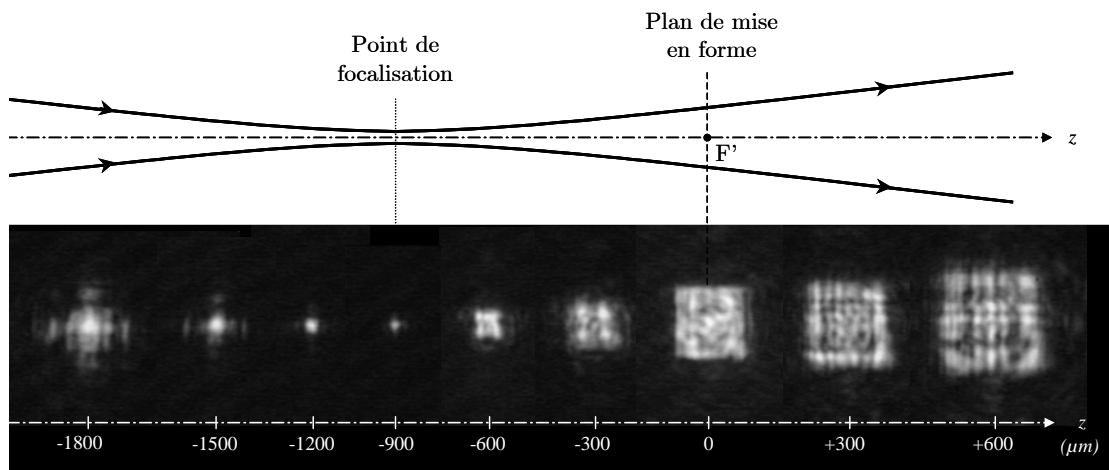


Figure 4.23 – Répartition spatiale d'intensité du faisceau autour du plan de mise en forme F' . La mise en forme carrée est en F' mais le faisceau focalise 900 μm avant ce plan (lentille utilisée $f'=76.2$ mm).

Ceci s'explique par le fait que la modulation de phase permettant l'obtention d'une tache focale carrée contient nécessairement une composante de courbure de phase. Nous avons tiré profit de cette propriété pour appliquer cette courbure par un autre moyen que la valve optique, qui ne dispose pas de la dynamique suffisante pour cela. En contrepartie, comme une courbure de phase dans le plan du modulateur introduit une courbure dans le plan de mise en forme, le point de focalisation se trouve décalé.

Un schéma de principe de cette propriété est donné sur la figure 4.24. La courbure de phase nécessaire à la mise en forme est créée par un télescope déréglé placé en amont, ce qui équivaut à créer une source virtuelle S . Seul le résidu est appliqué par la valve optique placée dans le plan focal objet de la lentille. En conséquence, la mise en forme s'obtient dans le plan focal image F' , tandis que le faisceau focalise en S' .

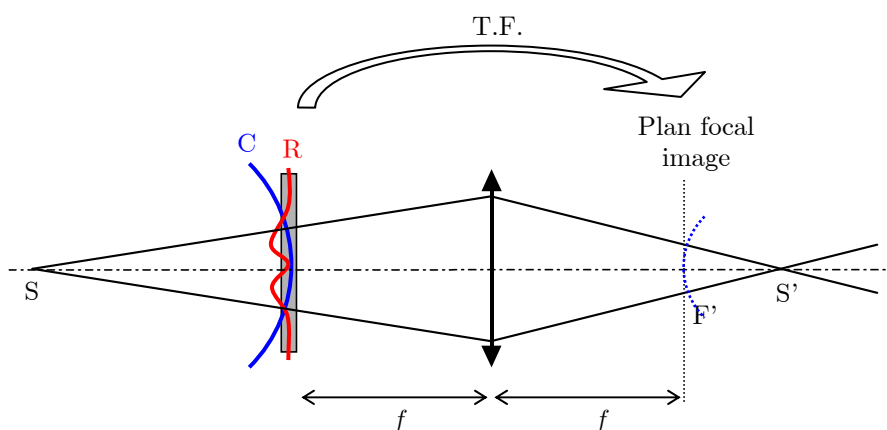


Figure 4.24 – Décalage du plan de mise en forme et du point de focalisation. La courbure de phase C est appliquée par un télescope déréglé placé en amont, ce qui revient à créer une source virtuelle S . Seul le résidu R est appliqué par la valve optique. La mise en forme s'obtient dans le plan focal image F' , mais le faisceau focalise en S' .

Cependant, la configuration expérimentale n'est pas celle de la figure 4.24. Expérimentalement, nous appliquons une courbure de phase positive (faisceau incident convergent) qui agit comme une lentille de focale positive et contribue à une convergence prématurée du faisceau en avant du plan focal image. En effet, comme détaillé dans l'annexe 3, si la phase $\varphi(x,y)$ permet l'obtention d'un motif pair donné, la phase $-\varphi(x,y)$ produit également la même mise en forme, elle aussi dans le plan focal image. Cependant, la courbure de phase résultante en F' est alors de signe opposé, le faisceau converge alors de l'autre côté du plan focal image*. L'optique géométrique

* Ceci a été vérifié expérimentalement (voir l'annexe 3). Dans les deux cas, le motif obtenu est identique dans le plan focal image.

permet de calculer le décalage $S'F'$, qui est égal à $f'^2/(R + f')$, soit $730 \mu\text{m}$ dans la configuration expérimentale utilisée ($f'=76.2 \text{ mm}$, courbure de rayon $R=7.87 \text{ m}$). Cette valeur est en accord avec le décalage observé figure 4.23, sachant qu'il est délicat de régler précisément une telle valeur de courbure de phase*.

Le fait que le faisceau focalise dans un plan décalé du plan de mise en forme peut s'avérer gênant pour certaines applications. Pour le micro-usinage de surface, il suffit de placer le matériau à usiner dans le bon plan, ce qui ne pose pas de problème. Par contre, pour la photoinscription dans la masse de matériaux transparents, la zone modifiée est celle où la fluence laser est la plus élevée, c'est-à-dire au point focal. Il faut donc générer une mise en forme exactement au point de focalisation du faisceau ($F'=S'$). Pour cela, il faut donc corriger la courbure de phase dans le plan focal image. Or, il est impossible de contrôler à la fois la phase et l'amplitude dans un plan donné avec un unique modulateur**. Une solution consiste donc à placer un deuxième modulateur de phase dans le plan de mise en forme de manière à compenser la courbure de phase (figure 4.25). Ainsi, on dispose d'un double contrôle de la phase en champ proche et en champ lointain, le faisceau est complètement maîtrisé dans le plan de mise en forme : en amplitude et en phase. Dans le plan F' , le faisceau aura ainsi la répartition d'amplitude désirée et une phase plane. L'inconvénient de ce système est qu'il nécessite de placer un modulateur dans le plan F' , qui n'est donc plus disponible pour les expériences d'interaction laser-matière. Un télescope de relais d'image est donc nécessaire afin de disposer d'un deuxième plan focal libre de tout composant pour les applications. Moyennant des optiques supplémentaires, cette configuration permet en outre de modifier la taille du motif obtenu par ajustement du grandissement du télescope. Enfin, une phase plate dans le plan focal assure une distance de Rayleigh maximale, avantage notable pour les applications.

* D'ailleurs, la même mesure a été réalisée dans la configuration faisant intervenir une fonction de phase négative, avec un résultat de $810 \mu\text{m}$.

** En effet, si l'on souhaite obtenir un faisceau top-hat avec une phase plane dans le plan focal, le problème est complètement déterminé, ce qui signifie par TF inverse qu'il faut un faisceau en forme de sinus cardinal dans le plan du modulateur.

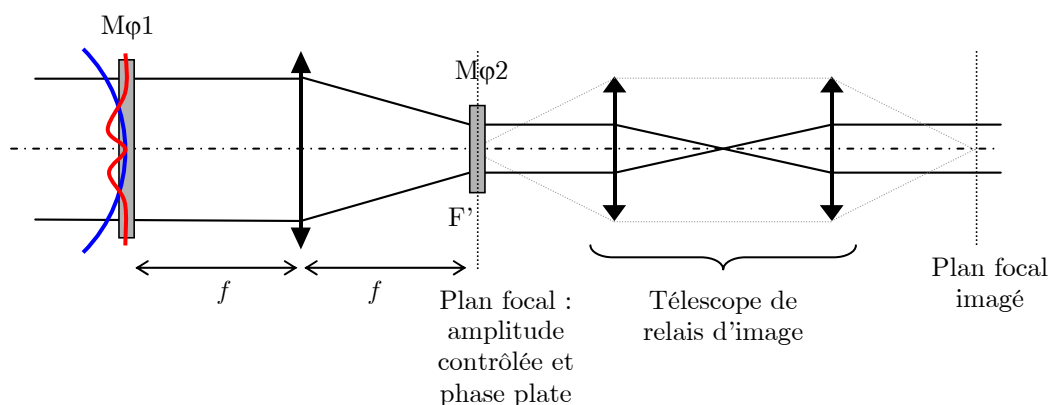


Figure 4.25 – Schéma de principe pour la compensation de la courbure de phase dans le plan focal. Un second modulateur de phase $M\phi_2$ est inséré dans le plan F' , puis un télescope de relais d'image permet d'obtenir un autre plan focal pour les applications.

Le deuxième modulateur peut être fixe ou adaptatif. Cependant, comme chaque motif nécessite une courbure de phase différente, un composant actif permettrait de conserver le caractère programmable en temps réel du système complet. Ne disposant pas d'un tel composant, nous avons utilisé un miroir courbe, et nous avons réalisé la compensation de courbure pour un motif carré. Pour éviter une focalisation intermédiaire du faisceau, nous nous plaçons dans la configuration de la figure 4.24. Afin de ne pas détériorer le miroir, un motif plus gros a été calculé, en jouant à la fois sur l'angle demandé lors du calcul de la modulation de phase, et sur la focale de la lentille de focalisation. Un carré de $780 \mu\text{m}$ de côté a été réalisé avec une lentille de 400 mm . Le rayon de courbure à compenser est égal au décalage $S'F'$, soit ici 40 mm . Nous choisissons donc un miroir convexe de rayon de courbure 80 mm . Un télescope de grandissement $1/12$, composé d'un doublet de 300 mm et d'un objectif de microscope $\times 8$ de focale 25 mm , réalise l'image de F' au point focal de l'objectif de microscope F'_2 . Le montage expérimental est représenté sur la figure 4.26.

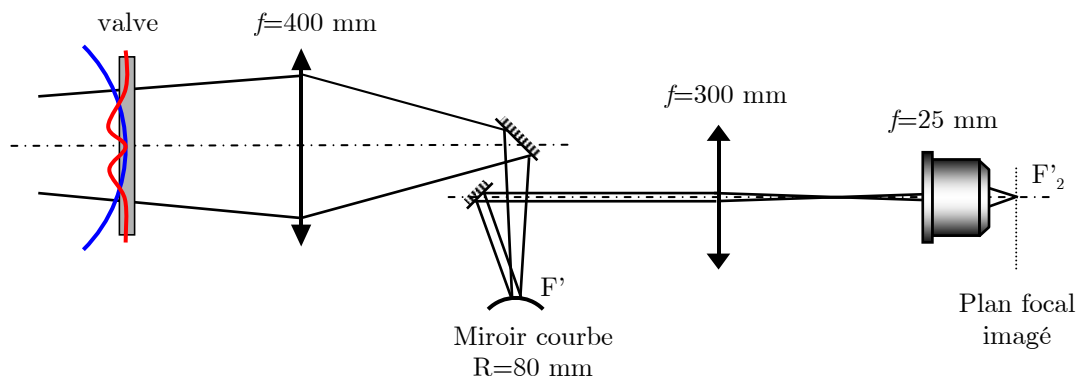


Figure 4.26 – Montage expérimental pour la compensation de courbure. Un miroir courbe est placé en F' , dont l'image est réalisée au point focal d'un objectif de microscope F'_2 .

La taille du motif en F'_2 est contrôlée par le télescope d'imagerie. Le côté du carré obtenu mesure ainsi $65 \mu\text{m}$. Les acquisitions de part et d'autre de ce plan focal sont reportées sur la figure 4.27. Cette fois, le plan de mise en forme correspond bien au point de focalisation du faisceau, la fluence la plus élevée est donc disponible dans le plan de mise en forme pour les applications.

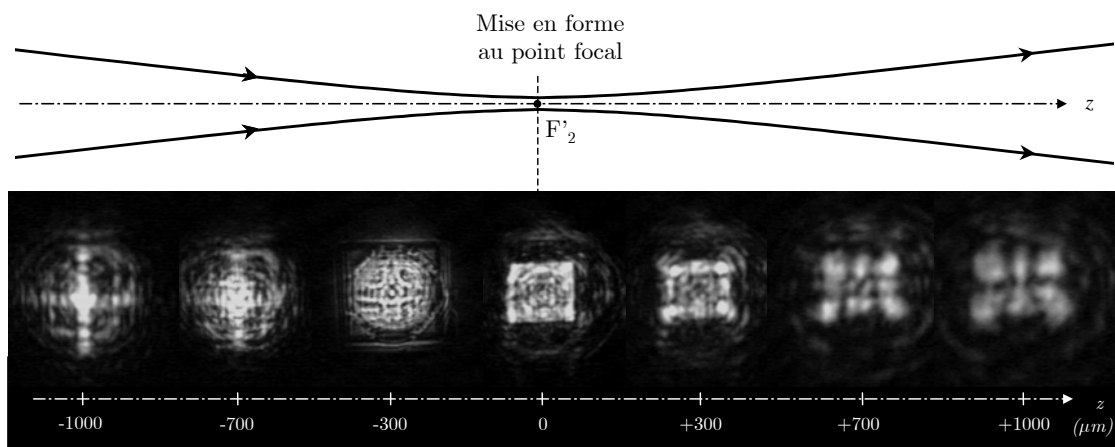


Figure 4.27 – Répartition spatiale d'intensité du faisceau autour du plan de mise en forme F'_2 . La mise en forme carrée est obtenue au point de focalisation du faisceau (lentille utilisée $f'=25 \text{ mm}$).

On peut remarquer la présence d'astigmatisme sur les acquisitions extrêmes, provenant de l'utilisation hors d'axe du miroir courbe. La forme carrée n'est cependant pas affectée. En outre, cette configuration présente l'avantage de ne pas nécessiter une grande pupille d'ouverture de l'objectif de microscope, car le faisceau mesure moins de 1 mm à cet endroit. La dégradation de la qualité de mise en forme due à des effets de troncature est donc évitée. La zone Rayleigh est évaluée à $80 \mu\text{m}$, offrant ainsi une plage de $160 \mu\text{m}$ autour du point focal où la mise en forme est correcte. Remarquons que la phase n'est certainement pas plane dans le plan focal, elle est simplement corrigée de la courbure de phase. La longueur de Rayleigh n'est donc pas maximale et pourrait donc être améliorée par l'utilisation d'un modulateur actif à la place du miroir courbe, permettant de corriger la totalité des aberrations dans ce plan.

4.4.4 Limitations : formes dissymétriques

Comme nous l'avons montré avec l'obtention d'un rectangle, des formes dissymétriques peuvent être générées par le système de mise en forme, avec des erreurs

restant tout à fait raisonnables. Cependant, il y a bien évidemment une limite au facteur de forme correctement restituable. Afin de quantifier la qualité de restitution d'un motif en fonction de son facteur de forme, étudions par exemple le cas du rectangle. Un carré et un rectangle de facteur de forme 1.5 ont déjà été obtenus, avec une bonne qualité de mise en forme. Le cas extrême d'un rectangle de facteur de forme égal à 7 est présenté sur la figure 4.28.

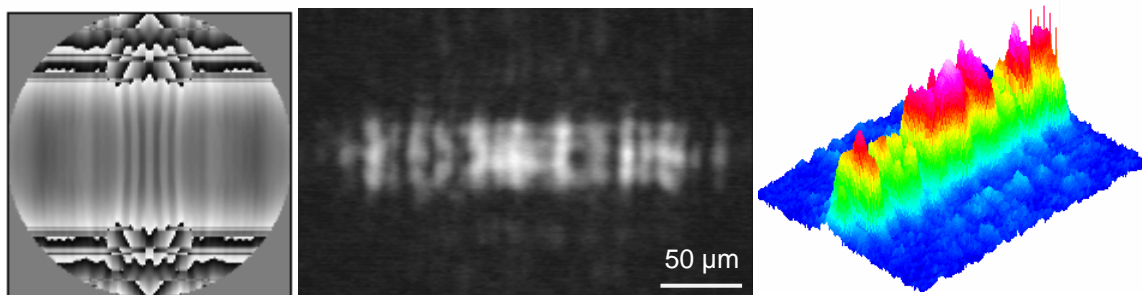


Figure 4.28 – Calcul de la carte de phase et résultat expérimental de mise en forme pour un rectangle de rapport de forme 7. A gauche : carte de phase appliquée par la valve optique, après soustraction de la courbure de phase (résidu), la dynamique est de 4π du noir au blanc. Au milieu et à droite : résultat expérimental, les dimensions approximatives sont $40\mu\text{m}\times 200\mu\text{m}$ (lentille de focalisation $f'=76.2$ mm).

La carte de phase calculée présente une forte dissymétrie de courbure dans les deux directions. La soustraction d'une courbure moyenne ne permet pas d'obtenir une carte lisse sur toute la surface, plusieurs sauts de phase subsistent encore dans le résidu. La conséquence sur le résultat de mise en forme est alors immédiate : des effets de diffraction apparaissent de part et d'autre du motif dans la direction verticale, mais également à l'intérieur du motif. Celui-ci exhibe alors une homogénéité toute relative, la forme rectangulaire étant éclatée en plusieurs points chauds. Notons d'autre part que les dimensions attendues de $40\mu\text{m}\times 280\mu\text{m}$ ne sont pas atteintes, notamment dans la direction horizontale (largeur de $40\mu\text{m}$ pour une longueur de $200\mu\text{m}$).

Une étude systématique sur la valeur du rapport de forme a été menée, les résultats expérimentaux d'erreur à la forme désirée sont reportés sur le graphique de la figure 4.29. En fixant une exigence d'erreur inférieure à 20% pour avoir une restitution correcte du motif, le rapport de forme ne doit pas excéder la valeur 2.

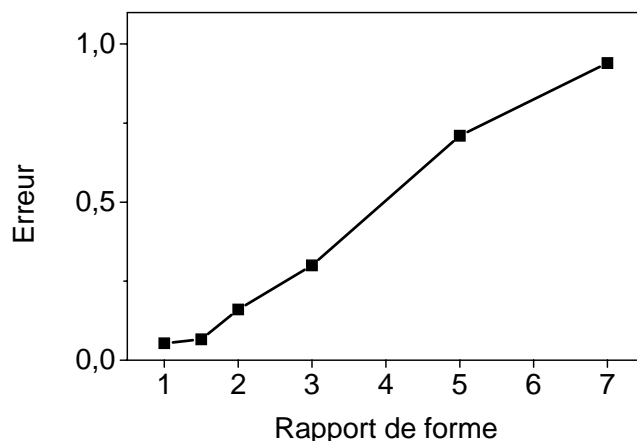


Figure 4.29 – Erreur de restitution du motif demandé en fonction du rapport de forme.

Le problème principal vient de l'amplitude limitée de la modulation de phase applicable par la valve optique. Les cartes de phase calculées sont décomposées en un terme de courbure et un résidu, ce dernier présentant alors une amplitude suffisamment faible pour être appliqué par la valve optique. De ce fait, il faut trouver une composante de courbure pour chaque forme désirée, ce qui n'est pas immédiat pour des formes complexes. C'est par exemple inutile avec le triangle, la carte de phase résiduelle présente autant de sauts de phase que la carte initiale. Ainsi, pour des formes trop complexes, ou des formes simples mais avec un facteur de forme trop élevé, une solution serait de coupler la valve optique avec un deuxième modulateur de phase capable d'appliquer de fortes amplitudes de déphasage, avec éventuellement des disparités notables selon les axes. Un miroir ou une membrane déformable serait typiquement le genre de composant requis, bien que leur résolution spatiale soit assez mauvaise. Ceci ne constituerait cependant pas une limitation car les modulations fines de front d'onde seraient alors appliquées par la valve optique tandis que l'autre modulateur aurait à charge de générer la forme globale de la modulation de phase désirée. En revanche, la gestion de deux modulateurs en série ainsi que le partage et le mode d'attribution de telle ou telle partie de la phase (par exemple les premiers polynômes de Zernike pour le miroir déformable) compliquerait sérieusement le dispositif expérimental, et nécessiterait également des développements informatiques plus poussés.

Avec un tel système, des simulations préliminaires montrent que des motifs encore plus complexes pourraient être réalisés, comme par exemple une tache focale composée de deux points, de forme, dimensions, et positions relatives contrôlables (figure 4.30). Ceci pourrait ouvrir une possibilité intéressante pour les applications d'usinage ou de photoinscription multi-points.

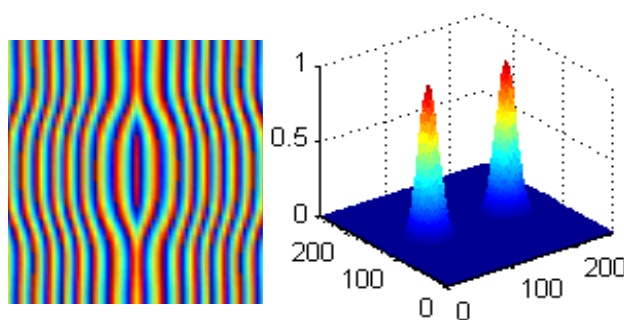


Figure 4.30 – Résultats de calculs de carte de phase (à gauche) pour générer un double point focal (à droite).

4.4.5 Influence de la mise en forme sur la durée d'impulsion

Dans l'objectif d'utiliser ce faisceau mis en forme pour des applications d'interaction laser-matière, qui sont très sensibles à la durée d'impulsion, l'influence du dispositif sur la durée d'impulsion doit être évaluée.

Des mesures de durée d'impulsion par autocorrélation du second ordre sont réalisées avant et après le système de mise en forme (figure 4.31), révélant que l'impulsion initiale de 130 fs est allongée jusqu'à 150 fs, en grande partie à cause des épaisseurs de verre traversées. Cependant, la durée initiale est aisément restaurée par pré-compression de l'impulsion, en introduisant un supplément de dispersion négative par réglage du compresseur à réseau de l'amplificateur régénératif.

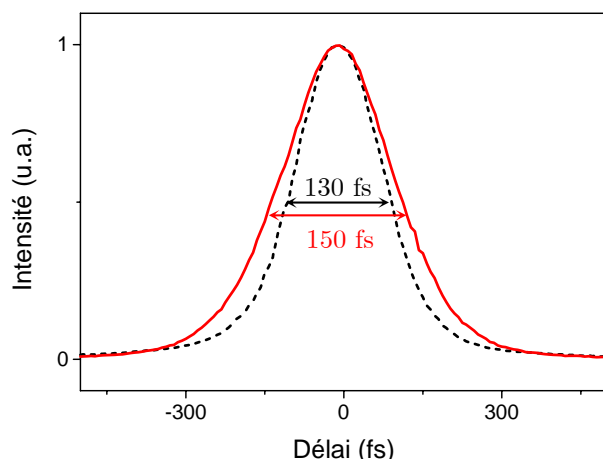


Figure 4.31 – Traces d'autocorrélation mesurées en sortie de chaîne laser (en pointillés noirs) et après le système de mise en forme (en rouge). Les durées d'impulsions correspondantes sont respectivement 130 fs et 150 fs.

4.5 Conclusion

Cette première partie de mon travail a été consacrée à la mise en forme spatiale de la tache focale d'un faisceau laser femtoseconde. Un système original d'optique adaptative a été mis en place, basé sur un modulateur de phase à cristaux liquides non pixellisé à adressage optique. Utilisé pour corriger les aberrations d'une source laser femtoseconde haute cadence (100 kHz), nous avons démontré la capacité de ce dispositif à procurer une surface d'onde quasi-plane en temps réel, en réduisant les distorsions de phase à $\lambda/15$ pic-vallée et $\lambda/100$ rms. Avec une telle qualité de correction des aberrations, nous avons obtenu un point focal limité par diffraction [33]. Dans un deuxième temps, nous avons présenté une étude complète de la modélisation et de la mise en place expérimentale d'un dispositif de mise en forme programmable de tache focale. Un algorithme de calcul de la modulation de phase permettant d'obtenir une forme de faisceau arbitraire définie par l'utilisateur a été développé. La mise au point d'une technique de soustraction de la courbure de phase a permis d'obtenir une mise en forme de bonne qualité avec un unique modulateur d'amplitude réduite. Nous avons alors démontré la capacité de ce système à générer des profils spatiaux complexes [48]. Des motifs variés et de petites dimensions ($70 \mu\text{m}$) ont été obtenus au point focal d'une

lentille : top-hat, carré, couronne, triangle, rectangle. L'aspect dynamique et programmable de la valve optique permet en outre de passer instantanément d'un motif à l'autre, avec un contrôle en temps réel. Enfin, la durée d'impulsion n'est quasiment pas affectée par le système. L'amélioration de ce dispositif grâce à l'utilisation conjointe d'un miroir déformable permettrait de s'affranchir des limitations actuelles concernant les formes trop dissymétriques. Couplé avec un senseur de phase de meilleure résolution, cette combinaison offrirait une plus grande modularité et donc élargirait la gamme des motifs accessibles.

Le succès de cette expérience de mise en forme de tache focale permet d'envisager d'étendre la gamme des possibilités applicatives des lasers femtosecondes : en particulier, la partie II de ce manuscrit mettra en valeur les gains de contrôle et de précision apporté lors d'expériences d'interaction laser-matière. Ce domaine étant appelé à un large développement, aussi bien fondamental qu'industriel, la démonstration d'un outil original et inédit de mise en forme de tache focale répond à un réel besoin et a fait l'objet d'un brevet [52].

Partie II

Applications au micro-usinage et à la photoinscription de guides d'ondes

Partie II

Applications au micro-usinage et à la photoinscription de guides d'ondes

Introduction

Le traitement de matériaux par irradiation laser est de plus en plus largement utilisé dans l'industrie. Des besoins sans cesse nouveaux imposent de trouver des outils toujours plus performants, élargissant du même coup le champ applicatif de l'outil laser. Marquage, découpe, soudure, peuvent s'appliquer à des domaines nouveaux en médecine ou en biologie (découpe de tissus, chirurgie ophtalmologique ou neurologique). De telles applications nécessitent une grande précision dans les procédés, atteignant des échelles de l'ordre du micron. Les moyens laser conventionnels comme les lasers CO₂ ou Nd:YAG deviennent alors progressivement insuffisants au fur et à mesure que l'on s'intéresse à des dimensions réduites. En effet, l'interaction laser-matière provoque un échauffement du matériau jusqu'à son point de fusion ou d'évaporation. Lorsqu'elle a lieu sur une durée supérieure à quelques centaines de picosecondes, le matériau usiné présente alors des modifications structurelles dans les environs de la zone traitée, comme par exemple des contraintes mécaniques et thermiques résiduelles, limitant ainsi sévèrement la qualité d'usinage.

Du point de vue de la recherche fondamentale, l'étude des interactions laser-matière est presque aussi ancienne que l'invention du laser lui-même par Maiman en

1961. La course technologique aux impulsions les plus brèves possibles n'est donc pas dissociée des implications sur le mode d'interaction de telles sources avec la matière, et permet notamment de faire avancer à la fois la compréhension de plus en plus précise des mécanismes et de faire émerger de nouvelles applications. En passant sous la barre de la picoseconde, la possibilité a été démontrée d'usiner n'importe quel type de matériau (métal, semi-conducteur, diélectrique), même les plus résistants (diamant) ou les plus délicats (explosifs...) avec une extrême précision et des dommages collatéraux très réduits. Ceci provient du fait que ces impulsions ultrabrèves interagissent avec la matière selon des mécanismes différents de ceux mis en jeu avec des impulsions plus longues. Le point clé réside dans le fait que *l'interaction a lieu sur une durée plus courte que le temps nécessaire à la diffusion de la chaleur au sein du matériau.*

Dans le double but d'améliorer le contrôle des procédés et d'ouvrir de nouvelles possibilités d'applications, cette seconde partie concerne l'utilisation de la mise en forme de faisceau pour deux applications distinctes. Dans le chapitre 6, nous mettons en valeur les gains de précision et de qualité d'usinage de surface procurés par une maîtrise de la forme et des dimensions de la tache focale. Dans le chapitre 7, la photoinscription de guides d'ondes en volume dans les verres est étudiée en mettant à profit le contrôle précis de la zone d'interaction. Pour une meilleure compréhension des aspects fondamentaux, le chapitre 5 présente au préalable une synthèse bibliographique des mécanismes d'interaction laser matière pour les métaux et les diélectriques.

Chapitre 5

Interaction laser-matière : aspects fondamentaux

Afin d'introduire l'intérêt des lasers femtoseconde pour l'interaction laser-matière, et ainsi justifier l'intérêt de la mise en forme spatiale de telles sources, ce chapitre présente de façon succincte les mécanismes d'interaction dans un solide sous l'influence d'un champ électromagnétique intense ultrabref. De nombreuses études fondamentales sur les processus physiques mis en jeu ont été menées depuis une vingtaine d'années et ce domaine est encore très actif aujourd'hui. Ces travaux ont permis des progrès notables dans la compréhension des mécanismes, permettant de faire émerger à l'heure actuelle une vision assez claire des processus d'interaction laser-matière lors de l'irradiation par des impulsions ultrabrèves. Dans la suite, nous commençons par exposer la trame générale du phénomène d'interaction laser-matière en détaillant les différents processus physiques mis en jeu, communs aux métaux et aux diélectriques. Le cas de chaque matériau est ensuite abordé plus en détail.

5.1 Concepts généraux de l'interaction laser-matière

5.1.1 Mécanismes physiques

Nous résumons ici les différents mécanismes ayant lieu dans un solide irradié par un faisceau laser femtoseconde. Bien que ces mécanismes soient en réalité plus ou moins concomitants, une présentation chronologique permet d'insister sur les échelles de temps associées aux différents phénomènes conduisant *in fine* à l'ablation de matière.

Un solide peut être décrit comme un réseau d'ions entourés d'électrons, plus ou moins liés selon la nature du matériau (isolant ou conducteur). Lors de l'irradiation d'un solide par un champ électromagnétique intense, l'énergie est absorbée principalement par les électrons, avec des mécanismes qui diffèrent selon les matériaux*. Les électrons absorbent l'énergie des photons quasi-instantanément (<1 fs), cette absorption dépendant à la fois des propriétés du matériau et du laser utilisé (intensité, longueur d'onde, durée d'impulsion). L'énergie est ensuite transférée au réseau d'ions progressivement, sur une échelle de temps typique de 1 à 10 picosecondes. L'intérêt des impulsions de durée inférieure à cette valeur réside dans le fait que de l'énergie est déposée dans le matériau bien avant que le solide (électrons+ions) ne soit thermalisé, découplant ainsi les dynamiques d'évolution des électrons et du réseau d'ions. Pour une impulsion femtoseconde, dont la durée est comparable au temps de relaxation des électrons entre eux (10 à 100 fs), le transfert d'énergie au réseau d'ions n'a lieu qu'après le passage de l'impulsion : le solide est alors constitué d'un gaz d'électrons chauds entourant un réseau d'ions encore froids (immobiles). Ce dépôt d'une grande quantité d'énergie dans le matériau sur un temps bien inférieur aux temps typiques de thermalisation est assimilable à un choc thermique. Des états d'excitation avec un système largement hors-équilibre peuvent alors être atteints, ce qui permet d'observer des phénomènes non thermiques originaux comme par exemple une fusion ultrabrève (transition de phase solide-liquide inférieure à 1 ps [53-55]), une surfusion [56] ou un changement de phase solide-plasma ultrabref** dans les diélectriques et les semi-

* Dans un métal, qui contient déjà des électrons quasi-libres, ceux-ci gagnent de l'énergie par un processus classique de chauffage (absorption *linéaire* des photons). Dans un diélectrique, qui présente un gap d'énergie entre la bande de valence et la bande de conduction (vide) supérieur à l'énergie d'un photon visible, des processus *non linéaires* comme l'absorption multiphotonique peuvent entrer en jeu si l'intensité laser est suffisante. Ces mécanismes seront détaillés plus loin.

** Les transitions de phase ultra-rapides sont d'autant plus favorisées que l'intensité laser est grande, donc que la durée d'impulsion est courte.

conducteurs, conduisant à l'éjection directe de matière si l'intensité du champ électrique dépasse le seuil d'ablation du matériau, ou encore une réorganisation ultra-rapide de la structure cristalline voire même une perte d'ordre dans les diélectriques [57, 58], qui peut induire une modification de l'indice de réfraction.

Après la thermalisation électrons-réseau (quelques picosecondes), le solide est à nouveau en équilibre thermodynamique. Selon la fluence laser absorbée par le matériau, plusieurs types de modifications sont observables. Si la température du solide excède le point de fusion ou d'évaporation, des transitions de phase peuvent avoir lieu, et s'effectuent à l'échelle de 100 ps à 10 ns selon les matériaux. Une fois les ions chauffés, une partie de l'énergie déposée par l'impulsion laser étant convertie en énergie cinétique des ions du réseau cristallin, des atomes, ions, molécules ou agrégats peuvent être violemment éjectés si leur énergie est suffisante, conduisant à l'ablation de matière lors d'une irradiation de surface, ou à la formation de cavités lors de la focalisation dans la masse d'un verre. Si l'énergie laser déposée n'est pas suffisante pour réaliser cette ablation, la température revient progressivement à la température ambiante (avec des processus de resolidification) sur une échelle de temps de quelques microsecondes pour les diélectriques et quelques nanosecondes pour les métaux. Cependant, le matériau ne revient pas nécessairement à son état initial de structure ou de phase, il peut alors présenter des modifications structurelles.

La figure 5.1, issue de [59], présente un récapitulatif des mécanismes évoqués ci-dessus. La considération de la constante de temps de thermalisation électrons-réseau suggère que l'ablation, qui intervient après, peut alors être considérée comme un phénomène thermique. Cependant, lors de l'interaction avec des impulsions ultra-courtes, on a affaire à des processus hautement transitoires. Les différents mécanismes sont plus ou moins superposés dans le temps, et les équilibres thermiques entre les différentes phases susceptibles d'être présentes dans le matériau sont loin d'être atteints. De plus, l'éjection de matière intervient au début de la diffusion thermique dans l'ensemble du matériau, c'est-à-dire que le transfert de chaleur dans des zones non irradiées environnantes est encore très réduit, voire inexistant selon les matériaux. La zone d'interaction est donc très localisée. Dans ces conditions, on saisit bien l'intérêt de contrôler la forme du point focal, que ce soit pour l'ablation précise et propre de surface ou pour la création de modifications structurelles bien localisées dans les diélectriques, permettant par exemple de contrôler la forme de la zone où l'indice de réfraction est modifié.

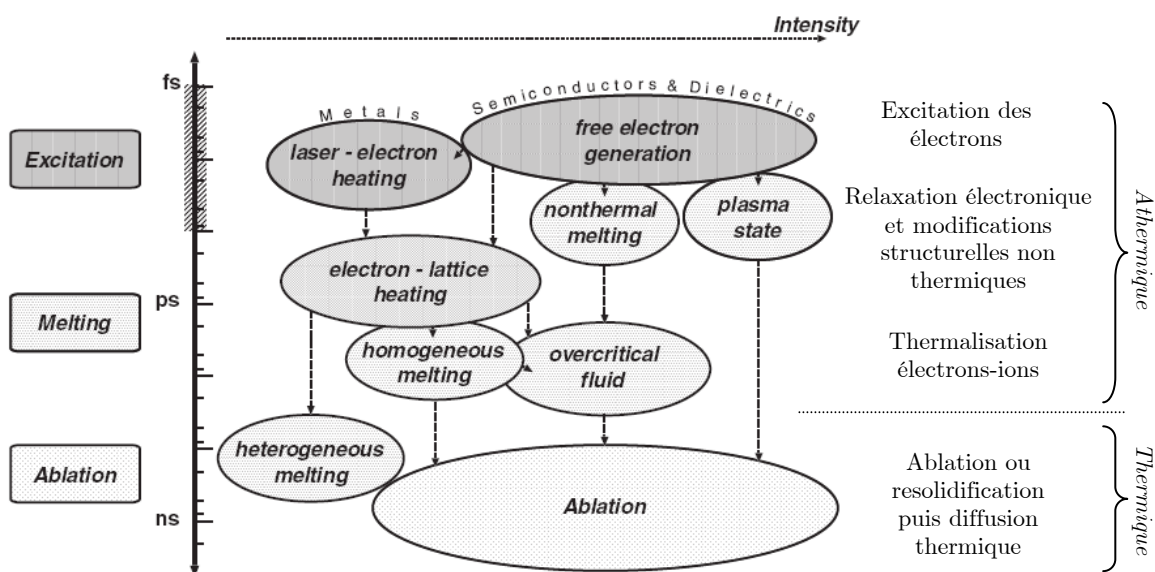


Figure 5.1 – Récapitulatif des temps caractéristiques et des intensités pour les mécanismes physiques lors de l'irradiation d'un solide par des impulsions femtosecondes (d'après [59]). L'excitation a lieu pendant ~100 fs, des modifications structurales ont lieu avant ~1 ps, puis une fusion commence, l'expansion et l'ablation éventuelle du matériau ont lieu à partir de ~100 ps. La limite entre phénomènes thermiques et athermiques se situe grossièrement autour d'une dizaine de picosecondes.

5.1.2 Comparaison entre impulsions femtosecondes et nanosecondes

Par opposition aux impulsions femtosecondes, une impulsion nanoseconde (ou d'une durée au moins supérieure à quelques dizaines de picosecondes) induit elle aussi une modification du matériau, mais celle-ci est gouvernée par un processus classique de dépôt de chaleur par chauffage d'électrons avec un transfert d'énergie à la matrice cristalline *en équilibre thermodynamique* tout au long de la durée de l'impulsion*. Autrement dit, le chauffage du réseau d'ions a lieu pendant l'impulsion laser. De même, les transitions de phase éventuelles se produisent également pendant l'impulsion, jusqu'à la fusion ou l'évaporation. Ce type d'interaction avec des impulsions longues est donc purement thermique. De ce fait, lorsque l'on compare les résultats d'usinage de surface avec des impulsions femtosecondes (figure 5.2.a) et nanosecondes (figure 5.2.b), la zone ablatée est moins nettement délimitée avec les impulsions longues, avec une zone thermiquement affectée autour du trou pouvant être significative (une dizaine de microns).

* De plus, le panache de matière éjectée peut alors interagir avec l'impulsion elle-même, engendrant d'autres mécanismes comme par exemple des redépôts de matière.

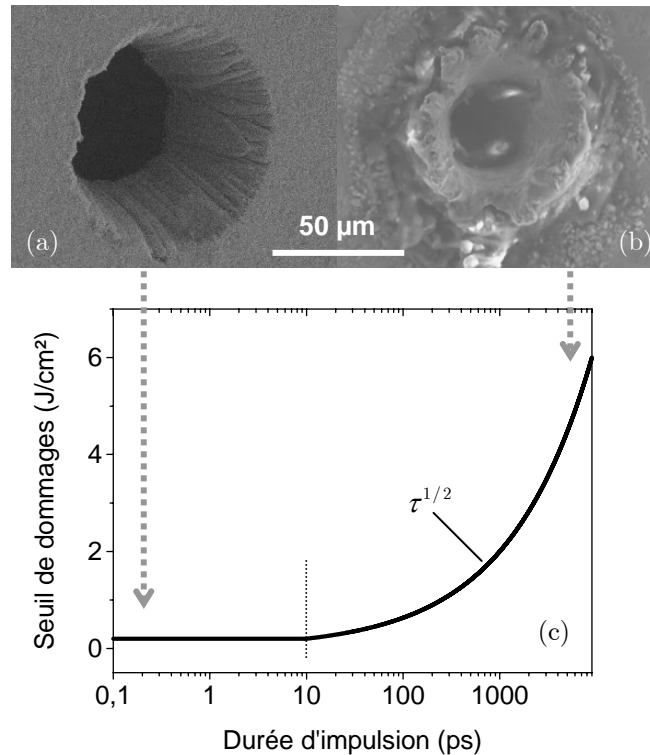


Figure 5.2 – Micro-usinage laser sur des échantillons de cuivre de 100 μm d'épaisseur, avec une fluence de 8 J/cm^2 dans les deux cas : (a) impulsion de 180 fs, (b) impulsion de 8 ns (d'après [60]). La courbe (c) représente l'influence de la durée d'impulsion τ sur le seuil de dommage : aucune influence en dessous de ~ 10 ps, loi en $\tau^{1/2}$ au-delà (d'après [61-63]).

La figure 5.2.c présente l'influence de la durée d'impulsion sur le seuil de dommage [61-63]. Deux régimes de comportement des matériaux peuvent être différenciés : augmentation du seuil de dommage avec la durée d'impulsion au delà de 10 ps, aucune dépendance si la durée d'impulsion est inférieure à 10 ps. Comme on l'a déjà précisé, ce temps correspond au temps de thermalisation entre les électrons et le réseau d'ions, et distingue les mécanismes d'interaction thermiques et athermiques.

Pour des impulsions longues, c'est la dynamique de conductivité thermique du réseau d'ions qui régit le processus d'interaction. En d'autres termes, le seuil de dommage dépend de la capacité du matériau à évacuer l'énergie déposée par diffusion thermique. Un modèle thermique simple prédit une dépendance du seuil de dommages en fonction de la racine carrée $\tau^{1/2}$ de la durée d'impulsion [64], en accord avec les nombreuses expériences réalisées à ce sujet (voir par exemple [65]).

Pour des durées d'impulsion subpicosecondes, le seuil de dommages est indépendant de la durée d'impulsion. La figure 5.2 montre des résultats d'ablation sur un métal, mais le même type de dépendance avec la durée d'impulsion est observé pour les diélectriques*, la seule différence notable étant des seuils de dommages un ordre de grandeur plus élevés (typiquement quelques centaines de mJ/cm² pour les métaux, quelques J/cm² pour les diélectriques). Afin de décrire l'état du matériau irradié par des impulsions subpicosecondes, on utilise un modèle à deux températures dans les métaux [66-68] et un modèle d'ionisation non-linéaire dans les diélectriques [61, 69]. La déviation observée par rapport à la loi en $\tau^{1/2}$ s'accompagne en particulier de phénomènes très reproductibles. Cette caractéristique de l'interaction laser-matériau est cruciale pour les applications, car elle donne la possibilité de contrôler extrêmement précisément la zone modifiée ou ablatée, à condition d'être capable de contrôler la forme spatiale du faisceau laser. Dans ces conditions, l'intérêt que peut apporter une mise en forme dynamique de tache focale est bien mis en valeur.

5.2 Interaction laser-métal

Après l'introduction du paragraphe précédent sur l'interaction laser-solide en général, on expose ici de manière plus détaillée les mécanismes de l'interaction laser-métal en régime femtoseconde, jusqu'à l'ablation de matière.

5.2.1 Absorption de photons

Un métal peut être décrit comme un solide cristallin formé d'un réseau d'ions quasi-fixes, entouré d'un gaz d'électrons quasi-libres [70, 71]. La densité d'états électronique $n(E)$ obéit à une distribution de Fermi-Dirac, représentée sur la figure 5.3.a en fonction de l'énergie E .

$$n(E) = \frac{1}{1 + \exp\left(-\frac{E - E_F}{kT}\right)} \quad (5.1)$$

* En dessous de 10 ps, la courbe n'est cependant pas exactement constante.

L'énergie de Fermi E_F correspond au dernier niveau d'énergie occupé à la température de zéro degré Kelvin. Un photon d'énergie $h\nu$ peut être absorbé par les électrons d'énergie comprise entre E_F et $E_F - h\nu$, conformément au principe d'exclusion de Pauli (figure 5.3.b). Une thermalisation électronique s'effectue par collisions électrons-électrons*, sur une échelle de temps de 10 à 100 femtosecondes** [72], permettant alors de définir une température électronique T_e puisque ce sous-système est revenu dans un état de quasi-équilibre thermodynamique. La distribution énergétique des électrons est alors décrite par une nouvelle distribution de Fermi-Dirac, qui contient des électrons dans des états excités d'énergie supérieure à E_F (figure 5.3.c). Si un électron présente une énergie bien supérieure à l'énergie de Fermi, et notamment à $E_F + h\nu$, un processus d'excitation par collisions permet d'augmenter le nombre d'électrons excités par transfert de l'énergie supplémentaire $h\nu$ à un électron d'énergie inférieure à E_F .

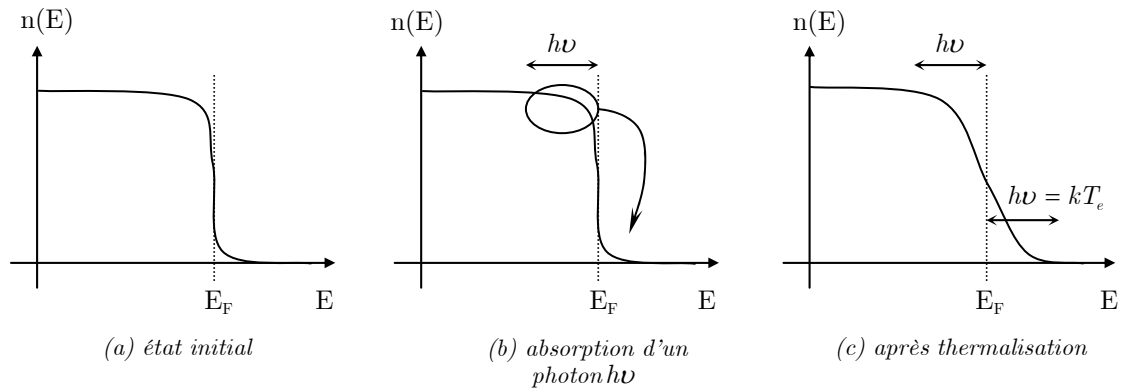


Figure 5.3 – Représentation schématique des densités d'états électroniques en fonction de l'énergie. (a) à l'équilibre thermique, distribution de Fermi-Dirac ; (b) absorption d'un photon $h\nu$; (c) nouvelle distribution de Fermi-Dirac après thermalisation électronique.

Ce mécanisme correspond à un chauffage classique (linéaire) des électrons (mais pas du solide dans sa globalité). Cependant, ce phénomène a lieu en un temps extrêmement bref car la dynamique d'évolution de ce gaz d'électrons libres suit la forme temporelle de la source d'énergie : les électrons sont donc excités plus vite qu'ils ne peuvent transférer leur énergie au réseau d'ions. Ce gaz d'électrons libres extrêmement chauds (leur température peut atteindre plusieurs milliers de degrés Kelvin) peut être décrit par le modèle de Drude.

* Cette thermalisation par collisions électrons-électrons est favorisée par la grande densité électronique (typiquement 10^{21} cm^{-3}).

** Ce temps est inversement proportionnel à la fluence laser.

5.2.2 Thermalisation

A ce stade, on observe alors une thermalisation progressive du système global : les électrons chauds transfèrent leur énergie au réseau d'ions sous forme de phonons. Un phonon désigne le quantum d'énergie associé à un mode vibratoire du réseau d'ions. La rapidité du transfert thermique dépend étroitement de la force du couplage électron-phonon, caractéristique de chaque matériau [73]. Cette durée est typiquement de l'ordre de quelques picosecondes. Le système est hors-équilibre pendant toute cette phase, avec une température électronique T_e supérieure à la température ionique T_i . Une thermalisation complète du matériau ($T_e = T_i$) est atteinte typiquement au bout de quelques picosecondes après le dépôt d'énergie laser. Dès lors, tous les processus suivants et notamment les modifications structurales ou les changements de phase (fusion, vaporisation, ablation ou resolidification selon la fluence initiale) sont thermiques et peuvent être décrits par un modèle de diffusion thermique à une température.

Pour décrire l'état du matériau avant la thermalisation électrons-réseau, l'utilisation d'un modèle à deux températures est alors justifiée pour décrire séparément les évolutions temporelles des températures des électrons et des ions [74-76]. Anisimov *et al.* ont proposé ce modèle pour la première fois en 1974 [66], qui s'exprime sous la forme d'un système d'équations différentielles couplées décrivant les évolutions temporelles des températures électroniques et ioniques :

$$\begin{aligned} C_e \frac{\partial T_e}{\partial t} &= \frac{\partial}{\partial z} \left(K_e \frac{\partial T_e}{\partial z} \right) - g \times (T_e - T_i) + S(z, t) \\ C_i \frac{\partial T_i}{\partial t} &= g \times (T_e - T_i) \end{aligned} \quad (5.2)$$

C_e et C_i sont les chaleurs spécifiques électroniques et ioniques, la constante g est un terme de couplage électron-phonon qui décrit le transfert d'énergie électronique au réseau d'ions. K_e est la conductivité thermique des électrons, et $S(z, t)$ est le terme source décrivant la densité de puissance déposée par une impulsion laser dans le gaz d'électrons. Dans la deuxième équation, le terme de diffusion thermique ionique peut être négligé devant le terme de transfert. Ce modèle à une dimension (selon l'axe laser z) peut être étendu à deux dimensions pour décrire également les effets thermiques dans la direction perpendiculaire à la surface, ce qui permet de définir une zone affectée thermiquement ZAT (c'est-à-dire dont les propriétés structurales ont également été

modifiées) dans l'environnement immédiat d'un trou d'usinage laser. Une ZAT d'extension spatiale dix fois plus faible avec une irradiation femtoseconde qu'avec une irradiation nanoseconde a été calculée et démontrée expérimentalement sur l'aluminium* [77, 78]. Le modèle à deux températures peut également être couplé à un code hydrodynamique tenant compte des changements de phase du métal [79] afin de procurer des informations plus précises sur les conditions de température et de pression induisant l'ablation, et permettant notamment de mettre en évidence la présence d'ondes de choc [80].

5.2.3 Ablation

Avec des impulsions nanosecondes, le processus d'ablation est dominé par l'hydrodynamique et la conduction de la chaleur, puisque la durée d'impulsion est supérieure à la fois au temps de thermalisation électron-phonon (1-10 ps) et au temps de diffusion thermique (~10 ns). On peut donc parler d'une "ablation thermique", gouvernée par l'expansion thermique du matériau en permanence en équilibre thermodynamique. Pour des impulsions subpicosecondes, l'ablation résulte de l'éjection de matière lorsque l'énergie fournie est supérieure à l'énergie de cohésion du matériau, augmentée de l'énergie cinétique nécessaire.

La question de savoir si l'ablation est finalement thermique ou non thermique persiste donc, étant donné les temps caractéristiques d'ablation. En effet, l'ablation débute après quelques picosecondes [81]. Ce temps correspond approximativement au temps de relaxation électrons-phonons, c'est-à-dire au temps de thermalisation du système {électrons+ions}, à partir duquel la diffusion thermique ionique commence à jouer un rôle. Ainsi, il est difficile de savoir si le matériau a atteint un état thermodynamique bien défini avant que l'ablation ne survienne. L'ablation résulte-t-elle d'un enchaînement de transitions de phase (solide-liquide puis liquide-gaz) en passant par des états (liquide et gazeux) thermodynamiquement définis ? Ou au contraire transite-t-elle par une étape de réorganisation structurale non thermique, suivie d'une éjection de matière par surplus d'énergie ? L'état obtenu après les modifications structurales peut-il être décrit comme un liquide ou un solide ? Si cet état est atteint en moins d'une picoseconde une transition de phase aussi rapide peut-elle être décrite

*Les tailles typiques sont respectivement quelques microns et quelques dizaines de microns.

par un cheminement thermodynamique ? Cette question est aujourd'hui loin d'être clairement tranchée.

5.2.4 Résumé

Il est commode de faire apparaître les mécanismes physiques présentés sur une courbe typique du modèle à deux températures. Le schéma de la figure 5.4 correspond au cas du cuivre (d'après [67]), mais la courbe a approximativement la même allure pour tous les métaux. On peut décrire le déroulement des différentes étapes dans l'ordre chronologique. Tout d'abord une excitation électronique qui peut faire monter la température électronique jusqu'à plusieurs milliers de degrés Kelvin (100 fs). Puis une relaxation électronique par collisions électrons-phonons entraînant un refroidissement des électrons qui s'accompagne d'un échauffement des ions. C'est pendant cet état hors équilibre que peuvent intervenir des modifications structurelles non thermiques. L'égalité des températures est atteinte typiquement au bout de 1 à 10 ps suivant les matériaux. Les effets thermiques incluant les changements de phase (fusion, évaporation...) peuvent alors débiter. L'ablation survient de manière superposée entre la fin de la thermalisation électrons-ions et le début des effets thermiques. Enfin, un refroidissement accompagné d'une resolidification a lieu à l'échelle de 1 ns pour les métaux (1 μ s pour les diélectriques).

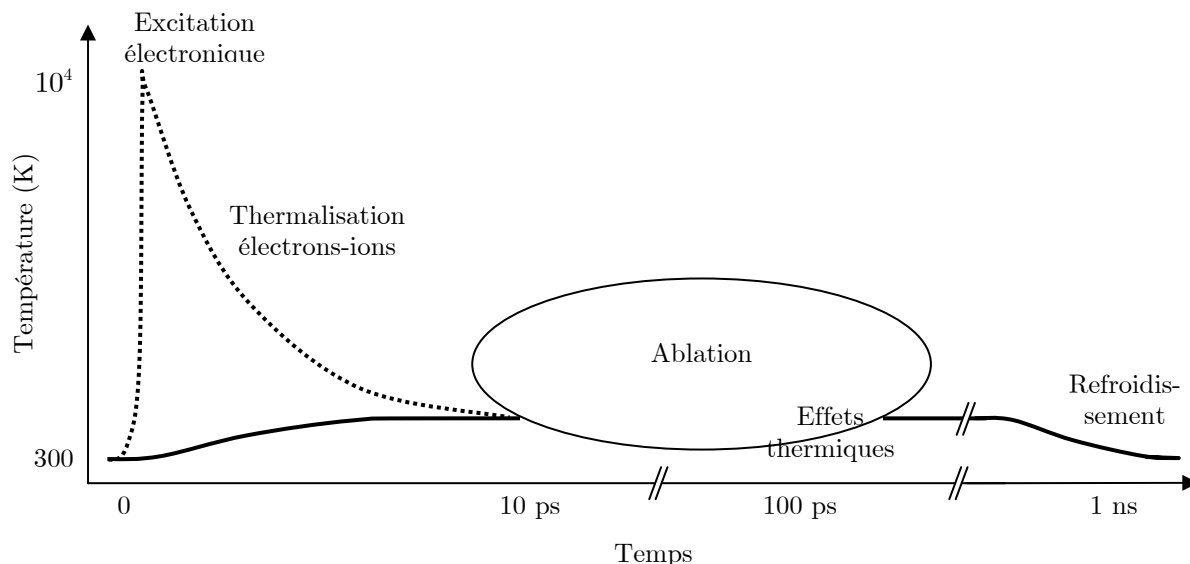


Figure 5.4 – Représentation schématique d'un résultat typique donné par le modèle à deux températures pour le cuivre, d'après [67]. Les mécanismes physiques ayant lieu au cours du processus sont mentionnés au dessus des courbes : température électronique en pointillés, température ionique en trait plein.

5.3 Interaction laser-diélectrique

Dans l'objectif de réaliser des guides d'ondes dans les matériaux diélectriques, nous nous intéressons à la modification de l'indice de réfraction provoquée par une irradiation laser femtoseconde focalisée dans la masse du matériau. On se situe donc dans des domaines de fluences inférieures à celles utilisées pour l'ablation de surface. Après l'interaction et les changements de phase éventuels, on assiste à une resolidification, qui laisse le matériau dans un état différent de son état initial, après avoir subi des modifications structurelles.

Ce paragraphe présente les mécanismes physiques conduisant au changement d'indice de réfraction d'un verre. De nombreuses questions étant encore ouvertes à l'heure actuelle, cette brève synthèse ne prétend pas à l'exhaustivité mais s'attache à exposer les mécanismes fondamentaux mis en jeu. De manière générale, deux phases peuvent être distinguées : l'excitation des électrons (photoionisation), suivie de la phase de relaxation du matériau où interviennent différents mécanismes contribuant à la modification de l'indice de réfraction.

5.3.1 Mécanismes d'excitation des électrons

Les électrons du matériau sont excités par absorption d'énergie lumineuse. Pour un diélectrique, tous les électrons sont initialement dans la bande de valence. Si le gap énergétique E_g séparant la bande de valence (BV) de la bande de conduction (BC) est supérieur à l'énergie $\hbar\omega$ d'un photon visible, le matériau est transparent. Pour un verre classique, le processus d'excitation est donc fortement non-linéaire. Après une première phase de photoionisation, un mécanisme d'ionisation par avalanche intervient pour créer un gaz dense et chaud d'électrons libres. Ces deux mécanismes sont détaillés ci-dessous.

5.3.1.1 Photoionisation

La photoionisation se découple elle-même en deux régimes : ionisation multiphotonique ou effet tunnel. C'est la valeur du paramètre de Keldysh qui fixe le mode de photoionisation [82] :

$$\gamma = \frac{\omega}{e} \sqrt{\frac{m_e c n \varepsilon_0 E_g}{I}} \quad (5.3)$$

Ce paramètre dépend du laser utilisé (fréquence laser ω , intensité laser I au point de focalisation (W/cm^2)), du matériau (indice de réfraction n , gap E_g), c étant la vitesse de la lumière, ε_0 la permittivité du vide et m_e la masse de l'électron. La transition entre les deux régimes se situe vers $\gamma \sim 1.5$. Pour des fortes intensités laser, l'ionisation se fait préférentiellement par effet tunnel, tandis que l'ionisation multiphotonique a lieu pour des intensités laser plus faibles. Une combinaison des deux mécanismes peut intervenir lorsque l'intensité se situe vers 10^{13} - 10^{14} W/cm^2 , suivant le matériau. Ces deux mécanismes, illustrés sur la figure 5.5, sont détaillés ci-après.

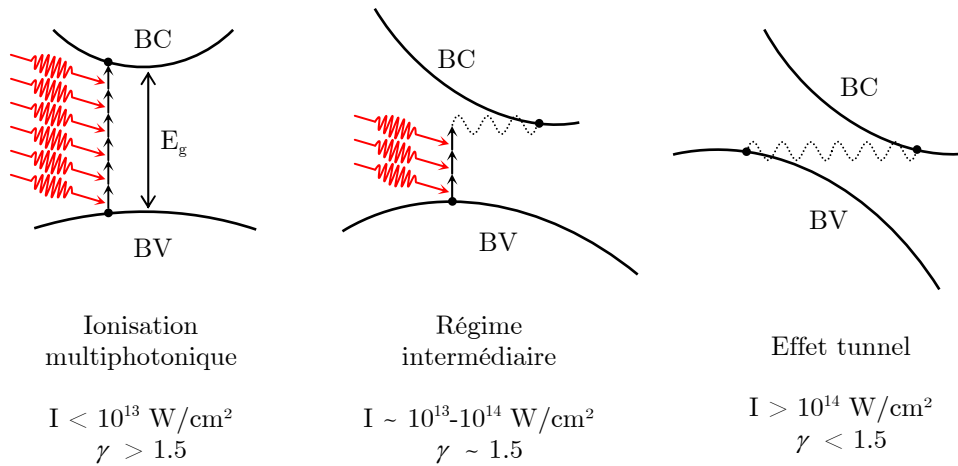


Figure 5.5 – Récapitulatif des mécanismes de photoionisation d'un atome (représentation sur un diagramme énergie-moment) : ionisation multiphotonique par absorption simultanée de plusieurs photons (à gauche), effet tunnel résultant de la déformation des bandes sous l'effet d'un champ électrique intense (à droite), régime intermédiaire avec la combinaison des deux mécanismes (au centre).

Ionisation multiphotonique

L'ionisation multiphotonique est une excitation non-linéaire due à l'absorption *simultanée* de plusieurs photons par un électron. Pour être promu de la BV à la BC, l'électron doit absorber suffisamment de photons pour dépasser le gap du matériau : $K\hbar\omega \geq E_g$ avec K : nombre de photons absorbés. Pour un laser femtoseconde à 800 nm, l'énergie d'un photon est $E_{\text{photon}} = 1.55$ eV. Pour la silice SiO_2 , $E_g = 9$ eV donc il faut absorber 6 photons. Le taux d'ionisation multiphotonique s'exprime selon : $P(I)_{MPI} = \sigma_K I^K$, qui dépend fortement de l'intensité laser I (W/cm^2), σ_K étant la

section efficace d'absorption pour K photons. La densité électronique n dans la BC suit alors l'évolution donnée par :

$$\frac{dn(t)}{dt} = \sigma_K I(t)^K \quad (5.4)$$

Ionisation par effet tunnel

Sous l'effet du champ électrique extrêmement intense du laser, la structure de bandes du matériau se trouve modifiée : les bandes sont inclinées. Le puits de potentiel coulombien qui lie un électron de valence au noyau de son atome est alors suffisamment diminué pour que l'électron puisse traverser cette barrière énergétique par effet tunnel, et peupler ainsi la bande de conduction. D'après le paramètre de Keldysh, ce phénomène a lieu pour des champs très intenses (à partir de 10^{14} W/cm²) et des grandes longueurs d'onde. Dans le cas d'un matériau à grand gap comme SiO₂, l'effet tunnel semble jouer un rôle minoritaire. Cependant, peu d'études ont été menées à ce sujet.

Ces deux mécanismes de photoionisation (excitation multiphotonique ou effet tunnel) constituent un moyen d'initier l'ionisation des atomes. Les très fortes densités de puissance atteintes grâce aux impulsions ultra-courtes permettent de créer des électrons libres dans la bande de conduction, qui sont ensuite la source d'un phénomène d'ionisation par avalanche.

5.3.1.2 Ionisation par avalanche électronique

L'avalanche électronique est un mécanisme d'ionisation qui démarre lorsque la densité d'électrons libres est suffisamment importante dans le matériau*. La production de ces électrons initiaux ou électrons "source" provient majoritairement de la photoionisation**. Le mécanisme consiste en une absorption d'énergie lumineuse par les électrons, suivie d'une ionisation par collisions électroniques (figure 5.6). Un électron initialement présent dans la BC absorbe linéairement (donc successivement) plusieurs

* Par électrons libres, on entend électrons dans la BC du matériau ; dans un diélectriques les électrons ne sont pas libres, jusqu'à ce qu'il devienne « metal-like ».

** Quelques électrons peuvent aussi provenir de la présence d'impuretés ou de défauts dans le gap, qui sont facilement ionisables.

photons, ce qui le place dans des niveaux d'énergie supérieure dans la BC. Ceci correspond à un chauffage par effet Joule (encore appelé *Bremstrahlung inverse*). Remarquons que le moment doit être conservé, l'électron doit donc absorber ou émettre un phonon lors de l'absorption d'un photon. Lorsque cet électron a absorbé suffisamment de photons pour que son énergie dépasse celle du minimum de la BC d'au moins l'énergie de gap E_g du matériau ($E_{\text{électron}} - E_{BC} \geq E_g$), il peut alors ioniser par collision un électron de la bande de valence. On obtient donc deux électrons de même énergie au bas de la bande de conduction. Le mécanisme se répète alors : chaque électron absorbe à nouveau l'énergie lumineuse du laser et ionise à son tour un électron de la bande de valence, donnant ainsi lieu à un effet d'avalanche.

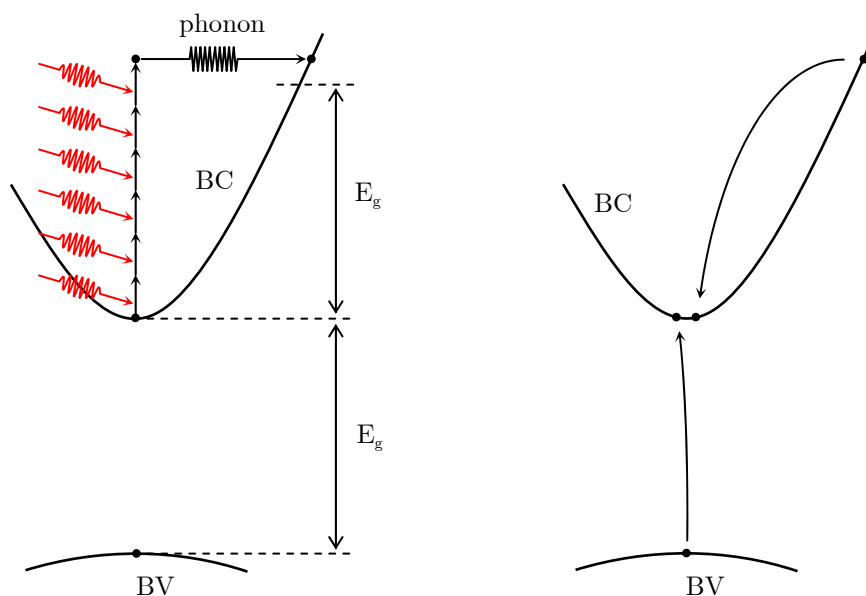


Figure 5.6 – Processus d'ionisation par avalanche électronique. Un électron initialement présent dans la BC absorbe successivement plusieurs photons. Il ionise alors un électron de la BV par collision. Au final, on obtient deux électrons au bas de la BC.

Tant que le champ laser est présent, la densité électronique n de la BC augmente exponentiellement selon :

$$\frac{dn}{dt} = \beta n(t) \quad (5.5)$$

où β est le taux d'ionisation par avalanche, qui dépend de l'intensité laser. Bien que certains auteurs aient prédit une dépendance en racine carrée de l'intensité [83, 84], le

modèle développé par Stuart *et al.* [61] et confirmé par les mesures de Lenzner *et al.* [69], prédisant une dépendance linéaire du taux d'ionisation par avalanche avec l'intensité laser, est aujourd'hui communément admis*. On écrit alors : $\beta = \alpha I(t)$ où α est le taux d'ionisation par avalanche donné par les calculs de Keldysh [82] (ces taux sont plus ou moins bien vérifiés expérimentalement [69]) et $I(t)$ le profil temporel de l'impulsion.

Des études sur les contributions relatives de l'ionisation multiphotonique et de l'ionisation collisionnelle par avalanche électronique ont montré que la première est dominante pour les impulsions les plus courtes [61]. Pour des impulsions extrêmement courtes (<40 fs), l'ionisation mutliphotonique seule peut même suffire pour créer un plasma critique [85]. La largeur du gap joue également un rôle : l'ionisation par avalanche produit la majeure partie des électrons libres pour les matériaux à large gap (>5eV) tandis que la contribution de l'ionisation multiphotonique augmente avec les matériaux à faible gap [69, 86].

Pour obtenir une équation décrivant le plus fidèlement possible l'évolution temporelle de la densité électronique, Li *et al.* [87] ont été les premiers à proposer de tenir compte d'une diminution du nombre de porteurs, observée sur une échelle de temps d'une centaine de femtosecondes, et intervenant probablement par recombinaison par collisions électrons-électrons. Un terme de la forme $-n/\tau$ décrivant la décroissance exponentielle de la densité électronique est alors ajouté, pour obtenir finalement :

$$\frac{dn(t)}{dt} = \alpha I(t)n(t) + \sigma_K I(t)^K - \frac{n}{\tau} \quad (5.6)$$

Bien qu'étant perfectible, comme souligné par Tien *et al.* [88] (notamment en tenant compte de l'ionisation par effet tunnel), ce modèle est aujourd'hui largement utilisé. Cette équation décrit les phénomènes intervenant pendant la durée de l'impulsion (photoionisation) et immédiatement après (ionisation par avalanche), soit jusqu'à ~200 fs. La population d'électrons augmente jusqu'à former un plasma, c'est-à-dire un gaz d'électrons libres non dégénérés, décrit par le modèle de Drude. Ce plasma d'électrons libres qui se densifie en permanence cohabite avec le réseau d'ions froids, alors que la thermalisation par collisions électrons-phonons n'a pas encore débuté.

* Ce modèle repose sur deux hypothèses : i) un électron de la BC ionise un électron de la BV par collision dès qu'il possède assez d'énergie pour le faire, ii) la distribution d'énergie des électrons dans la BC ne change pas de forme lorsque la densité électronique augmente.

5.3.2 Plasma d'électrons libres

Le plasma d'électrons libres créé interagit avec l'onde lumineuse incidente. Afin de décrire cela, un indice de réfraction complexe du plasma dépendant de la fréquence laser peut être défini :

$$n(\omega) = n'(\omega) + in''(\omega) \quad (5.7)$$

La partie réelle de l'indice provoque une divergence du faisceau, la partie imaginaire régit l'absorption du plasma. Il est également possible de définir une fréquence plasma, qui dépend de la densité n d'électrons libres :

$$\omega_P = \sqrt{\frac{ne^2}{\epsilon_0 m_e}} \quad (5.8)$$

Si l'intensité laser est suffisamment forte, la densité électronique du plasma augmente par absorption d'énergie lumineuse jusqu'à ce que la fréquence plasma atteigne la fréquence laser. Ceci se produit typiquement pour une densité électronique critique n_{cr} de l'ordre de 10^{21} cm^{-3} . A ce stade, le matériau n'a plus les propriétés d'un diélectrique. En effet, la partie réelle de l'indice s'annule, le plasma devient alors réfléchissant et le diélectrique devient conducteur (échelle de temps $\sim 100 \text{ fs}$). Le diélectrique se comporte alors comme un métal. Ceci explique la similarité de comportement après ionisation des diélectriques et des métaux lors d'une irradiation femtoseconde : une fois ionisé, le matériau se retrouve dans le même état (plasma critique d'électrons libres), que ce soit à l'origine un métal ou un diélectrique.

Comme le processus d'ionisation est hautement non-linéaire et que le dépôt de l'énergie a lieu sur un temps plus court que le temps de thermalisation électron-réseau, la zone modifiée est à la fois très petite et précisément délimitée comme étant la région où la fluence est suffisante pour atteindre la densité critique (figure 5.7). Ceci permet un dépôt d'énergie très localisé dans la masse du matériau, sans dommages collatéraux et extrêmement reproductible.

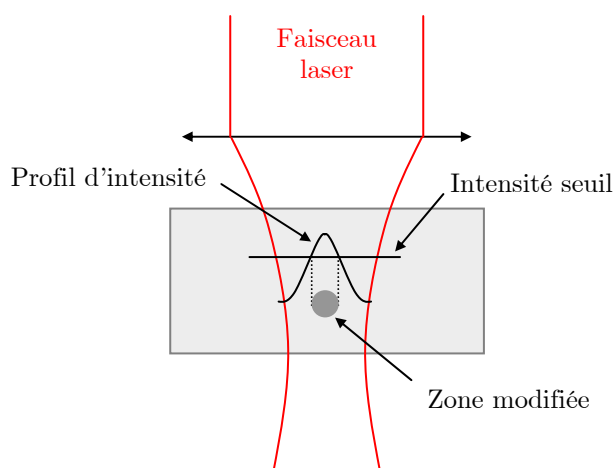


Figure 5.7 – Schéma illustrant la localisation précise du dépôt d'énergie dans le matériau et donc de la zone modifiée.

5.3.3 Du plasma d'électrons libres à la modification de l'indice de réfraction

La modification de l'indice de réfraction consécutive à l'irradiation laser femtoseconde provient des effets spécifiques induits par les mécanismes de relaxation du plasma. Si la littérature est assez unanime sur les phénomènes d'ionisation, de nombreuses interrogations et incertitudes subsistent concernant les mécanismes menant du plasma au changement d'indice. De plus, ces mécanismes dépendent étroitement du matériau considéré. L'effet d'une irradiation femtoseconde sur de nombreux types de verres a été étudié dans la littérature : silice pure SiO_2 , verres dopés au bore (BK7), dopés au fluor (ZBLAN), dopés Er/Yb pour leur conférer des propriétés amplificatrices... Grâce aux nombreuses recherches menées sur ce sujet depuis quelques années, des mécanismes généraux ont été identifiés. Plusieurs explications différentes sont avancées, mettant en évidence la contribution de mécanismes distincts, qui font l'objet des paragraphes qui suivent :

- la densification de matière par modifications structurelles
- la création de défauts et de centres colorés
- les contraintes mécaniques
- les effets thermiques

5.3.3.1 Introduction

Un verre est une structure amorphe, c'est-à-dire un solide non-cristallin, qui peut aussi être décrit par un liquide très visqueux, ou un solide obtenu par figeage d'un liquide surfondu qui n'a pas cristallisé. Une des propriétés caractéristiques d'un verre est qu'il ne possède pas de structure périodique, mais simplement une organisation structurale*. La silice fondue SiO_2 , dont la structure est à base tétraédrique SiO_4 , forme un réseau tridimensionnel désordonné, qui s'organise en cycles (ou structures en anneaux) le plus souvent à 5 ou 6 atomes de Si. Les deux défauts les plus courants, aussi nommés centres colorés, sont les suivants :

- Centres E' ($\equiv \text{Si} \bullet$) : trou piégé par un site d'oxygène vacant
- Centres NBOHC "non-bridging oxygene hole center" ($\equiv \text{Si}-\text{O} \bullet$) : trou piégé par un oxygène non pontant

où "-" désigne une liaison et " \bullet " un électron non apparié.

Ces défauts correspondent à des états stables dans le gap et peuvent être induits par irradiation laser. Leur présence et leur concentration est donc un moyen d'analyse pour la compréhension des mécanismes physiques provoqués par l'irradiation femtoseconde en faisant le lien avec une modification de l'indice de réfraction. Les techniques de caractérisation de ces défauts sont principalement la spectroscopie de fluorescence et la spectroscopie Raman, chaque modification ayant une signature bien particulière. Ces moyens d'analyse permettent également de déduire l'organisation structurale du réseau formé par les atomes de silicium et d'oxygène.

5.3.3.2 Modifications structurales et densification

Dans une vision extrêmement simpliste de l'effet de la relaxation du plasma d'électrons libres, on peut dire que le transfert d'énergie des électrons libres au réseau vitreux conduit à de très fortes élévations locales de température et de pression, jusqu'à la fusion locale du verre, induisant une densification de la région irradiée lors du refroidissement. De nombreuses études s'attachent aujourd'hui à clarifier ce phénomène.

* S'il existe une périodicité, on a affaire à un cristal (ex : silice périodique = quartz).

Il est intéressant de commencer par mentionner les nombreux travaux réalisés sur les semiconducteurs, qui mettent en évidence une réorganisation moléculaire non-thermique. Les semiconducteurs rentrent dans le même cas que les diélectriques, à ceci près que l'ionisation initiale, c'est-à-dire la promotion des premiers électrons dans la bande de valence, est plus facilement réalisable. Le mécanisme non-linéaire d'absorption multiphotonique est donc moins mis à profit. De la même manière que pour les diélectriques, on arrive à un plasma d'électrons libres qui relaxe au cours du temps. Plusieurs auteurs [53, 57] ont observé des modifications structurelles non thermiques, résultant directement de l'excitation électronique. Alors que la matrice cristalline est encore vibrationnellement froide, elle est déstabilisée par des forces de liaison plus faibles dues à la grande quantité d'atomes ionisés. Les ions peuvent alors se mouvoir assez loin de leurs positions initiales, causant ainsi des modifications structurelles permanentes*, et non thermiques car ayant lieu sur des échelles de temps bien inférieures à la picoseconde [55, 58].

Dans les diélectriques, les modifications structurelles peuvent également s'expliquer par des processus de réorganisation. Après irradiation laser femtoseconde, Chan *et al.* [89] ont observé une forte augmentation des pics Raman à 490 cm^{-1} et 605 cm^{-1} , aussi connus sous le nom de raies D_1 et D_2 , correspondant respectivement à des structures en anneau à 3 et 4 atomes de silicium. Ceci indique que l'insolation femtoseconde conduit à une densification du verre, se traduisant par des angles Si–O–Si plus faibles. Ces modifications structurales sont corrélées à une augmentation de l'indice de réfraction, qui dépend de la fluence laser utilisée ($\Delta n \sim 10^{-4}$ à $5 \cdot 10^{-2}$ pour des fluences respectives de 10 à 40 J/cm^2). Cependant, pour obtenir une structure guidante avec uniquement une modification d'indice sans dommage optique, les fluences doivent rester suffisamment faibles ($< 1\text{ J/cm}^2$), induisant alors une contribution à l'indice de réfraction inférieure à 10^{-3} [90]. Cette hypothèse de densification locale du verre comme contribution à l'augmentation de l'indice de réfraction avait déjà été avancée lors des premières publications à ce sujet par l'équipe de Miura *et al.* [91-93] suite à l'observation au microscope à force atomique de l'enfoncement de la surface de $\sim 40\text{ nm}$ dans la zone irradiée. Des simulations menées par Sen et Dickinson [94] indiquent que les modifications structurelles semblent suffisantes pour expliquer les changements d'indice observés. A l'inverse, en observant une augmentation d'indice de 10^{-3} sans

* Le caractère réversible ou non des modifications structurelles engendrées dépend de la fluence laser. Au delà de 10% de sites atomiques ionisés (soit typiquement une fluence de $\sim 0.1\text{ J/cm}^2$), la structure atomique est trop désorganisée pour pouvoir revenir dans son état initial.

modification évidente du spectre Raman, Streltsov et Borelli [95] concluent que la densification seule ne peut suffire à expliquer entièrement les variations d'indice mesurées. Ils estiment que la contribution de la densification est de l'ordre de 10% de la variation d'indice totale et attribuent la majeure partie à la formation de défauts.

Dans les cristaux, il n'est généralement pas possible d'induire une augmentation de l'indice de réfraction par irradiation femtoseconde comme dans les verres. Une explication simple vient du fait que les cristaux ont moins de degrés de liberté structurels. Tandis que la structure d'un verre peut se réarranger pour s'accommoder d'une perturbation produite par l'irradiation laser, un cristal n'a pas les mêmes possibilités : on assiste habituellement à une perte d'ordre structurel, autrement dit à un grand degré de désordre, contribuant à rendre le cristal structurellement amorphe [96].

5.3.3.3 Défauts et centres colorés

Pour un diélectrique, la relaxation du plasma d'électrons libres de la bande de conduction peut s'effectuer soit par recombinaison radiative directe électron-trou soit par piégeage dans des états intermédiaires dans le gap (figure 5.8). Une paire électron-trou peut se trouver piégée (en 150 fs) dans un état d'exciton proche du bas de la bande de conduction, qui se désexcite ensuite thermiquement en un centre E'. Un piégeage direct dans des pièges profonds comme les centres E' ou NBOHC est également possible. Si ces états se désexcitent radiativement, le système revient dans son état initial sans conséquence pour la structure du matériau. Dans le cas contraire, des défauts permanents sont créés, contribuant directement à la modification de l'indice de réfraction ($\Delta n > 0$ ou < 0 selon les défauts). La création de ces défauts, ou centres colorés, résulte de la brisure de liaisons [97], autorisant ainsi des déplacements d'atomes et des réorganisations structurelles conduisant à de nouveaux arrangements atomiques stables*. Le modèle de Lorentz permet de relier directement la variation d'indice de réfraction à la concentration des défauts et à leur position dans le gap. Notamment, l'augmentation de l'indice est d'autant plus forte que le défaut se situe profondément dans le gap [98]. Concernant l'ordre de grandeur de cette variation, la création de défauts sur 10% des sites atomiques engendre un Δn voisin de 1%.

* L'origine des centres de défauts dépend fortement du matériau.

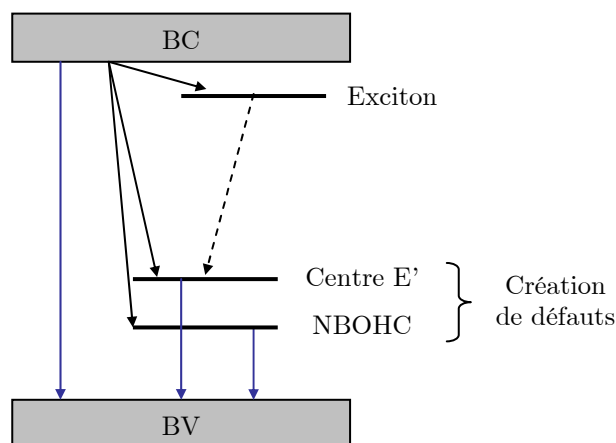


Figure 5.8 – Représentation schématique des processus électroniques de recombinaison et de piégeage dans des états intermédiaires dans le gap. BV et BC désignent les bandes de valence et de conduction, les flèches bleues représentent les recombinaisons radiatives.

La présence de ces défauts est aisément révélée par des techniques de luminescence. Il a notamment été observé une large bande de fluorescence autour de 630 nm correspondant à la création de centres NBOHC dans la silice après irradiation femtoseconde, corrélée avec l'augmentation de l'indice de réfraction [89]. Strelstov et Borelli [95] mesurent une concentration de centres colorés (centres E' et NBOHC) de l'ordre de $3 \cdot 10^{-19} \text{ cm}^{-3}$, en corrélation avec une augmentation d'indice de 10^{-3} . Ceci est en accord avec les concentrations observées lors de modification d'indice par photosensibilité UV. Cependant, les stabilités thermiques des centres colorés et de l'indice de réfraction ne sont pas corrélées [95]. En effet, Will *et al.* [99] ont montré que les modifications d'indice dans la silice pure sont très stables. Les propriétés de guidage sont préservées au delà de 500°C de température de recuit pendant plusieurs heures, tandis que les caractéristiques de fluorescence entre 560 nm et 630 nm liés au centres colorés ne subsistent pas au delà de 400°C . Ils concluent donc que les variations de l'indice de réfraction dans la silice et les propriétés de guidage ne sont pas directement liées à la génération de centres colorés. Ces expériences et interprétations contradictoires méritent donc de plus amples travaux pour établir de façon claire le rôle de chaque mécanisme.

5.3.3.4 Contraintes mécaniques

Plusieurs équipes ont mis en évidence la présence d'une zone de contraintes mécaniques, éventuellement associée à des propriétés de biréfringence dans la zone irradiée, liées à la polarisation du faisceau laser incident [100-103]. Ceci constitue une indication supplémentaire en faveur d'une densification à l'origine de la modification d'indice, issu d'un processus de fusion-resolidification à l'intérieur du verre, comme suggéré par l'une des premières publications sur ce sujet : Glezer *et al.* [104, 105] observent même une onde de choc conduisant à une micro-explosion à l'intérieur du verre. Toujours dans cette optique d'explication thermodynamique du changement d'indice, Osellame *et al.* [106] ont proposé très récemment un mécanisme de solidification ultra-rapide (équivalent à une trempe) depuis l'extérieur, conduisant à une densification donc une augmentation d'indice sur les bords, tandis que la zone centrale se solidifie avec une densité plus faible donc une diminution d'indice de réfraction. De récentes simulations prenant en compte les champs de contrainte dans le matériau [107] suggèrent que la densification est induite par des contraintes mécaniques dans la zone d'absorption non-linéaire du champ optique. Ce phénomène dépend étroitement du type de verre utilisé. Dans les cristaux, rendus amorphes par irradiation femtoseconde, il est possible d'observer une zone guidante dans la région ayant subi des contraintes mécaniques tout autour de la zone irradiée [96]. D'autres expériences sont en accord avec cette explication, en montrant même une zone non guidante au centre due à la diminution de l'indice de réfraction, notamment dans les verres au phosphate [108], aux oxydes de métaux lourds [109], aux oxydes alcalins [110] ou dans le poly(méthylmétacrylate) [111].

5.3.3.5 Effets thermiques

Deux types d'effets thermiques fondamentalement différents sont susceptibles d'intervenir : celui provoqué par une unique impulsion, et celui résultant de l'accumulation d'un grand nombre d'impulsions successives.

Des expériences étudiant l'effet d'une impulsion ont été menées par Schäffer *et al.* [112], démontrant la possibilité de contrôler la morphologie de la zone modifiée en ajustant l'énergie du faisceau. Cette zone peut ainsi correspondre au volume focal lorsque l'énergie est réglée à une valeur proche du seuil de dommages. La dimension

latérale est déterminée par le diamètre du faisceau ($2w$), la profondeur par le paramètre confocal ($2z_R$). Dans ces conditions, les effets thermiques semblent donc absents. Dans un régime d'irradiation par un grand nombre d'impulsions à cadence faible (<20 kHz), le matériau refroidit entre deux impulsions car l'énergie déposée par une impulsion dans le volume focal est évacuée par diffusion thermique dans la masse du matériau en environ $1 \mu\text{s}$. Aucun mécanisme d'accumulation thermique n'est attendu *a priori*, la modification du matériau étant effectuée de manière indépendante par chaque impulsion. Par contre, il est possible d'observer des effets d'incubation dus au grand nombre d'impulsions. Lors d'une forte focalisation ($\text{ON}=1.4$), Schäffer *et al.* [113] n'observent pas d'effets d'incubation : la taille de la zone modifiée augmente avec l'énergie mais pas avec le nombre d'impulsions ; par contre, le Δn augmente avec le nombre d'impulsions. En revanche, lors d'une faible focalisation ($\text{ON}=0.25$), l'incubation est responsable de la diminution du seuil de dommages, comme observé lors d'expériences de surface [114, 115]. Dans ce dernier cas, il a été démontré [116] que l'effet de l'incubation est double : i) il modifie l'absorption par accumulation de défauts ii) il introduit de nouveaux chemins de déposition d'énergie dans le réseau cristallin, en plus du couplage électron-phonon, ces chemins étant basés sur un couplage des électrons piégés au réseau. L'augmentation de la concentration des défauts est proportionnelle à la concentration initiale de défauts, à l'incrément du nombre d'impulsions, et dépend aussi du nombre de sites atomiques susceptibles d'être affectés pendant le processus d'accumulation. Toujours dans ce régime de faible cadence (20 kHz), Streltsov et Borelli [95] ont montré dans la silice que l'augmentation d'indice en fonction de l'énergie laser semble suivre l'augmentation de température provoquée par une seule impulsion. D'un autre côté, comme une température élevée (2500°C) limite l'augmentation d'indice, l'effet de la température n'est pas clairement établi. Avec une faible cadence (0.1-1 kHz), Sakakura *et al.* [117] observent un phénomène d'oscillation temporelle de l'indice de réfraction dans un verre soda-lime jusqu'à ~ 2 ns après le passage de l'impulsion femtoseconde, qu'ils associent à un effet majoritairement thermique couplé à une onde de pression. Une contribution thermique d'une unique impulsion à la modification d'indice n'est donc pas à écarter, mais des études complémentaires sont à mener pour apporter des réponses à cette question.

Dans un régime de cadence élevée (>1 MHz), la période entre deux impulsions est plus courte que le temps de diffusion thermique de l'énergie hors du volume focal. Le train d'impulsions chauffe alors progressivement le matériau, cette accumulation thermique conduisant à la modification d'un volume de matériau largement supérieur

au volume focal [118]. De plus, ce volume étant sphérique (la diffusion thermique est isotrope) et sa taille augmentant avec le nombre d'impulsions, le mécanisme intervenant est une fusion thermique, en accord avec les simulations correspondantes [118]. Lors de l'arrêt de l'irradiation, le matériau se resolidifie avec d'éventuels mécanismes de densification. Une étude très récente de la contribution thermique à l'augmentation de l'indice de réfraction en fonction de la cadence laser est proposée par Eaton *et al.* [119], suite à l'observation de l'augmentation de la taille de la zone modifiée avec le taux de répétition des impulsions laser [120]. Un effet d'accumulation thermique a été mis en évidence à partir de 200 kHz dans un verre borosilicate (gap faible : 3.9 eV), en accord avec les expériences de Schäffer *et al.* [118]. Dans les deux cas, le diamètre de la zone modifiée correspond au diamètre calculé comme devant être fondu, lorsque l'on prend en compte les caractéristiques du verre correspondant. Par contre, dans la silice pure (gap 9.1 eV), aucun effet d'accumulation n'a été constaté. Osellame *et al.* [106] montrent que les effets d'accumulation thermique pour la production de guides d'ondes à haute cadence dépendent étroitement du type de verre utilisé. A titre d'illustration, Eaton *et al.* [119] démontrent que les pertes peuvent être diminuées jusqu'à ~ 0.2 dB/cm en optimisant les paramètres expérimentaux dans un verre borosilicate.

5.3.4 Résumé

Lorsque des impulsions laser femtosecondes sont fortement focalisées dans un matériau diélectrique transparent, celui-ci absorbe l'énergie lumineuse. Comme les densités de puissance sont très élevées (10^{13} - 10^{14} W/cm²) à cause de la courte durée des impulsions, l'absorption est fortement non-linéaire, ce qui explique qu'elle puisse être localisée dans une zone extrêmement confinée, se situant dans la masse du matériau. Les atomes sont ionisés par absorption multiphotonique ou par effet tunnel, puis par avalanche collisionnelle. Cette ionisation conduit à la formation d'un gaz d'électrons libres dans le volume concerné, qui absorbe à son tour l'énergie laser. Ce mécanisme continue jusqu'à ce qu'un plasma de densité critique soit atteint (10^{21} cm⁻³), au sein duquel le dépôt d'énergie laser n'est plus possible. Avec des impulsions ultra-brèves et ultra-intenses, l'énergie est absorbée par les électrons plus rapidement qu'elle ne peut être transférée par les électrons vers le réseau cristallin, les ions sont encore froids. Sur une échelle d'une dizaine de picosecondes, les électrons chauffent les ions par collisions

électrons-phonons, et les deux systèmes atteignent un équilibre thermique à une température d'environ 10^5 K. Au bout d'une dizaine de nanosecondes, les électrons et les ions se recombinent. Après la relaxation du plasma, l'énergie résiduelle dans le matériau est principalement sous forme thermique. Cette énergie est alors évacuée du volume focal par diffusion thermique à l'échelle de la microseconde.

Des modifications structurelles du matériau sont engendrées lors du transfert d'énergie aux ions. En fonction de l'énergie, on observe une transition d'un mécanisme de modification structurelle non thermique par brisure de liaisons à un mécanisme de fusion ou de densification locale suivi d'une resolidification non uniforme à cause des forts gradients de température induits. Notamment, on constate une modification de l'indice de réfraction, attribué à la combinaison de plusieurs mécanismes dont certains sont encore mal compris. A l'échelle atomique, une création locale de défauts dans le gap contribue probablement pour une part importante à la modification d'indice. A l'échelle moléculaire, une réorganisation structurelle couplée à une densification locale a été identifiée. A l'échelle microscopique voire macroscopique, des champs de contraintes mécaniques sont observés, en lien avec la modification d'indice. Enfin, suivant la cadence laser utilisée, une contribution thermique est également à considérer. Tous ces mécanismes sont interdépendants. Pour les applications, l'avantage des impulsions ultra-courtes pour la photoinscription en volume est qu'elles ne génèrent pas de cracks et permettent un contrôle très précis de la zone irradiée tout en offrant la possibilité d'accès aux trois dimensions de l'espace.

5.4 Conclusion

L'intérêt de l'interaction laser-matière avec des impulsions femtosecondes réside dans la possibilité de déposer une grande quantité d'énergie dans le matériau sur un temps bien inférieur aux temps typiques de thermalisation, c'est-à-dire de transfert de l'énergie à la masse du matériau (quelques picosecondes). En fonction de la quantité d'énergie déposée, ce procédé conduit soit à des modifications structurelles ultra-rapides (<1 ps), soit à la formation d'un gaz d'électrons libres, dont le couplage avec le réseau conditionne l'ablation de matière ou la modification d'indice. Le matériau est alors modifié essentiellement dans la zone irradiée, avec une faible portion d'énergie transférée au matériau environnant, que ce soit par énergie thermique (chaleur),

mécanique (onde de choc) ou autre. Ainsi, un usinage de qualité peut être réalisé en surface sur des dimensions micrométriques. Dans des matériaux transparents, l'interaction peut se produire dans la masse, permettant ainsi la création de cavités ou de zones structurellement modifiées en volume selon la fluence utilisée. Notamment, dans certaines conditions, il est possible d'induire un changement contrôlé d'indice de réfraction.

Dans le cadre de ce travail, nous nous intéressons à l'usinage de surface des métaux et des diélectriques ainsi qu'à la photo-modification de l'indice de réfraction dans les verres, en apportant la contribution d'un contrôle dynamique de la forme du faisceau laser donc de la zone d'interaction. Ces deux thèmes font l'objet des deux chapitres suivants.

Chapitre 6

Micro-usinage de surface

Nous avons vu au chapitre précédent que l'interaction laser-matière peut donner lieu à deux types de résultats en fonction de la fluence laser : modifications structurales si la fluence est faible, ablation de matière si la fluence est suffisamment élevée. Dans ce chapitre, on s'intéresse à l'ablation de matière en surface.

L'objet de ce chapitre est d'étudier dans quelle mesure le contrôle de la forme de la tache focale permet d'améliorer les conditions d'interaction laser-matière en contrôlant la taille et la forme de la zone ablatée, et notamment d'augmenter la qualité et l'efficacité de l'usinage. En effet, dans la course permanente à la miniaturisation et à l'augmentation de la précision des procédés, l'étude de la structuration directe du faisceau laser lui-même n'a pas encore été explorée. Grâce au dispositif de mise en forme de tache focale développé dans la première partie de ce travail, l'utilisateur dispose alors d'un vaste choix de formes de faisceau de dimensions micrométriques, permettant d'élargir la gamme d'applications des lasers à impulsions ultra-brèves pour l'interaction laser-matière. Après avoir identifié les paramètres clés pour les expériences, nous présentons les possibilités nouvelles procurées par le contrôle de la phase du faisceau. On s'intéressera tout d'abord à l'usinage femtoseconde à la limite de

diffraction, puis à l'amélioration de la qualité d'usinage grâce à un faisceau top-hat, et enfin au micro-usinage direct de motifs complexes.

6.1 Paramètres expérimentaux fondamentaux

On s'intéresse ici aux caractéristiques macroscopiques de l'ablation, c'est-à-dire l'obtention d'un usinage de grande qualité. La majorité des expériences d'ablation de surface présentées dans ce travail concerne les métaux. Bien que la réponse d'un matériau à l'excitation laser dépende étroitement de ses propriétés électroniques*, de grandes tendances de comportement valables pour tous les matériaux (diélectriques inclus) ont été dégagées depuis quelques années. Afin de déterminer les paramètres expérimentaux optimums pour pouvoir réaliser les expériences dans les meilleures conditions, nous présentons ici quelques points clés issus de la littérature à ce sujet.

6.1.1 Durée d'impulsion

L'intérêt des impulsions ultra-courtes par rapport aux impulsions nanosecondes a déjà été mentionné au chapitre 5. Cependant, des différences sont observables dans la gamme subpicoseconde. Lenzner *et al.* [121] ont montré dans le cas des diélectriques que la qualité d'usinage pouvait être encore augmentée en diminuant la durée d'impulsion, avec une amélioration notable lorsque l'on passe de quelques centaines à quelques dizaines de femtosecondes. Un système délivrant de telles impulsions est cependant trop complexe et pas encore assez fiable pour envisager à l'heure actuelle un transfert vers l'industrie. Le laser dont nous disposons délivre des impulsions d'une durée de 130 fs, ce qui permet de réaliser un usinage de qualité déjà très acceptable.

6.1.2 Cadence

Pour éviter d'observer des effets d'accumulation thermique, la cadence des impulsions laser doit tenir compte du temps de refroidissement du matériau usiné, afin que chaque nouvelle impulsion arrive sur un matériau non préalablement chauffé. De

* d'où une différence de comportement pour un métal simple, un métal de transition ou un métal noble, et des résultats de micro-usinage différents.

manière générale, ceci impose de travailler à des cadences inférieures au GHz pour les métaux et au MHz pour les diélectriques. Pour des raisons de qualité de faisceau, une cadence de 100 kHz a été adoptée pour toutes les expériences présentées dans ce manuscrit.

6.1.3 Fluence

On peut distinguer deux régimes d'ablation, en fonction de la fluence incidente sur le matériau [122, 123]. Lorsque l'on considère le taux d'ablation, c'est-à-dire la profondeur ablatée par impulsion, la limite entre les deux régimes se situe aux environs de 1 J/cm² pour les métaux et 10 J/cm² pour les diélectriques, soit approximativement cinq fois le seuil d'ablation. Pour chaque régime, la profondeur L ablatée par impulsion obéit à une loi logarithmique en fonction de la fluence laser F (voir figure 6.1), de la forme suivante [124] :

$$L = d \ln \left(\frac{F}{F_d^{seuil}} \right) \quad (6.1)$$

d désigne la profondeur de pénétration, et F_d^{seuil} est la fluence correspondant au seuil d'ablation du matériau. Les valeurs de ces deux paramètres dépendent du régime considéré (basse ou haute fluence), d s'identifie à l'épaisseur de peau* en régime basse fluence et à la distance de diffusion thermique électronique** en régime haute fluence.

Concernant les mécanismes, Momma *et al.* [125] ont montré qu'en régime basse fluence, l'ablation femtoseconde se fait par la création de phases de vapeur et de plasma et l'absence de phase liquide. Sur les résultats d'usinage associés, aucune trace de matière fondue n'a été observée en régime basse fluence, alors qu'une fine couche de matériau fondu apparaît pour des fluences plus élevées [122]. La meilleure qualité d'usinage est donc obtenue pour une faible fluence, juste au dessus du seuil d'ablation du matériau. Pour nos expériences, on s'efforcera donc de rester dans le régime basse fluence pour les matériaux usinés.

* c'est-à-dire à la profondeur de pénétration du champ électromagnétique, soit typiquement 15 nm.

** soit environ 80 nm.

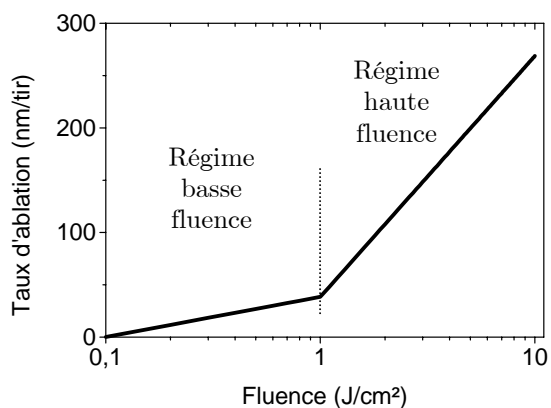


Figure 6.1 – Dépendance logarithmique du taux d'ablation (profondeur ablatée par impulsion) en fonction de la fluence laser : deux régimes sont mis en évidence.

6.1.4 Nombre d'impulsions

A la cadence de 100 kHz, bien que le nombre d'impulsions incidentes sur le matériau ne semblerait *a priori* pas devoir jouer de rôle autre que l'augmentation de la profondeur d'ablation, on observe pour les métaux une dépendance de la fluence seuil selon une puissance du nombre N d'impulsions laser [126] :

$$F_{seuil}(N) = F_{seuil}(1)N^{S-1} \quad (6.2)$$

où $F_{seuil}(1)$ est la fluence seuil pour une impulsion, et S décrit l'état de fatigue du matériau dû aux contraintes accumulées après irradiation répétée ($S \leq 1$). On peut donc parler d'un effet d'incubation à la fois mécanique et thermique à la surface du matériau, contribuant à abaisser le seuil de dommages pour les impulsions suivantes. Expérimentalement, la qualité d'usinage est bien meilleure lorsque le nombre d'impulsions reste raisonnablement faible, avec une limite supérieure de l'ordre de 10^5 .

6.1.5 Cas des diélectriques

Etant donné qu'une expérience d'ablation de surface d'un diélectrique (rubis) a également été réalisée, il semble opportun d'évoquer rapidement les paramètres supplémentaires pour ce type de travail.

Commençons par l'influence du nombre d'impulsions. Stoian *et al.* [116, 127] distinguent deux régimes d'ablation : la phase douce ("gentle phase") suivie de la phase forte ("strong phase"). La première phase consiste en la formation de défauts dans le gap, qui agissent comme une réserve d'électrons plus facilement excitables lors des impulsions suivantes (phénomène d'incubation). Cette phase, identifiée comme correspondant aux premières 25-30 impulsions, mène à une très faible efficacité d'ablation par impulsion ($\sim 30 \text{ nm}^*$) résultant d'un phénomène de répulsion électrostatique des ions entre eux lorsque les électrons énergétiques ont été éjectés de la surface. Ce mécanisme est connu sous le nom d'explosion coulombienne**, le résultat d'usinage de surface est alors extrêmement propre, pouvant laisser des surfaces plus uniformes que celles initiales. Au-delà d'une trentaine d'impulsions, on entre dans un régime d'ablation plus violent et plus efficace ("strong phase"), la profondeur ablatée par impulsion est dix fois supérieure. Ce mécanisme fait intervenir des changements de phase, l'ablation se produisant par l'expansion thermique du plasma. Une décroissance exponentielle du seuil de dommages F_{seuil} en fonction du nombre N d'impulsions [115, 128] a également été mise en évidence, le seuil étant diminué à cause d'une accumulation de défauts dans le gap :

$$F_{seuil}(N) = F_{seuil}(\infty) + [F_{seuil}(1) - F_{seuil}(\infty)]e^{-k(N-1)} \quad (6.3)$$

$F_{seuil}(\infty)$ est l'asymptote de la courbe pour un nombre d'impulsions élevé, $F_{seuil}(1)$ est la fluence seuil en mono-coup, et k est un paramètre expérimental caractérisant l'influence plus ou moins forte de l'incubation. Cette dépendance exponentielle se distingue de la loi en puissance de N valable pour les métaux.

Enfin, contrairement aux expériences qui seront présentées au chapitre 7, il s'agit ici d'usinage *de surface*. Alors que dans la masse du matériau l'interaction a lieu dans un milieu présentant une symétrie isotropique, il faut tenir compte ici du fait que la

* ce qui correspond aux premières couches atomiques.

** ce mécanisme est valable uniquement pour les diélectriques, pas pour les métaux ni les semiconducteurs.

surface d'un matériau est par nature un défaut (états de surface). En particulier, dans les oxydes isolants, la région de la surface est en général riche en défauts ponctuels (lacunes d'oxygène notamment) [129]. Des impuretés ou des défauts peuvent avoir une influence non négligeable sur l'absorption, et ainsi contribuer à diminuer le seuil de dommages.

6.1.6 Conclusion et implications pour nos expériences

Nous avons vu qu'une des clés de l'usinage femtoseconde réside dans l'usinage à faible énergie et cadence modérée. Le laser disponible pour ces expériences a été présenté en détail au chapitre 1, il délivre des impulsions de quelques microjoules (suffisant pour dépasser le seuil de n'importe quel matériau à condition de focaliser le faisceau sur une surface assez petite) à une cadence de 100 kHz (soit une période inférieure au temps d'incubation des métaux et des diélectriques, mais pas trop faible pour pouvoir bénéficier d'une bonne vitesse de travail). Pour chaque matériau, un apprentissage est nécessaire pour déterminer la valeur optimale de fluence laser qui permet de maximiser la quantité de matière ablatée par impulsion tout en gardant une bonne qualité d'usinage. Ce compromis s'obtient généralement avec une fluence égale à quelques fois le seuil de dommages, qui se situe un peu avant la transition avec le régime haute fluence. Des tests systématiques sur divers matériaux ont donc été réalisés (cuivre, aluminium, nickel, inox, polycarbonate, alumine, rubis, saphir...) afin d'acquérir une expérience sur la réponse des matériaux à cette cadence. Ceci a permis de déterminer les réglages adéquats d'énergie et du nombre d'impulsions, et également de choisir les matériaux permettant d'obtenir les meilleurs résultats d'usinage, afin de démontrer clairement l'intérêt de la correction des aberrations du faisceau et de la mise en forme de tache focale.

Les matériaux retenus sont l'acier inoxydable pour les métaux (inox 316 : Fe/Cr18/Ni10/Mo3) et le rubis pour les diélectriques. Le nombre d'impulsions met en évidence un phénomène d'incubation par la création de contraintes dans les métaux et de défauts dans les diélectriques, contribuant à diminuer artificiellement le seuil de dommages. Pour les expériences présentées ci-dessous, la durée d'irradiation typique est de une seconde soit 10^5 impulsions, afin d'atteindre un régime où la profondeur d'ablation devient linéaire avec le nombre d'impulsions.

6.2 Dispositif expérimental

6.2.1 Configuration d'usinage au point focal ou au point image

Sachant que l'ablation de matière a lieu uniquement dans la zone où l'intensité est suffisante pour former un plasma, le contrôle de la forme de cette zone est primordial. Afin de bénéficier d'une densité d'énergie maximale, la configuration évidente consiste à placer le matériau à usiner dans le plan focal de la lentille (figure 6.2.a). Cependant, la taille et la forme du point focal sont affectées par les aberrations du faisceau, diminuant ainsi la qualité d'usinage. La solution couramment adoptée consiste alors à placer un diaphragme ou un masque sur le trajet du faisceau, et à réaliser l'usinage dans le plan image du diaphragme (figure 6.2.b). La fluence n'est alors pas maximale dans ce plan, on ne bénéficie pas des profondeurs d'ablation optimales. Par contre, on contrôle dans une certaine mesure la forme du faisceau dans le plan image, de façon à se rapprocher d'un faisceau "top-hat".

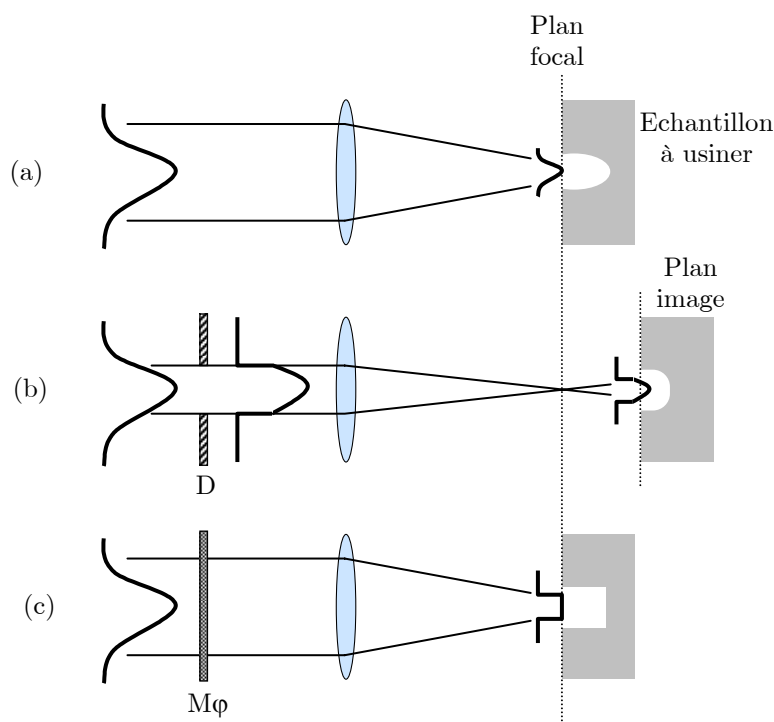


Figure 6.2 – Différentes configurations optiques pour l'usinage de surface : (a) usinage au plan focal, (b) usinage dans le plan image du diaphragme D, (c) usinage au plan focal avec mise en forme du point focal grâce au modulateur de phase $M\phi$.

L'utilisation d'un modulateur de phase permet de s'affranchir des inconvénients de ces deux techniques, en offrant la possibilité d'usiner au point focal (meilleure efficacité) avec un faisceau mis en forme (figure 6.2.c). Dans toute la suite, c'est la configuration (c) qui sera systématiquement utilisée, que ce soit pour l'usinage à la limite de diffraction ou l'usinage avec mise en forme de tache focale. Dans les deux cas, la taille du faisceau laser sur l'échantillon est précisément contrôlée.

6.2.2 Montage expérimental mis en œuvre

Le dispositif expérimental, basé sur le même schéma que le système développé dans la partie I, est détaillé sur la figure 6.3. Le système laser délivre des impulsions de 4 μJ et 130 fs à la cadence de 100 kHz, avec une longueur d'onde de 800 nm. La modulation de phase est appliquée par la valve optique, le système d'optique adaptative faisant intervenir le Shack-Hartmann et un ordinateur est décrit en détail au chapitre 4. Le résultat de mise en forme est obtenu aux environs du point focal S_1 d'un objectif de microscope. La transmission cumulée de tout le système optique, depuis la source jusqu'à l'échantillon, est d'environ 50%. Des impulsions de 2 μJ sont donc disponibles dans le plan focal. Afin de pouvoir placer un échantillon dans le plan focal et de continuer à bénéficier d'un contrôle en temps réel de la forme de la tache focale, un deuxième point focal S_2 identique au premier est créé avec un autre objectif de microscope, et le résultat est imagé sur une caméra CCD, puis analysé grâce à un logiciel adapté. L'échantillon est monté sur un ensemble de trois platines de translation motorisées pilotées sous Labview (moteurs pas-à-pas, précision 0.5 μm) et un système manuel de rotation trois axes. La précision de reproductibilité du positionnement du système se situe autour de 2 μm .

Nous utilisons un dispositif de visualisation de l'échantillon permettant également le réglage précis de son positionnement. Un laser HeNe superposé au faisceau femtoseconde vient éclairer l'échantillon. Une image de sa surface est réalisée sur une caméra CCD grâce à la lumière rétro-diffusée, par l'intermédiaire d'un système afocal constitué de l'objectif de focalisation lui-même et d'une lentille supplémentaire. On visualise alors les effets de tavelure (Speckle) dus à la rugosité de l'échantillon. Pour placer l'échantillon précisément au point focal, il suffit de le translater parallèlement au faisceau jusqu'à maximiser la taille des grains de tavelure. La précision doit être de l'ordre de la distance de Rayleigh de la tâche focale, soit quelques microns pour les

objectifs de microscope utilisés. Comme les longueurs d'onde du laser HeNe et du laser femtoseconde sont différentes, l'aberration chromatique axiale tend à faire focaliser le faisceau HeNe avant le faisceau à 800 nm. Cependant, comme les diamètres des deux faisceaux sont différents, l'aberration sphérique subie par le faisceau femtoseconde est plus importante et la zone de Rayleigh plus longue. Le cumul de ces effets ne conduit pas à une différence notable de point de focalisation, un réglage effectué selon cette procédure est très bon avec les focales utilisées*. Ce système procure en outre une bonne imagerie de la surface de l'échantillon lorsque les effets de tavelure sont moyennés par l'ajout d'un dépoli tournant permettant de casser la cohérence spatiale. En sortie de la chaîne laser, sont placés à demeure une caméra CCD permettant de contrôler la forme du faisceau incident et un autocorrélateur pour mesurer la durée d'impulsion.

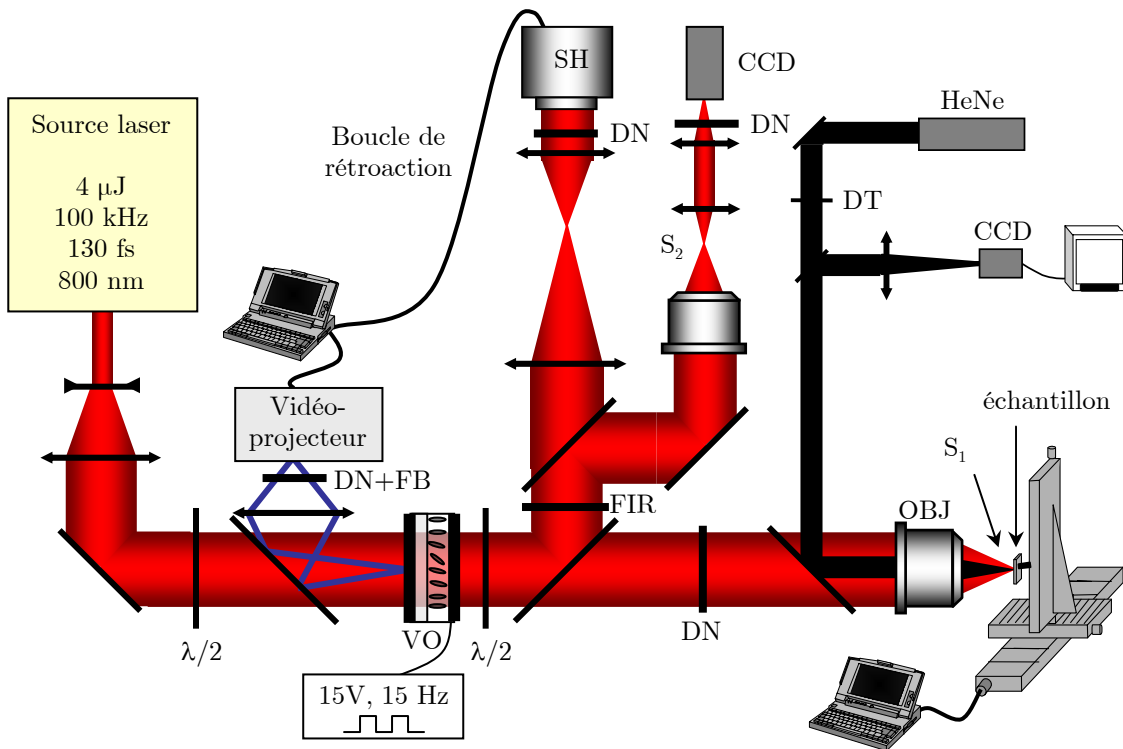


Figure 6.3 – Schéma du dispositif expérimental. Source laser : 4 μJ , 100 kHz, 130 fs, 800 nm. $\lambda/2$: lame demi-onde ; la valve optique (VO) est adressée par le faisceau d'un vidéoprojecteur devant lequel est placé un filtre bleu (FB) pour centrer le spectre d'émission autour de 450 nm ; des densités neutres (DN) sont placées devant le vidéoprojecteur, le Shack-Hartmann, la caméra CCD et avant l'objectif OBJ pour ajuster les intensités des faisceaux. Un filtre infrarouge (FIR) est placé après la lame de prélèvement. SH : Shack-Hartmann (senseur de front d'onde). L'échantillon, monté sur des platines de translation, est placé au point focal S_1 . Un autre point focal identique est créé en S_2 , puis imagé sur une caméra CCD. Un laser hélium-néon et un dépoli tournant (DT) procurent une imagerie en temps réel de l'échantillon lors de l'usinage, sur une caméra CCD.

* Ceci a été vérifié expérimentalement en réalisant à chaque fois plusieurs usinages autour de la position déterminée par cette procédure.

6.3 Micro-usinage femtoseconde à la limite de diffraction

6.3.1 Micro-usinage de trous limités par diffraction

Nous avons vu au chapitre 3 que la correction active de front d'onde permet d'obtenir un point focal de taille limitée par diffraction. Afin de démontrer l'intérêt de ce résultat pour les applications, des micro-usinages de surface ont été réalisés sur deux types de matériau : un métal (inox) et un diélectrique (rubis). L'inox présente un seuil d'ablation assez bas (400 mJ/cm^2), tandis que le rubis est un matériau extrêmement dur (seuil $> 10 \text{ J/cm}^2$). Ces valeurs sont calculées par extrapolation à partir de mesures de profondeurs ablatées [60]. Pour chaque matériau, on compare les résultats d'usinage avec et sans correction de front d'onde, tout les autres paramètres expérimentaux étant égaux par ailleurs. En fonctionnement quotidien, le front d'onde corrigé présente des aberrations résiduelles d'amplitude pic-vallée $PV=\lambda/10$ et d'écart-type $\sigma=\lambda/50$, correspondant à un rapport de Strehl de 98.5%. Chaque échantillon est irradié par $5 \cdot 10^4$ impulsions de 130 fs à la cadence de 100 kHz. L'énergie par impulsion est ajustée grâce à des densités neutres de façon à atteindre approximativement le double du seuil d'ablation (20 nJ pour l'inox et 650 nJ pour le rubis). La transmission du dispositif expérimental étant en outre affectée par le petit diamètre d'ouverture de l'objectif de microscope utilisé ($\times 20$, $NA=0.3$, focale $f=10 \text{ mm}$, frontale=17 mm), l'énergie maximale délivrée par la chaîne laser femtoseconde est requise pour l'usinage du rubis.

L'analyse des résultats est effectuée au microscope électronique à balayage (MEB) à émission de champ*, permettant d'obtenir une imagerie de haute résolution. Pour les diélectriques, non conducteurs de courant, on observe un phénomène de charge, c'est-à-dire d'accumulation d'électrons à l'endroit bombardé par le canon à électrons du MEB. Le détecteur d'électrons secondaires y est alors beaucoup plus sensible, et la zone en question apparaît en blanc, empêchant la distinction de détails. Pour éviter cela, on réalise au préalable une métallisation de la surface, par dépôt d'une fine couche de palladium ($\sim 10 \text{ nm}$) par pulvérisation cathodique. Les résultats d'usinage sont reportés sur la figure 6.4, pour l'inox (a,b) et pour le rubis (c,d).

Le trou usiné sans correction de front d'onde dans l'inox (figure 6.4.a) présente une forme distordue elliptique ($1.7 \mu\text{m} \times 1.2 \mu\text{m}$), tandis que le trou usiné avec un faisceau corrigé des aberrations est bien circulaire, avec un diamètre de $1.8 \mu\text{m}$ (figure

* JEOL JSM-6500F Field Emission Scanning Electron Microscope.

6.4.b). Pour le rubis, l'effet de la correction de phase est encore plus flagrant : la zone ablatée sans correction de front d'onde est extrêmement distordue (figure 6.4.c) alors que l'usinage avec un faisceau corrigé permet d'obtenir un trou rond et très propre, de diamètre 1.7 μm (figure 6.4.d).

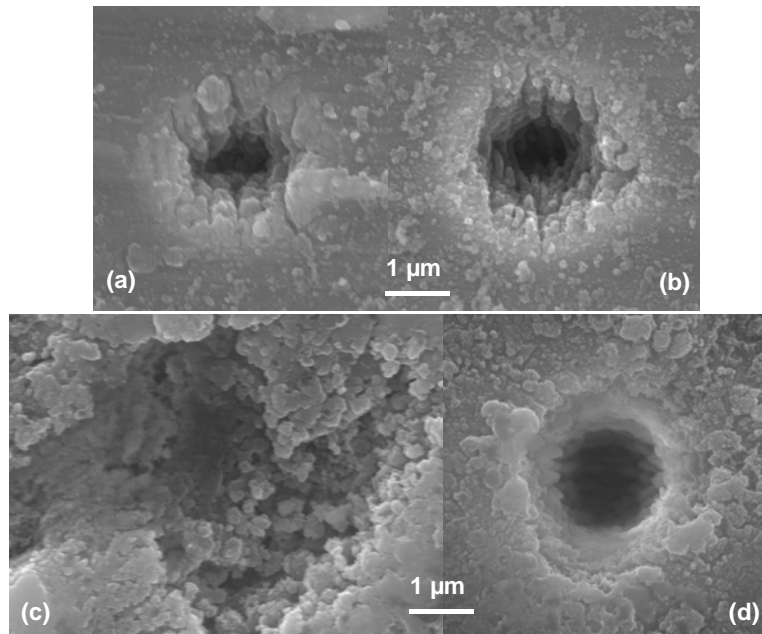


Figure 6.4 – Résultats de micro-usinage (images MEB) sur l'inox (a,b) et sur le rubis (c,d). Conditions expérimentales : 5.10^4 impulsions, 130 fs, 100 kHz, 20 nJ pour l'inox et 650 nJ pour le rubis.

(a),(c) : Sans correction de front d'onde ($PV=\lambda/2$, $\sigma=\lambda/12$), on obtient un trou distordu de $1.7 \mu\text{m} \times 1.2 \mu\text{m}$ pour l'inox (a) et une zone complètement difforme pour le rubis (c).

(b),(d) : Avec un front d'onde corrigé ($PV=\lambda/10$, $\sigma=\lambda/50$), on obtient un trou bien circulaire de diamètre $1.8 \mu\text{m}$ pour l'inox (b) et $1.7 \mu\text{m}$ pour le rubis (d).

On peut remarquer deux comportements très différents pour l'inox et le rubis lors de l'usinage avec un faisceau non corrigé. Bien que l'hypothèse de mécanismes différents ne puisse être écartée d'emblée, une explication plausible est la suivante. Sur la figure 6.5, on a représenté les profils d'intensité des faisceaux distordu et corrigé. Suivant la position du seuil d'ablation (I_1^{seuil} ou I_2^{seuil}) par rapport à la fluence laser incidente sur l'échantillon, le diamètre du trou correspondant varie peu pour le faisceau corrigé ($r_1 \approx r_2$), tandis que le trou usiné avec le faisceau distordu peut présenter des différences notables pour une faible variation de I^{seuil} ($r_1 \neq r_2$)*. Etant donné la forte

* Le cas de l'inox correspond à I_1^{seuil} , celui du rubis à I_2^{seuil} .

incertitude sur les valeurs exactes des seuils d'ablation (surtout pour le rubis), ceci explique le fait que l'on puisse obtenir une zone distordue plus grande ou plus petite que la taille du faisceau limité par diffraction. Ainsi, la correction de front d'onde apporte à la fois un contrôle de la forme mais aussi des dimensions du trou, qui deviennent alors prédictibles. En outre, un autre avantage est que la correction de front d'onde permet d'augmenter la puissance crête du faisceau, donnant accès à l'usinage de matériaux à haut seuil d'ablation avec une source à faible énergie.

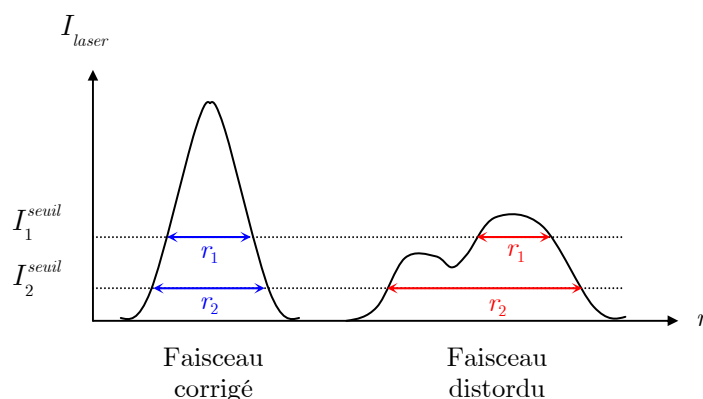


Figure 6.5 – Illustration de l'influence de la position de I_{seuil} sur la forme et la taille du trou usiné.

Pour les usinages réalisés avec correction de front d'onde, on peut souligner le bon accord entre les diamètres des trous (1.7 et 1.8 μm) et le diamètre du faisceau (1.7 μm , mesuré au paragraphe 3.4). Ces dimensions correspondent au calcul théorique de la taille de la tache de diffraction, donné par $1.22\lambda/2ON=1.63 \mu\text{m}$. Quel que soit le matériau, la correction de front d'onde procure la possibilité nouvelle de réaliser des micro-structures limitées par diffraction dans le plan focal, avec une fluence supérieure au seuil.

Ce qui nous intéresse ici n'est pas de réaliser des trous les plus petits possibles, mais de contrôler la taille du trou par l'intermédiaire de la taille du faisceau, en se plaçant au seuil d'ablation. En effet, pour diminuer la taille du trou, il suffit d'augmenter l'ouverture numérique de l'objectif de focalisation utilisé, de façon à obtenir un point focal plus petit. Il est également possible de réaliser des trous de taille inférieure à celle du faisceau, simplement en ajustant l'intensité du faisceau par rapport au seuil du matériau pour faire diminuer r (cf. figure 6.5). En contrepartie, les fluences requises sont tellement faibles que l'ablation est réalisée uniquement par le sommet de la gaussienne, les pieds de cette gaussienne provoquent une fusion du matériau, laissant une zone de bavures autour du trou après resolidification [130]. Ce type de technique,

permettant une structuration sub-micronique, a déjà été développée pour les métaux [130, 131] ou les verres [112], éventuellement couplée avec une attaque chimique [132]. Les profondeurs atteignables sont très limitées (10-100 nm) à cause d'une part des énergies très faibles mises en jeu, et d'autre part des très courtes focales des objectifs de microscope utilisés (typiquement $ON > 0.8$, $f \sim 1$ mm). Dans nos expériences, le faisceau femtoseconde est moins fortement focalisé ($ON = 0.3$), impliquant évidemment un point focal limité par diffraction plus gros, mais aussi une zone de Rayleigh bien supérieure autorisant une ablation plus profonde ($\sim 2 \mu\text{m}$). De plus, la distance de travail offerte (17 mm) est compatible avec des applications d'usinage, et pas uniquement d'ablation superficielle ou de structuration de surface. Ceci est illustré au paragraphe suivant par l'usinage d'une forme carrée dans un échantillon d'inox.

6.3.2 Utilisation : usinage d'un carré

Grâce au contrôle précis de point focal d'une telle chaîne laser amplifiée haute cadence, il est possible de réaliser un usinage profond et de qualité sur des dimensions réduites. La figure 6.6 présente une structure carrée de $15 \mu\text{m} \times 15 \mu\text{m}$, avec une profondeur approximative de $10 \mu\text{m}$. Cet usinage est réalisé par 3000 passages du faisceau avec un enfoncement de $2 \mu\text{m}$ tous les 100 passages. La vitesse de translation est de $100 \mu\text{m/s}$ et l'énergie par impulsion incidente sur l'échantillon est de 140 nJ . La légère distorsion des contours provient des platines de translation pas-à-pas, dont la vitesse est difficile à établir sur de si courtes distances : l'accélération consécutive à la mise en mouvement des platines provoque une déviation de la trajectoire. Une augmentation supplémentaire de la qualité d'usinage est donc possible après optimisation des conditions expérimentales. Cependant, on observe déjà des bords d'usinage très francs avec des pentes marquées, et une bonne régularité de surface. La photographie montrant l'agrandissement d'un angle met en évidence la qualité d'usinage atteignable grâce à un point focal limité par diffraction. Malgré un grand nombre d'impulsions, on ne distingue aucun redépôt de matière ni de traces de matière fondue, et l'angle droit est bien défini. Enfin, rappelons que le système de correction de front d'onde est ici installé sur une chaîne femtoseconde haute cadence (100 kHz), offrant l'avantage de pouvoir réduire considérablement le temps de process par rapport aux taux de répétition classiques situés dans la gamme 1-5 kHz [122, 133-135]. Le dispositif expérimental complet a fait l'objet d'un dépôt de brevet [52].

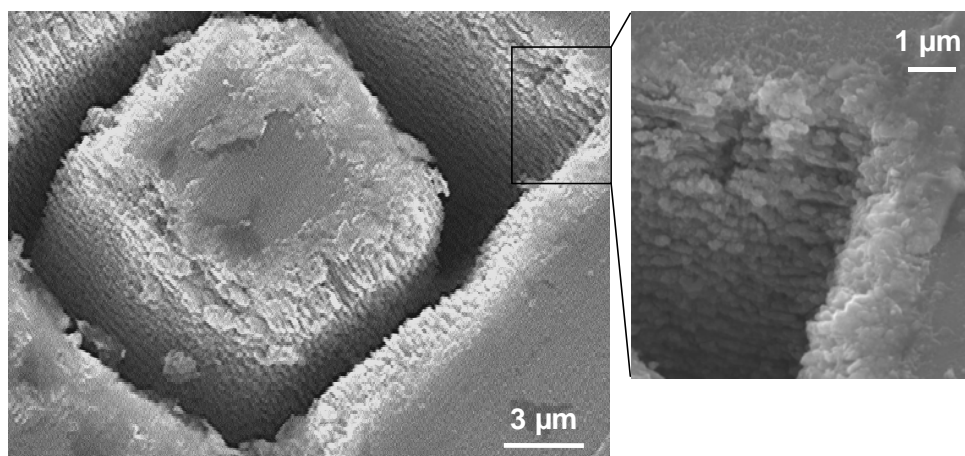


Figure 6.6 – Usinage d'un carré de $15 \times 15 \mu\text{m}^2$ dans l'inox par déplacement de l'échantillon, avec un point focal corrigé des aberrations (limite de diffraction). Conditions expérimentales : 130 fs, 140 nJ/impulsion, 100 kHz, vitesse de translation $100 \mu\text{m/s}$. Trente étapes sont effectuées, chacune consistant en 100 passages suivi d'un enfoncement de $2 \mu\text{m}$. L'agrandissement montre la qualité d'usinage des bords.

En résumé, la correction active de front d'onde permet l'usinage à la limite de diffraction dans le plan focal, qui s'avère d'une grande qualité, indépendamment du matériau. Des dimensions réduites sont atteignables sans devoir recourir à des énergies inférieures au seuil, on peut donc usiner profondément, comme illustré par l'usinage d'un motif carré de $15 \mu\text{m} \times 15 \mu\text{m}$ par translation de l'échantillon.

6.4 Micro-usinage avec un faisceau top-hat

Dans ce paragraphe, on s'intéresse à l'influence de la mise en forme de tache focale sur la qualité d'usinage, en démontrant l'intérêt d'un faisceau top-hat, et non plus seulement une correction de front d'onde. Pour cela, on utilise un objectif de microscope $\times 8$ ($\text{ON}=0.25$, $f'=25 \text{ mm}$, distance de travail 7 mm) conduisant à un point focal limité par diffraction* de largeur à mi-hauteur de $2 \mu\text{m}$ (FWHM). Le point focal top-hat obtenu grâce à la modulation de phase a été présenté sur la figure 4.22 du chapitre 4, son diamètre est $17 \mu\text{m}$ (FWHM).

* Bien que le point focal limité par diffraction soit rigoureusement une tâche d'Airy, on fera dans la suite l'approximation d'une répartition gaussienne.

6.4.1 Usinage ponctuel

La figure 6.7 compare les images MEB de trous usinés avec le faisceau limité par diffraction (figure 6.7.a) et le faisceau top-hat (figure 6.7.b), les énergies étant ajustées respectivement à $0.65 \mu\text{J}$ et $1.5 \mu\text{J}$. La différence de qualité d'usinage est notable : les pentes du trou sont plus raides pour le trou usiné avec le faisceau top-hat, engendrant un trou cylindrique plutôt que conique. Le lien direct entre le profil du faisceau et la forme du trou ainsi que la raideur des bords est ici clairement mis en évidence. La mise en forme de faisceau permet donc d'augmenter significativement la qualité de l'usinage. Des structures à bords nets présentent en outre l'avantage de pouvoir définir précisément une taille de trou. Le diamètre du trou usiné avec le faisceau top-hat est alors de $17 \mu\text{m}$ bord à bord, en excellent accord avec le diamètre du faisceau. A l'inverse, la délimitation du trou usiné avec le faisceau limité par diffraction n'est pas franche, avec un diamètre assez flou aux alentours de $8\text{-}10 \mu\text{m}$. Cette valeur est en désaccord avec celle théoriquement attendue ($2 \mu\text{m}$). En effet, un faisceau gaussien ne procure pas de pentes raides, l'usinage est également effectué par les pieds de la gaussienne. Remarquons qu'au paragraphe précédent, la correspondance entre taille du faisceau et diamètre du trou était excellente car la fluence était ajustée au double du seuil. Lorsque l'on augmente la fluence pour augmenter la profondeur d'usinage, le diamètre du trou est alors dépendant de l'intensité laser* (figure 6.8). A l'opposé, le diamètre du trou reste inchangé pour un faisceau top-hat, quelle que soit la fluence. Ceci se vérifie expérimentalement en comparant cet usinage à fluence maximale (0.66 J/cm^2) avec un marquage basse fluence (200 mJ/cm^2) qui sera présenté plus loin (cf. figure 6.10). Ainsi, la mise en forme top-hat du faisceau (bords droits) permet de rendre indépendants la fluence et la largeur du trou usiné, l'ajustement de la fluence devenant un moyen très simple de contrôler la profondeur d'usinage.

* De plus, il est assez difficile de définir une fluence, puisque la surface irradiée n'est pas précisément définie. En prenant le diamètre du faisceau à mi-hauteur, on obtient 20 J/cm^2 pour le point limité par diffraction et 0.66 J/cm^2 pour le faisceau top-hat. Ce calcul souligne l'intérêt de la mise en forme car l'usinage est de meilleure qualité avec une fluence inférieure.

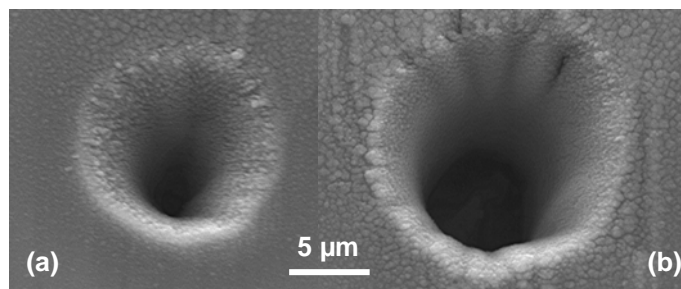


Figure 6.7 – Comparaison des résultats d’usinage dans l’in-ox (images MEB) avec un faisceau limité par diffraction (a) et un faisceau top-hat (b).

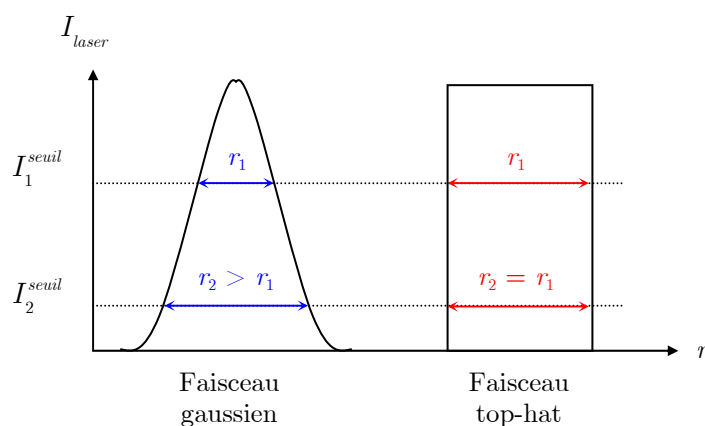


Figure 6.8 – Illustration de l’influence de la forme du faisceau sur le diamètre du trou usiné, en fonction de I_{seuil} .

6.4.2 Usinage de lignes

Afin de compléter cette étude de l’intérêt du contrôle de la forme du point focal pour l’amélioration de la qualité d’usinage, des expériences d’usinage de lignes ont également été réalisées. Ceci correspond à bon nombre de réalisations mécaniques demandées à la plateforme femtoseconde du Pôle Optique Rhône Alpes (PORA). Par translation de l’échantillon perpendiculairement au faisceau, deux sillons sont usinés sur de l’acier inoxydable, l’un avec un point focal limité par diffraction, l’autre avec un faisceau top-hat. Les conditions expérimentales sont les mêmes dans les deux cas : 10 passages successifs à la vitesse de $100 \mu\text{m/s}$ sont réalisés, avec des impulsions d’énergie

$1.5 \mu\text{J}^*$, de durée 130 fs, à la cadence de 100 kHz. Les résultats sont regroupés sur la figure 6.9 (images MEB). Le sillon (c) est usiné avec un faisceau gaussien limité par diffraction, le sillon (d) avec un faisceau top-hat. Les trous correspondants sont représentés respectivement sur les photographies (a) et (b).

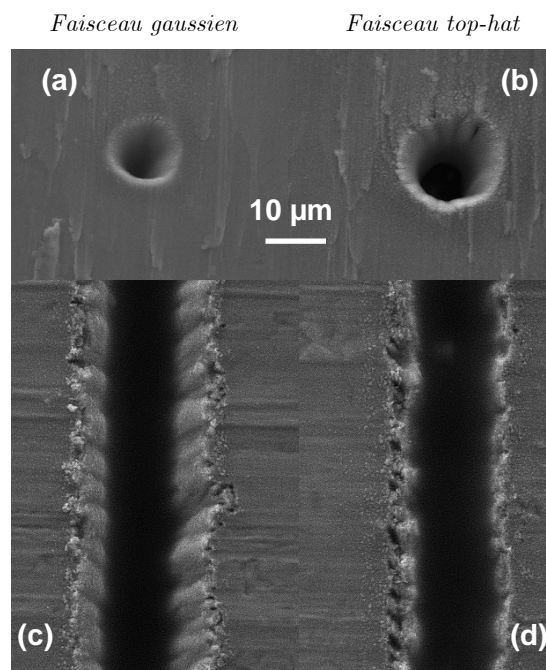


Figure 6.9 – Usinage de sillons dans l'acier inoxydable (c,d) avec respectivement un faisceau gaussien (a) et un faisceau top-hat (b). Paramètres d'usinage : 130 fs, $1.5 \mu\text{J}$ /impulsion, 10 passages à $100 \mu\text{m/s}$.

Le sillon usiné avec un faisceau gaussien (c) présente une largeur comprise entre $13 \mu\text{m}$ et $22 \mu\text{m}$, supérieure à la fois au diamètre du trou (a) correspondant ($\sim 10 \mu\text{m}$) et au diamètre théorique du point focal limité par diffraction ($2 \mu\text{m}$). Les trous des figures 6.7.a et 6.9.a étant usinés avec des énergies différentes, on retrouve ici le fait que le diamètre du trou dépend de la fluence incidente pour un faisceau gaussien. De plus, le nombre de passages (donc le nombre d'impulsions) augmente la largeur du sillon, qui devient alors difficilement prédictible. Concernant la qualité d'usinage des sillons, les bords sont plus francs et plus marqués avec un faisceau top-hat. Ceci permet en outre

* Pour ces applications d'usinage, nous avons utilisé le maximum d'énergie disponible avec cette source laser femtoseconde.

de définir précisément la largeur du sillon ($17\ \mu\text{m}$) illustrant à nouveau la bonne correspondance entre largeur du sillon et taille de faisceau.

On peut objecter que le bord des sillons n'est pas très rectiligne, il présente des oscillations. Ce défaut, observable sur les deux sillons, ne provient pas des manipulations de phase effectuées sur le faisceau, mais des platines de translation. D'une part le déplacement n'est pas linéaire à cause du fonctionnement pas-à-pas des moteurs, et d'autre part la précision n'est pas suffisante pour assurer le passage exactement au même endroit lors des 10 passages effectués (vibrations mécaniques). Cependant, ces expériences suffisent à mettre en valeur les avantages offerts par un faisceau top-hat : le diamètre du trou (ou du sillon) est directement corrélé au diamètre du faisceau et ne dépend ni de la fluence, ni du nombre d'impulsions, permettant ainsi un usinage encore plus contrôlable en termes de qualité et de précision d'usinage.

La modulation de la phase spatiale n'est pas la seule technique existante pour obtenir un faisceau top-hat. On peut par exemple mettre en place un filtrage d'amplitude pour sélectionner uniquement la partie centrale du faisceau gaussien initial (*cf.* figure 6.2), ou encore utiliser une technique de projection de masque [122]. Les inconvénients sont cependant multiples :

- i) Nécessité d'une grande énergie par impulsion car les pertes sont alors élevées. La tendance actuelle consistant à augmenter les taux de répétition pour gagner du temps, voire même à usiner directement avec des oscillateurs femtosecondes, impose de se contenter d'une énergie par impulsion faible. Il ne faut donc pas la gâcher.
- ii) L'usinage se fait alors dans le plan image plutôt qu'au point focal : les fluences sont plus faibles et les motifs plus gros. On doit alors se contenter de taux d'ablation non optimums, et ceci exclut d'autre part l'usinage de matériaux présentant des seuils d'ablation particulièrement élevés.
- iii) Nécessité d'une bonne uniformité du faisceau, ce qui est difficile à atteindre avec des chaînes laser à haute énergie (points chauds...)

Mais l'inconvénient majeur réside dans le fait qu'un filtrage d'amplitude n'est pas un système actif : un masque doit être réalisé pour chaque motif, et le changement de masque n'est pas immédiat. Avec le système adaptatif qui a été développé, une très large gamme de motifs complexes est accessible (*cf.* Partie I) avec un unique composant bon marché, à la seule condition de pouvoir calculer la modulation de phase adéquate.

Le passage d'un motif à l'autre se fait alors en temps réel et quasi-instantanément, par simple manipulation informatique. Le paragraphe suivant présente la démonstration de marquage et d'usinage avec d'autres formes de faisceau, présentant également un profil top-hat pour assurer une bonne qualité d'usinage.

6.5 Micro-usinage direct de motifs complexes

Ce paragraphe présente quelques résultats d'usinage avec des formes de faisceau variées, grâce à la versatilité du dispositif de mise en forme. Suivant la fluence laser incidente sur l'échantillon, deux types d'applications distinctes sont accessibles : le marquage et la micro-structuration de surface (usinage plus profond).

6.5.1 Marquage

Lorsque la densité d'énergie du faisceau femtoseconde est juste égale au seuil de dommages du matériau, le résultat obtenu est du marquage de surface. Pour ce genre d'expériences, un soin particulier doit donc être consacré au réglage de la fluence, de manière à atteindre le seuil empirique de marquage pour chaque forme de faisceau. Pour les quatre motifs présentés ci-dessous, l'énergie par impulsion est ajustée entre 0.48 et 0.65 μJ , la fluence est alors quasiment la même pour chaque motif ($\sim 200 \text{ mJ/cm}^2$). Les taches focales et les marquages associés sont représentés sur la figure 6.10. Un top-hat circulaire, une couronne, un top-hat carré et un triangle sont réalisés, avec des dimensions typiques d'environ 20 μm . La forme et la taille des structures usinées correspond remarquablement à la forme de faisceau utilisée (pour le marquage réalisé avec un faisceau top-hat rond, on retrouve un diamètre de 17 μm , confirmant l'indépendance de la largeur avec la fluence). On n'observe ni redépôt de matière éjectée, ni marquage indésirable en dehors de la zone définie par la forme de la tache focale. Même au défaut de mise en forme du triangle sur le bord supérieur gauche* correspond une petite marque sur l'échantillon. Ceci démontre qu'un usinage extrêmement précis peut être accompli par l'intermédiaire d'une maîtrise tout aussi précise du faisceau. Ceci requiert un réglage fin du positionnement de l'échantillon dans

* dû à la difficulté d'obtenir une bonne mise en forme avec une forme aussi dissymétrique.

le plan de meilleure mise en forme du faisceau. Cette latitude de réglage est de l'ordre d'une vingtaine de microns avec l'objectif de microscope utilisé ($\times 8$, $ON=0.25$, $f'=25$ mm).

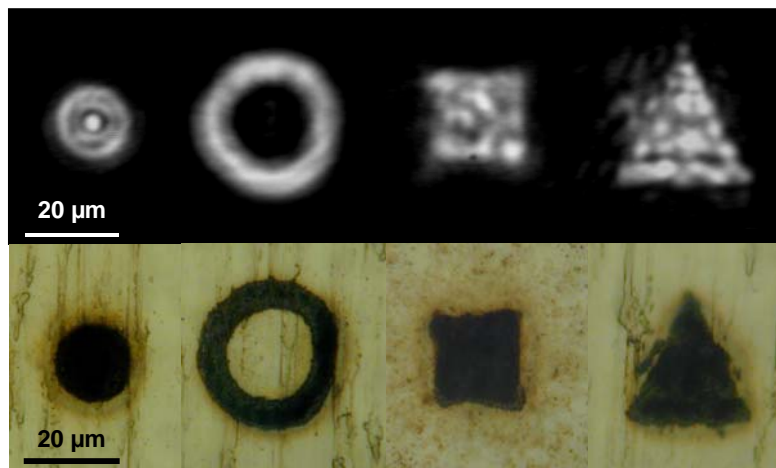


Figure 6.10 – Ligne du haut : forme du faisceau au point focal. Ligne du bas : résultats de marquage correspondants dans l'inox. Chaque motif est irradié par $5 \cdot 10^4$ impulsions de 130 fs à 100 kHz, avec une fluence de ~ 200 mJ/cm². La taille typique des structures est 20 µm. L'accord entre la forme de faisceau et la forme des motifs est excellent.

L'étude de la profondeur de telles structures est très délicate. Plusieurs analyses avec différents types de profilomètres (mécaniques et optiques) n'ont pas permis de fournir des résultats exploitables. Un système d'interférences en lumière blanche pour mesurer la topographie de la surface a également été testé, mais le problème récurrent est qu'aucune lumière n'est réfléchiée par la partie de la surface occupée par les motifs. Une analyse au microscope à force atomique permettrait sans doute de procurer des informations quantitatives. Afin de disposer quand même d'un aperçu de l'état de surface, des clichés MEB ont été réalisés (figure 6.11). La structure interne de la zone irradiée n'est pas uniforme, elle semble correspondre relativement bien aux inhomogénéités d'intensité du faisceau laser utilisé pour le marquage, donnant ainsi une piste pour des améliorations futures. La profondeur est comprise dans une fourchette de 100 nm à 1 µm.

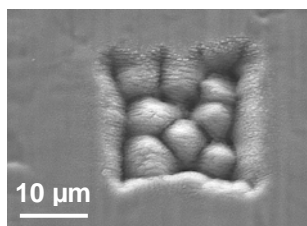


Figure 6.11 – Détails de la structure du marquage réalisé dans l'inox avec un faisceau laser carré. Conditions expérimentales : $5 \cdot 10^4$ impulsions, 130 fs, 100 kHz, fluence ~ 200 mJ/cm².

Bien que cette thématique sorte du travail de thèse présenté ici, des études plus poussées avec des moyens d'analyse adaptés seraient intéressantes à mener, pour envisager la possibilité de contrôler précisément l'uniformité et la profondeur de telles structures. Ceci permettrait de franchir le pas entre la micro- et la nano-structuration de surface, dont l'industrie est actuellement fortement demandeuse, avec des applications concrètes comme par exemple pour l'amélioration de la lubrification de surfaces [136]. D'autres utilisations encore plus immédiates du micro-marquage par laser femtoseconde pourraient voir le jour, grâce aux récents résultats de résistance à la corrosion des marquages femtosecondes [137]. Ceci permettrait par exemple de répondre aux besoins de traçabilité de matériel médical (bistouris, pinces...), tout en garantissant la stérilité des instruments.

6.5.2 Micro-structuration de surface

Pour une densité surfacique d'énergie laser supérieure au seuil de dommages du matériau, des structures plus profondes peuvent être usinées. Nous avons ici utilisé l'énergie maximale délivrée par la source femtoseconde, conduisant à $1.5 \mu\text{J}/\text{impulsion}$ sur l'échantillon après traversée du système de mise en forme. La figure 6.12 présente l'usinage d'un top-hat circulaire, un top-hat carré et une couronne sur un échantillon d'inox. Les analyses au profilomètre mécanique et optique n'ont pas permis de mesurer avec certitude la profondeur des trous. D'après nos études au microscope électronique à balayage, la profondeur est estimée au minimum à une quinzaine de microns pour les deux motifs top-hat, et un peu moins pour la couronne. Les pentes du carré sont très raides, illustrant la bonne qualité d'usinage.

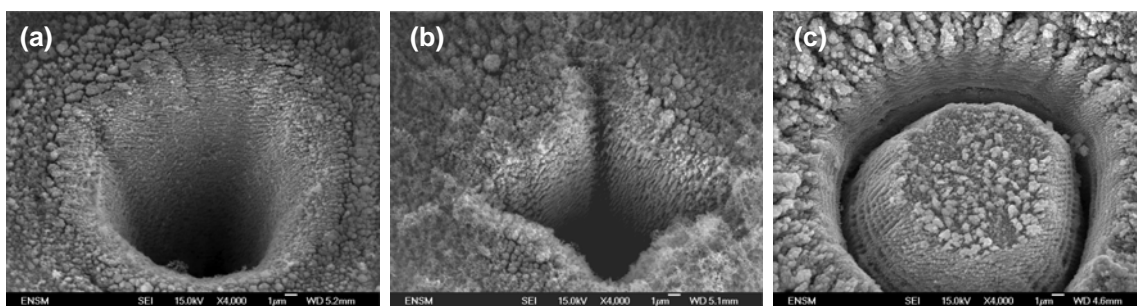


Figure 6.12 – Micro-usinage sur l’inox avec une tache focale mise en forme : (a) top-hat circulaire, (b) top-hat carré, (c) couronne (images MEB). Chaque motif est usiné par 5.10^4 impulsions de 130 fs et $1.5 \mu\text{J}$ à 100 kHz, soit des fluences correspondantes respectivement pour les trois motifs de 660, 480, et $380 \text{ mJ}/\text{cm}^2$.

On peut noter la bonne reproductibilité des motifs (figure 6.13), le caractère précis de l’interaction laser-matière étant ainsi bien mis en valeur. Cette technique de mise en forme de tache focale permet donc de creuser des trous de forme complexe, et ceci de manière programmable en temps réel, offrant ainsi de nouvelles possibilités à l’outil déjà performant que constitue une chaîne laser femtoseconde haute cadence. Ces résultats sont également protégés par le brevet qui a été déposé sur ce travail [52].

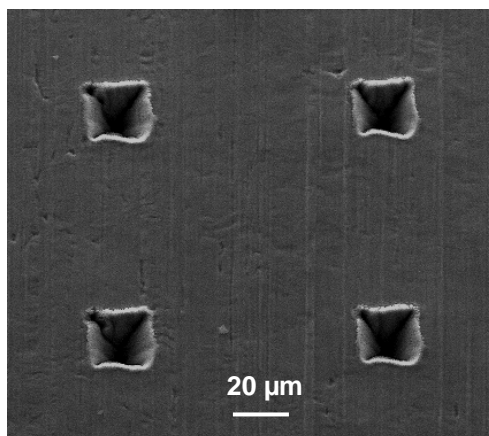


Figure 6.13 – Reproductibilité des usinages de trous carrés obtenus grâce à la mise en forme de faisceau. Chaque motif est irradié par 5.10^4 impulsions de 130 fs et $1.5 \mu\text{J}$ à 100 kHz, soit une fluence de $480 \text{ mJ}/\text{cm}^2$ (inox).

6.6 Ondulations de surface ou "ripples"

Dans les résultats exposés précédemment, il est possible d'observer l'apparition de structures particulières consécutivement à l'irradiation laser. Sur les figures 6.6 et 6.12, on discerne aisément la présence d'ondulations de surface sur les flancs des trous, connues sous le nom de "ripples" (que l'on pourrait traduire imparfaitement par "rides"). L'apparition de ripples est inévitable lorsque les dimensions d'usinage sont de l'ordre de la longueur d'onde. De nombreuses études sont actuellement menées sur ce sujet car il semble exister de nombreux types de ripples (voir par exemple [138, 139] et références incluses). De manière générale, les ripples semblent apparaître pour un grand nombre d'impulsions et une fluence très basse, voire même inférieure au seuil de dommages [140]. L'origine de la formation de ces structures reste encore obscure malgré les liens évidents entre, d'une part leur périodicité et la longueur d'onde laser, et d'autre part leur orientation et la polarisation du laser.

Sur la figure 6.14, on peut observer des stries verticales ou horizontales sur les flancs des motifs usinés. Ces ripples sont similaires dans les deux cas, bien que résultant de conditions d'usinage différentes : usinage en mouvement avec un point focal gaussien pour la figure 6.14.a et usinage ponctuel avec une tache focale carrée pour la figure 6.14.b. Lorsque l'on expose la zone à un grand nombre d'impulsions, ou de manière équivalente à un grand nombre de passages lors d'usinage en mouvement, on observe une organisation extrêmement rigoureuse sur les flancs de la zone ablatée. Ces structures exhibent une organisation à l'échelle sub-longueur d'onde avec une période de ~ 200 nm soit $\sim \lambda/4$. Ces ripples pourraient provenir d'un phénomène d'auto-organisation lors de la relaxation de l'état largement hors-équilibre atteint après l'émission de matière [141], ce qui permettrait d'expliquer la périodicité en λ/n . Sur les deux clichés, on peut observer une particularité surprenante concernant l'orientation des ripples : selon la face considérée, les ripples sont orientées soit horizontalement, soit verticalement. Les flèches rouges représentent la direction de polarisation du faisceau laser. Sur la face parallèle à la polarisation, les ripples se développent dans la profondeur du matériau, c'est-à-dire perpendiculairement à la surface (zone 1 sur le cliché 6.14.a). A l'inverse, sur la face perpendiculaire à la polarisation, les ripples croissent parallèlement à la surface du matériau (zone 2). Le même phénomène est observé sur deux faces voisines de l'usinage 6.14.b. Le point clé provient du fait qu'à chaque fois, la direction des ripples reste toujours perpendiculaire à la polarisation du

laser. Il semble donc possible de contrôler l'orientation des ripples dans la profondeur simplement par le choix de la direction de polarisation du faisceau.

Ce résultat original n'est pas mentionné dans la littérature, car les ripples sont étudiées sur des motifs circulaires. De fait, il est difficile de faire une telle observation sur le trou rond de la figure 6.12.a. L'opportunité de pouvoir disposer d'un faisceau carré nous a permis de mettre en évidence ce comportement singulier. Ces résultats sortant des objectifs de notre travail, l'analyse n'a pas été poussée plus avant. Néanmoins, il semble très intéressant de poursuivre dans cette direction pour caractériser plus précisément ce nouveau type de ripples. En effet, les ripples ne constituent pas toujours un point négatif ! L'intérêt que procure la possibilité de réaliser une nano-structuration de surface contrôlée a déjà été démontré, par exemple avec la réalisation de micro-pointes sur silicium [142] pour augmenter la gamme spectrale de sensibilité des photo-détecteurs silicium [143]. De nouvelles applications pourraient certainement voir le jour avec un contrôle accru de ces nanostructures.

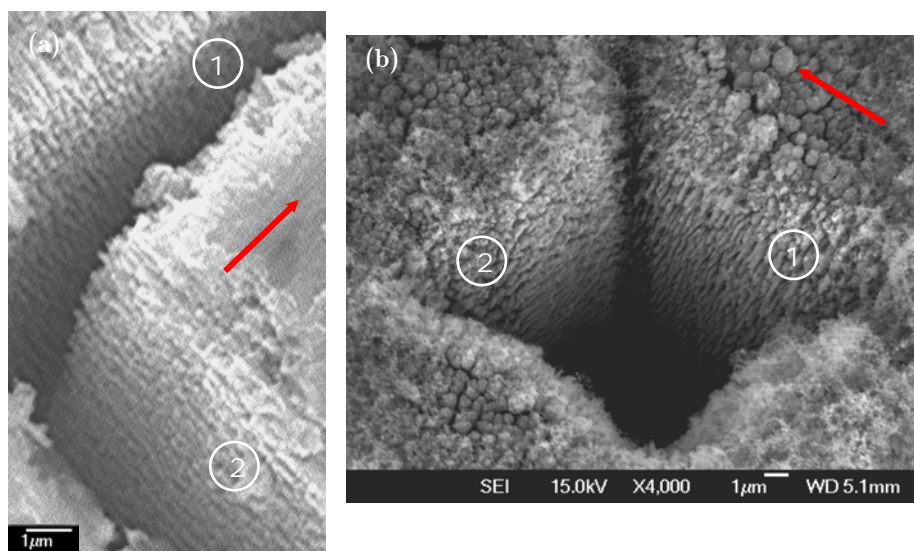


Figure 6.14 – Observation de ripples sur les flancs de la zone ablatée, avec une organisation à l'échelle sub-micronique (périodicité ~ 200 nm soit $\sim \lambda/4$). Les deux usinages sont réalisés avec des impulsions de 130 fs à 100 kHz, la polarisation du laser est indiquée par des flèches rouges. L'usinage (a) est réalisé par translation de l'échantillon avec un faisceau gaussien, l'usinage (b) est obtenu par usinage ponctuel avec un faisceau top-hat carré. Dans les deux cas, les ripples sont orientées orthogonalement sur deux faces voisines, de manière perpendiculaire (zone 1) ou parallèle (zone 2) à la surface du matériau. Quelle que soit la face considérée, les ripples sont systématiquement perpendiculaires à la polarisation laser.

6.7 Conclusions

Dans ce chapitre, nous nous sommes attachés à mettre en valeur les avantages d'une mise en forme spatiale de faisceau pour le micro-usinage femtoseconde de surface. L'intérêt principal du micro-usinage laser femtoseconde réside dans la qualité du résultat. Les taux d'ablation les plus élevés (donc la meilleure efficacité) sont obtenus au point focal d'un objectif de focalisation, mais au détriment de la qualité d'usinage à cause des aberrations du faisceau. L'utilisation du dispositif d'optique adaptative présenté dans la partie I de ce manuscrit s'avère être fructueuse sur le plan des applications, afin d'améliorer et de contrôler l'usinage au point focal.

La correction active de front d'onde procure un point focal limité par diffraction, avec un contrôle en temps réel. Un tel faisceau libre de toute aberration offre l'opportunité de pouvoir réaliser un usinage de grande qualité au point focal. Ceci a été démontré par l'usinage de trous de $1.7 \mu\text{m}$ correspondant à la limite de diffraction sur deux types de matériaux : un métal à faible seuil d'ablation (inox) et un diélectrique à seuil élevé (rubis). En outre, le contrôle de la phase permet de concentrer au maximum l'énergie du faisceau et donc d'étendre les possibilités d'usinage à des matériaux présentant un seuil d'ablation élevé. Ce dispositif a permis de réaliser l'usinage en profondeur d'un motif carré de petites dimensions ($15 \mu\text{m}$) et de grande qualité grâce la maîtrise précise de la forme et des dimensions du point focal.

L'utilisation d'un faisceau top-hat a ensuite permis de démontrer l'amélioration de la qualité d'usinage apportée par la mise en forme du faisceau. Un découplage entre le diamètre du trou et l'énergie par impulsion a ainsi été établi, de même qu'une indépendance vis-à-vis du nombre d'impulsions. Le résultat important est que la forme et la taille du motif usiné sont en très bonne adéquation avec la forme du faisceau. Ceci permet une meilleure maîtrise des procédés, avec une amélioration de la qualité et de la précision d'usinage.

Le dispositif de mise en forme permet à la fois de contrôler le *profil* du faisceau (gaussien ou top-hat), c'est-à-dire la raideur des bords pour une bonne qualité d'usinage, et permet également de contrôler la *forme* du faisceau. Grâce au système adaptatif qui a été développé, la gamme de motifs accessibles est très large, avec un changement de motif immédiat par contrôle informatique. Suivant l'énergie utilisée, des applications de marquage ou de microstructuration de surface sont accessibles. Le micro-marquage et le micro-usinage direct de structures rondes, carrées ou annulaires de $\sim 20 \mu\text{m}$ de diamètre a notamment été démontré. Cette capacité de contrôle de la

zone d'interaction laser-matière a également permis de mettre en évidence une caractéristique plus fondamentale : des oscillations de surface ("ripples") d'orientation différentes apparaissent sur les flancs de trous usinés, leur direction étant gérée par l'orientation de la polarisation laser.

De plus, l'utilisation d'une source laser haute cadence (100 kHz) permet d'envisager la réduction des temps de process. C'est pourquoi l'intégration d'un tel module de mise en forme de faisceau dans les stations d'usinage laser femtoseconde pourrait être très bénéfique [52]. En effet, d'un point de vue industriel, disposer d'un point focal dont la forme est précisément contrôlée et surtout choisie par l'utilisateur présente un intérêt indéniable. Avant une éventuelle phase de transfert industriel, il faudra évidemment optimiser le contrôle informatique pour des raisons de gain de temps, ainsi que la boucle de rétroaction sur la phase pour s'affranchir des problèmes de résolution spatiale.

En résumé, en fonction de l'application visée, la correction de front d'onde permet l'usinage à la limite de diffraction, tandis que la mise en forme programmable de faisceau fournit l'opportunité d'usiner des motifs variés avec une bonne qualité. Ces résultats ouvrent la perspective d'un micro-usinage rapide, précis, avec un contrôle accru de la zone interaction laser-matière pour une qualité d'usinage significativement améliorée.

Chapitre 7

Photoinscription de guides d'ondes

Après avoir étudié le micro-usinage de surface au chapitre 6, on s'intéresse ici à un autre champ applicatif de l'interaction d'impulsions ultra-courtes avec la matière : la modification de l'indice de réfraction dans les matériaux diélectriques transparents. Bien que les mécanismes physiques de ces modifications structurelles ne soient pas aujourd'hui complètement élucidés, de très nombreuses applications ont vu le jour ces dernières années, avec un accroissement exponentiel des publications à ce sujet depuis 2001 : stockage d'informations [104], réseaux de diffraction [102], guides d'ondes [91, 92, 95, 144-147]. La photoinscription de guides d'onde en volume dans les verres est l'une des applications les plus prometteuses. Du fait même de son origine physique, la modification d'indice est très locale, conduisant à un procédé très précis et relativement souple d'utilisation puisqu'il suffit de contrôler la position du point focal du laser pour graver la structure désirée. Cette technique ouvre donc la possibilité de réaliser de véritables composants d'optique intégrée en trois dimensions [147-149], ce qui était jusqu'à présent inaccessible avec la technologie silicium planaire. Des applications commerciales pourraient ainsi émerger dans les prochaines années, dès que les pertes

des guides d'ondes ainsi fabriqués atteindront des valeurs compatibles avec les exigences des télécommunications.

Afin de contrôler au mieux les structures inscrites, nous nous intéressons dans ce chapitre à la maîtrise des procédés permettant d'inscrire des structures guidantes, en tirant profit de la correction des aberrations du faisceau laser d'inscription, qui autorise notamment un meilleur contrôle de la zone irradiée. Une étude de la morphologie des guides et de leurs propriétés de guidage en lien avec les conditions expérimentales permet de définir les paramètres optimaux, de manière à envisager l'inscription de guides d'onde à section contrôlée grâce à la mise en forme du point focal.

7.1 Revue bibliographique

7.1.1 Principe

Nous avons vu au chapitre 5 que l'irradiation d'un verre par des impulsions femtosecondes conduit à une modification permanente de l'indice de réfraction. En focalisant le faisceau à l'intérieur de l'échantillon transparent, une augmentation locale d'indice est réalisable dans le volume du matériau. Par translation de l'échantillon devant le faisceau, on inscrit ainsi une ligne d'indice supérieur au milieu environnant, qui peut présenter des propriétés guidantes, de la même manière qu'une fibre optique, lorsque les paramètres d'inscription (énergie, focalisation, vitesse de translation) sont précisément ajustés.

Le temps d'évacuation de la chaleur hors de la zone focale étant de l'ordre de 1 μs , deux régimes de modification d'indice existent : le régime haute cadence (>1 MHz) et le régime basse cadence ($<100\text{-}500$ kHz)*. En régime haute cadence, l'inscription est réalisée typiquement avec un oscillateur femtoseconde à faible énergie (80 MHz, quelques nJ) ou un oscillateur à cavité étendue (10-20 MHz) de manière à bénéficier d'une énergie supérieure (10-100 nJ). La modification d'indice provient alors d'une accumulation thermique, le volume focal jouant le rôle d'une source de chaleur locale. A cause de l'isotropie de la diffusion thermique, la zone modifiée est alors à symétrie sphérique et dépend du nombre d'impulsions incidentes. En régime basse cadence, des

* La limite entre les deux régimes est assez floue car les temps de diffusion thermique des différents verres ne sont pas précisément connus.

systèmes amplifiés sont utilisés, délivrant typiquement des impulsions de 1 mJ à 1 μ J selon la cadence (1-100 kHz). Comme le matériau revient à température ambiante après chaque impulsion, l'indice est modifié par des processus de relaxation faisant suite à une forte photo-ionisation. En conséquence, la zone modifiée est confinée au volume focal. Le contrôle de ce volume autorise donc le contrôle de la zone d'augmentation d'indice. Les valeurs des modifications d'indice sont aujourd'hui équivalentes pour les deux régimes.

Parallèlement à ces deux régimes, il existe deux configurations géométriques pour l'inscription de guides d'ondes : l'inscription longitudinale et l'inscription transverse, correspondant un déplacement de l'échantillon parallèlement ou perpendiculairement au faisceau laser (figure 7.1).

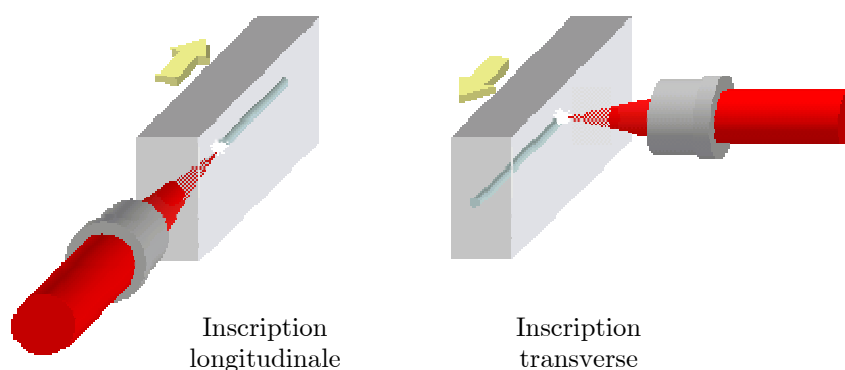


Figure 7.1 – Configurations expérimentales pour la photoinscription de guides d'ondes : inscription longitudinale et inscription transverse. Les flèches jaunes symbolisent la direction de translation de l'échantillon.

En régime basse cadence, l'inscription peut se faire selon les deux géométries [91]. En configuration longitudinale, le guide étant gravé parallèlement à la direction du faisceau, son profil est circulaire grâce à la symétrie de focalisation [92]. En outre, le régime basse cadence présente l'avantage de pouvoir contrôler le diamètre et le profil du guide en contrôlant la taille du point focal. Dans la direction longitudinale, la longueur du guide est limitée par la distance de travail de la lentille ou de l'objectif utilisé. Cependant, grâce à l'utilisation de sources amplifiées, le seuil d'ionisation non linéaire peut être atteint sans focalisation trop drastique. Ceci permet l'utilisation de focales assez longues et d'ouvertures numériques relativement faibles ($ON < 0.5$), la distance de travail (et donc la longueur du guide) peut alors atteindre une échelle centimétrique. Les trois dimensions de l'espace sont ainsi accessibles, autorisant la fabrication de vrais composants 3D, incluant éventuellement des courbes [149]. Des

vitesse de translation typiques de 0.1 à 1 mm/s sont utilisées. Pour s'affranchir de la limitation de longueur des guides, il faut se placer en configuration transverse. En contrepartie, c'est la profondeur qui se trouve alors limitée par la distance de travail de l'objectif utilisé. Mais le principal inconvénient de cette technique est que le profil du guide inscrit n'est pas circulaire car la zone modifiée correspond au volume focal. Celui-ci étant défini par le diamètre à $1/e^2$ du faisceau et la zone de Rayleigh, on obtient alors des guides à section elliptique [146, 147]. Des systèmes dédiés ont été étudiés pour contrer ce problème, avec notamment une focalisation astigmatique [146, 150]. Une troisième configuration récemment découverte peut également être utilisée, dans laquelle l'échantillon est fixe [151]. L'inscription du guide se fait longitudinalement par la propagation d'un filament, confiné spatialement par des effets non-linéaires d'autofocalisation. Pour cela, l'ouverture numérique du faisceau d'écriture doit rester très faible (<0.01), nécessitant des lentilles de grandes focales (7 cm). La longueur et le diamètre du guide sont contrôlés par l'énergie et le nombre d'impulsions. Si cette technique paraît séduisante par sa simplicité de mise en œuvre, elle est cependant limitée à l'inscription de guides rectilignes.

En régime haute cadence, seule la configuration transverse est viable [106, 145, 152, 153]. En effet, à cause des faibles énergies délivrées par de telles sources non amplifiées, une focalisation extrêmement forte ($ON \geq 1$) est requise pour atteindre les fluences permettant d'initier une modification d'indice. Les distances de travail sont alors très réduites ($\sim 200 \mu\text{m}$), interdisant la configuration longitudinale et réduisant du même coup les capacités tridimensionnelles de la photoinscription femtoseconde : les guides ne sont enterrés que de quelques centaines de microns sous la surface, avec une faible gamme de profondeurs accessibles. La longueur des guides est par contre illimitée. L'augmentation d'indice étant provoquée par un effet thermique cumulatif isotrope, des guides à section circulaire sont réalisables [145, 154], dont le diamètre est contrôlé par l'ajustement du couple {cadence, vitesse de translation}. Le profil du guide est donc plus difficilement reproductible puisqu'il dépend du matériau et non du faisceau laser. En contrepartie, le régime haute cadence autorise des vitesses de translation élevées (0.1-20 mm/s), permettant un procédé rapide. Un oscillateur est en outre une source simple et compacte, de coût limité ($\sim 60 \text{ k€}$ contre $\sim 300 \text{ k€}$ pour un système amplifié). Les spécificités de ces différentes configurations expérimentales sont récapitulées dans le tableau 7.1 ci-dessous.

Inscription longitudinale	Inscription transverse	
ON<0.5	ON<1	ON>1
Sources amplifiées basse cadence		Oscillateurs haute cadence faible énergie
Diamètre du guide et profil de mode contrôlés par la taille et la forme du point focal		Régime cumulatif thermique : contrôle du diamètre par la vitesse de translation
Section circulaire	Section elliptique	Section circulaire
Composants 3D dans la masse avec courbes éventuelles Longueur limitée par l'objectif	Composants 3D, possibilité de section circulaire avec des dispositifs spéciaux	Inscription proche de la surface, quasi-2D Longueur illimitée

Tableau 7.1 – Récapitulatif des conditions d'inscription de guides.

7.1.2 Réalisations

Les premiers guides d'ondes inscrits dans les verres par laser femtoseconde ont été réalisés entre 1996 et 1998 par l'équipe japonaise de K. Hirao et K. Miura [91-93, 155]. Depuis 2001, le développement de cette technique ne cesse de s'accroître. De nombreuses équipes de chercheurs s'intéressent aujourd'hui de près à ce sujet. Parmi les plus actifs, on peut notamment citer* :

- en Amérique du Nord : le groupe de E. Mazur à l'université de Harvard [86, 112, 118, 145, 156], celui de E. Ippen au MIT [148, 153, 157], A. Streltsov et N. Borelli (Corning) [95, 152], le groupe de M. Richardson au CREOL [111, 158, 159], de P. Herman à Toronto [119, 120, 160], de D. Krol à l'université Davis [89, 90, 108]

* liste non exhaustive !

- au Japon : les groupe de K. Hirao [91-93, 155], de M. Obara [151, 161, 162], de W. Watanabe et K. Itoh [149, 163, 164]
- en Europe : le groupe de S. Nolte à Jena [96, 99, 147, 165], celui de R. Osellame et G. Cerullo à Milan [106, 146, 150, 154, 166, 167] de J. Solis à Madrid [109, 168]

En France, les premiers guides ont été réalisés au laboratoire TSI [60, 169] et au LOA [170]. La photoinscription de guides d'ondes par laser femtoseconde est un domaine en pleine expansion, qui lie les intérêts de plusieurs communautés scientifiques (lasers ultra-brefs, effets non-linéaires, physique des matériaux et des solides, optique guidée et intégrée). Il n'est donc pas question ici de faire un état de l'art détaillé, mais simplement de mentionner les réalisations les plus marquantes. Celles-ci sont étroitement liées à la configuration géométrique adoptée et au choix du laser d'inscription (systèmes amplifiés ou oscillateur). De manière à disposer d'un outil le mieux adapté possible, les développements laser actuels convergent vers la transition entre les régimes haute et basse cadence, l'objectif étant d'obtenir des impulsions d'énergie élevée à haute cadence (typiquement 1 μ J, 1 MHz).

Après les guides multimodes démontrés par Miura *et al.* [92, 155] puis le premier coupleur Y réalisé en 1999 par Homoelle *et al.* [144], Streltsov et Borrelli [152] réalisent en 2001 un coupleur directionnel par gravure de deux guides parallèles, dont le couplage dépend de leur espacement (quelques microns). Ils démontrent en même temps la possibilité d'inscription à 400 nm avec un laser doublé en fréquence*, ainsi que l'utilisation d'un simple oscillateur femtoseconde au lieu de sources amplifiées. Toutes ces expériences sont réalisées en configuration longitudinale, l'augmentation d'indice est estimée à $\Delta n \sim 10^{-3}$. Schäffer *et al.* [145] testent alors l'inscription transverse à l'oscillateur en cavité étendue (800 nm, 10 nJ, 25 MHz) avec une focalisation extrêmement forte, et réalisent des guides d'ondes à section circulaire résultant d'un effet majoritairement thermique. L'indice est cependant un ordre de grandeur plus faible. L'équipe de Ippen reprend cette technique pour réaliser un coupleur en X [153], un coupleur directionnel et un interféromètre de Mach-Zehnder [157], composants à deux dimensions. En 2002, Will *et al.* [99] étudient l'inscription transverse à basse cadence et montrent que le guide créé a une section elliptique, avec des propriétés multimodes dans la direction allongée. La même équipe développe ce procédé, et

* L'ionisation non-linéaire est alors facilitée puisque deux fois moins de photons sont requis pour l'absorption multiphotonique.

démontre le premier composant 3D : un coupleur 1 vers 3, avec un Δn de 10^{-3} [147]. Afin de s'affranchir du problème d'ellipticité de la section du guide en inscription transverse basse cadence, l'équipe de Cerullo et Osellame a développé un système de focalisation astigmatique [146, 150] permettant d'obtenir des guides à section circulaire.

Utilisant ces différentes techniques, des composants actifs et des composants télécom ont été réalisés. Pour les premiers, on recense des guides fabriqués dans différents types de matériaux transparents : silice pure, dopée au Germanium, verres au borate, silice "soda lime", fluorozirconate (ZBLAN), fluorophosphates, chalcogenides [91, 92], phosphates [108], verres dopés Nd [171], verres à indice élevé dopés aux métaux lourds [109] etc., mais aussi dans les cristaux comme le Ti:saphir [172], LiNbO_3 [173], LiF [174], ou encore dans des matériaux à larges possibilités applicatives comme le PMMA [111] ou le silicium [160]. Des guides à propriétés amplificatrices ont ainsi été réalisés dans des verres au phosphate dopés Er:Yb [166] avec possibilité d'effet laser en plaçant le composant entre deux fibres à réseau de Bragg [154]. Un micro-laser a également été démontré dans un cristal LiF [174], de même que des structures amplificatrices dans la gamme de longueur d'onde télécom [167]. Comme des coupleurs directionnels 3D sélectifs ou non en longueur d'onde [148, 149] et des coupleurs 1 vers N [175] ont également été démontrés, les fonctions télécom de base semblent disponibles. De réelles applications télécom pourraient voir le jour dès que les pertes atteindront des valeurs acceptables (<1 dB/cm). Ceci passe d'une part par la recherche et l'étude de nouveaux matériaux [106] couplées à l'ajustement de la cadence [119] et de la longueur d'onde [120], et d'autre part par la meilleure maîtrise de la zone modifiée. Notamment, l'importance de la correction de l'aberration sphérique a été soulignée tout récemment pour les grandes ouvertures numériques [176], et les études sur le contrôle du volume focal se multiplient depuis quelques mois [177, 178], venant s'ajouter aux travaux italiens [146, 150].

Ainsi, que ce soit pour l'inscription transverse à haute cadence, pour compenser l'ellipticité des guides en géométrie transverse à basse cadence, ou encore pour contrôler le profil du guide et les effets non-linéaires en inscription longitudinale basse cadence, la maîtrise du volume focal semble pouvoir apporter une contribution intéressante. Utiliser un dispositif de mise en forme spatiale du faisceau semble donc être une technique adaptée aux besoins actuels.

7.2 Dispositif expérimental

7.2.1 Montage

Le dispositif expérimental mis en place a été étudié pour permettre à la fois la photoinscription du guide et son analyse directement après inscription. Le montage est exactement le même que pour le micro-usinage de surface, incluant le dispositif de mise en forme du faisceau (*cf.* figure 6.3 du chapitre 6). L'échantillon de verre est maintenu par un système de fixation et de positionnement adapté*, laissant libres quatre faces de l'échantillon pour l'inscription, l'injection, l'analyse du mode guidé (champ proche et champ lointain), la visualisation latérale des dommages et du guide injecté (figure 7.2). Pour cela, deux dispositifs sont insérés autour de l'échantillon de verre :

- un système de visualisation latérale : une source de lumière blanche placée sous l'échantillon permet d'éclairer le guide, qui est alors imagé sur une caméra CCD couleur par l'intermédiaire d'un objectif de microscope $\times 8$. Ce système permet également d'obtenir des images du plasma généré par le faisceau femtoseconde lors de l'inscription, et du guide injecté par un faisceau à 633 nm.
- Un système d'imagerie équivalent au précédent (objectif $\times 40$ et caméra CCD) permet l'analyse en champ proche du mode guidé. En retirant ce système, on observe la répartition de lumière en champ lointain après traversée du guide.

Nous avons inscrit des guides dans des échantillons de silice pure SiO_2 , de dimensions $10 \times 50 \times 20 \text{ mm}^3$. Le choix s'est porté sur le verre Homosil de la société Heraeus ($n=1.45341 \pm 3.10^{-5}$ à 800 nm et $n=1.45711 \pm 3.10^{-5}$ à 633 nm) pour ses bonnes propriétés d'homogénéité et d'isotropie. L'inscription est réalisée dans la masse par l'intermédiaire d'un objectif $\times 8$ ($\text{ON}=0.25$, $f'=25 \text{ mm}$, distance de travail=7 mm) et des impulsions de 130 fs à la cadence de 100 kHz. Le faisceau femtoseconde remplissant toute la pupille de l'objectif, son ouverture numérique est également 0.25, d'où un point focal de 2 μm de diamètre à $1/e^2$ dans l'air lorsque la correction de front d'onde est activée. Il faut cependant tenir compte de l'indice du matériau : les dimensions transverses sont inchangées, tandis que les dimensions longitudinales sont multipliées

* 3 translations (platines motorisées) et 3 rotations (manuelles) indépendantes.

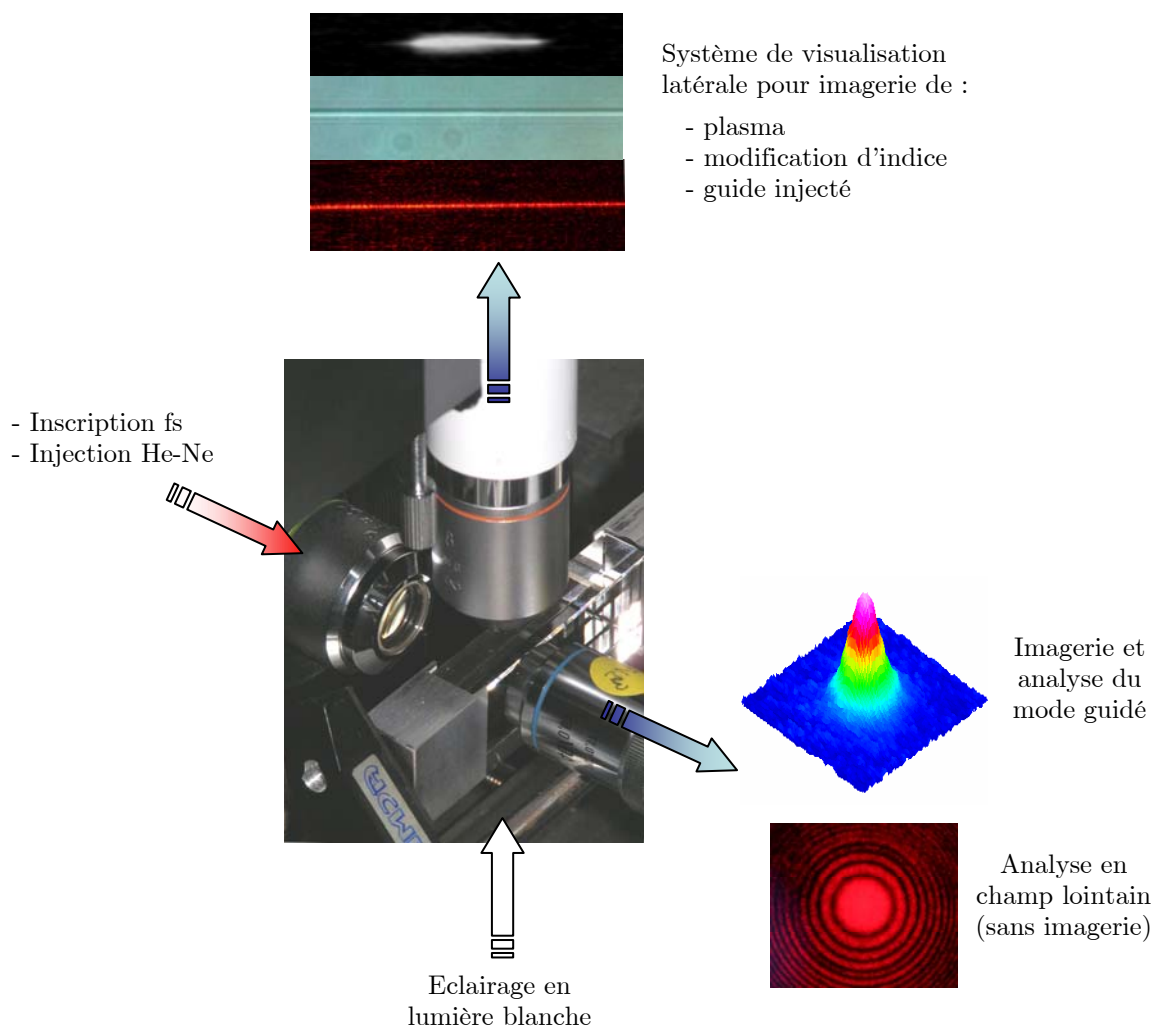


Figure 7.2 – Dispositif expérimental autour de l'échantillon de verre (rectangulaire). A gauche : objectif pour l'inscription femtoseconde et l'injection du guide à 633 nm. En haut : système de visualisation latérale pour l'imagerie du plasma lors de l'inscription, l'imagerie de la morphologie du guide inscrit (avec éclairage en lumière blanche), la visualisation du guide injecté. En sortie du guide (à droite) : analyse du mode guidé en champ proche (imagerie) ou en champ lointain (sans l'objectif).

par l'indice du verre (les détails des calculs correspondants sont reportés en annexe 4). Sans tenir compte des aberrations géométriques ni des effets de propagation et de focalisation non-linéaires éventuels, le volume focal est alors défini par le couple $(2w_0, 2nz_R)$, où w_0 et z_R désignent le rayon à $1/e^2$ (waist) et la distance de Rayleigh du faisceau calculés dans l'air. Pour l'objectif de microscope utilisé, les dimensions du volume focal théorique sont alors de $2 \mu\text{m} \times 12 \mu\text{m}$. De la même façon, à cause de la réfraction à l'interface air-verre, la profondeur d'inscription est multipliée par n (figure 7.3).

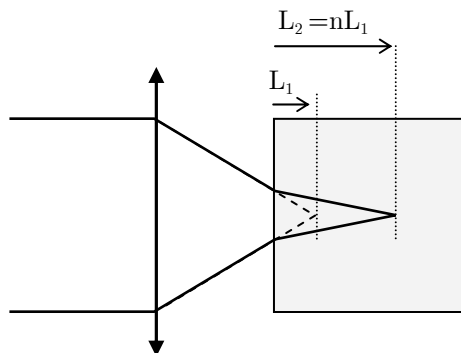


Figure 7.3 – Focalisation dans l'échantillon de verre : la profondeur atteinte est multipliée par l'indice n par rapport à une focalisation dans l'air.

7.2.2 Choix de la configuration d'inscription

7.2.2.1 Inscription transverse

Des études préliminaires en inscription transverse ont été réalisées sur une lame de verre de 1 mm d'épaisseur. Le guide de la figure 7.4 est gravé par des impulsions de 1.5 μJ , 130 fs, 100 kHz avec un objectif $\times 8$ ($\text{ON}=0.25$). Un seul passage est effectué à la vitesse de 10 $\mu\text{m/s}$. Le guide est enterré 500 μm sous la surface et sa longueur est 25 mm. Après l'inscription et le polissage des faces d'entrée et de sortie, l'échantillon doit être tourné de 90° pour injecter le guide avec un laser He-Ne grâce au même objectif de microscope. Le réglage permettant de retrouver le guide et de l'injecter après rotation de l'échantillon est très délicat, étant donné ses faibles dimensions. De plus, comme un polissage a été réalisé, tout repère sur la face d'entrée est impossible. Ceci constitue un inconvénient expérimental important de l'inscription en configuration transverse, qui n'existe pas pour l'inscription longitudinale (injection immédiate après gravure). Le système de visualisation avec éclairage en lumière blanche permet néanmoins de faciliter ce réglage. Sur la photographie de la figure 7.4, le guide injecté est aisément visible à l'œil nu sur toute sa longueur.

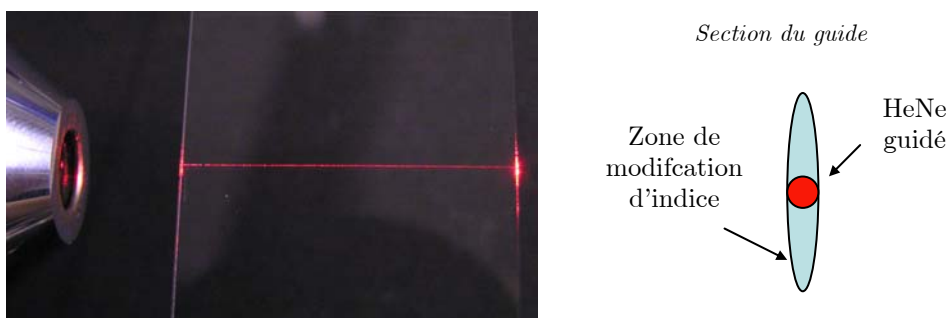


Figure 7.4 – A gauche : photographie d'un guide gravé en géométrie transverse dans les conditions suivantes : 1.5 μJ , 130 fs, 100 kHz, objectif $\times 8$ (ON=0.25), 1 passage à 10 $\mu\text{m/s}$, profondeur 500 μm , longueur 25 mm. A droite : mise en évidence de l'ellipticité de la section du guide.

La forme de la section du guide est déduite des tolérances des réglages d'injection. Celles-ci sont de $\sim 10 \mu\text{m}$ selon la direction horizontale et de $\sim 50 \mu\text{m}$ dans la direction verticale (axe d'inscription), ce qui confirme la forme allongée de la zone modifiée. Will *et al.* [99] et Cerullo *et al.* [146] ont montré que des modes fortement asymétriques, et notamment multimodes dans la direction verticale (TEM_{04}) peuvent se propager dans de tels guides transverse à section elliptique. Le contrôle du point focal ne permettant pas de contrôler la section du guide dans cette configuration d'inscription transverse, nous n'avons pas étudié ce type de guides plus en détail.

7.2.2.2 Inscription longitudinale

En inscription longitudinale, la forme allongée du volume focal n'est plus un problème car elle est dans l'axe du guide. L'avantage évident de cette configuration réside dans le fait que le guide inscrit présente alors une section bien circulaire. De plus, il est ainsi intéressant d'utiliser le dispositif de correction de front d'onde et de mise en forme de tache focale pour contrôler la section du guide. Un échantillon de grandes dimensions permet de graver un grand nombre de guides dans des conditions similaires, comme représenté sur la figure 7.5. En configuration longitudinale, les guides sont inscrits selon la dimension 10 mm pour des raisons de frontale limitée de l'objectif utilisé ($\times 8$, ON=0.25, frontale=7 mm). Une longueur de 9 mm est ainsi atteignable. Un guide est inscrit en focalisant d'abord le faisceau au niveau de la face arrière de l'échantillon puis en le translatant jusqu'à atteindre la face d'entrée. La propagation et la focalisation du faisceau lors de l'écriture ne sont ainsi pas affectées par la partie du guide qu'il vient d'inscrire. Conformément aux calculs de l'annexe 4, le plasma se

déplace dans l'échantillon au cours de l'inscription avec une vitesse multipliée par n par rapport à un point d'observation fixe. La vitesse est constante et le plasma se déplace vers le faisceau.

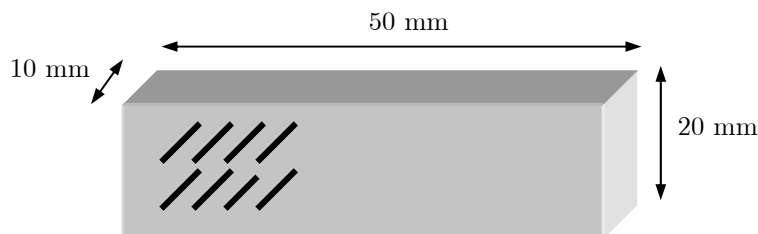


Figure 7.5 – Géométrie des guides dans le bloc de verre (inscription longitudinale).

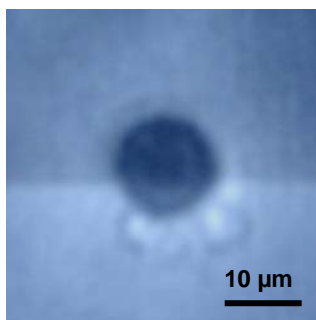


Figure 7.6 – Image de la face avant de l'échantillon lors de l'inscription d'un guide débouchant.

Des guides débouchants ont d'abord été réalisés, c'est-à-dire que la gravure commence et termine en dehors de l'échantillon. Un dommage en surface est alors observé (figure 7.6), alors que seul un changement d'indice est observé dans la masse. Ceci provient du fait que les seuils de dommages sont plus faibles en surface. Notons que la section du dommage est bien circulaire, comme attendu en inscription longitudinale. Cependant, sa taille n'est pas représentative du diamètre du guide car l'énergie est supérieure au seuil de dommage en surface. Ne disposant pas d'un système de polissage performant pour des grandes surfaces, nous avons donc inscrit des guides totalement enterrés en arrêtant la translation de l'échantillon $\sim 200 \mu\text{m}$ sous la surface des faces avant et arrière. Aucune trace en surface n'est alors décelable. En réglant précisément l'alignement du laser He-Ne sur le faisceau femtoseconde, l'injection des guides est immédiate, ce qui constitue un gain de temps très appréciable par rapport à

la configuration transverse. Ceci permet également un contrôle direct du guide immédiatement après gravure. Remarquons que l'étape de coupe et de polissage pour atteindre les guides n'est pas indispensable, il est possible d'injecter directement les guides enterrés (figure 7.7). En première analyse et pour comparaison aux guides gravés transversalement, la tolérance de réglage pour l'injection est de quelques microns sur une zone circulaire.

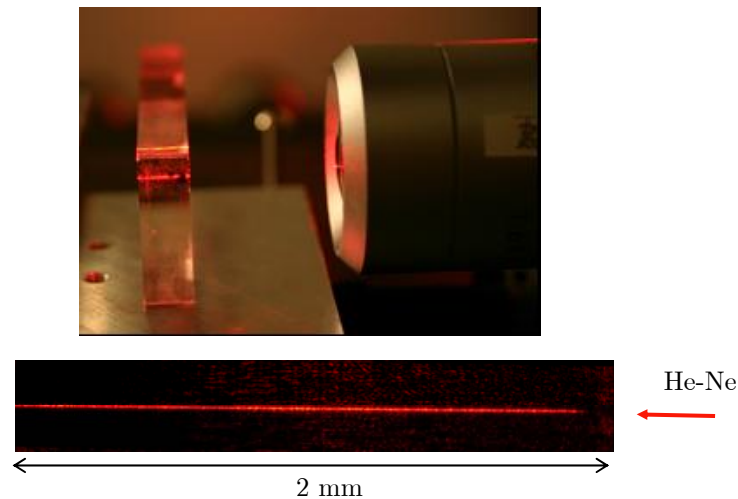


Figure 7.7 – Vues transverses d'un guide enterré inscrit longitudinalement, dans lequel on a injecté la lumière d'un laser He-Ne par focalisation sur le début du guide. La longueur totale du guide est de 9 mm.

En conclusion, après avoir inscrit des guides dans les deux configurations géométriques possibles, nous avons illustré l'intérêt de l'inscription longitudinale, qui offre l'avantage d'obtenir directement des guides à symétrie circulaire, et non elliptique. Dans la suite, nous nous restreignons à cette seule configuration expérimentale afin d'étudier en détail l'influence des conditions expérimentales sur les caractéristiques et les propriétés des guides inscrits. Dans un objectif de contrôle et d'optimisation des procédés de photoinscription, on s'intéresse dans le paragraphe suivant aux effets particuliers lors de la focalisation d'impulsions courtes dans les matériaux transparents.

7.3 Effets à considérer dans le procédé d'inscription

La modification d'indice provient de la recombinaison du plasma d'ions et d'électrons généré dans le matériau par l'irradiation laser. Avant d'étudier la morphologie des structures inscrites, il est utile de s'intéresser aux différents mécanismes qui influent sur les dimensions et les caractéristiques du plasma généré à l'intérieur de l'échantillon de verre, dus à la focalisation et à la propagation non-linéaire des impulsions femtosecondes.

7.3.1 Autofocalisation

L'autofocalisation est un phénomène non linéaire du troisième ordre qui provient de la dépendance de l'indice de réfraction du milieu avec l'intensité laser (effet Kerr) : $n(z) = n_0 + n_2 I(z)$, avec n_2 l'indice non linéaire du verre considéré. A cause des grandes intensités obtenues au point focal (10^{13} - 10^{14} W/cm²), cet effet peut devenir non négligeable et ainsi perturber la focalisation du faisceau dans l'échantillon. En effet, la distribution gaussienne d'intensité du faisceau au point focal engendre une variation spatiale de l'indice. Cette courbure de phase gaussienne agit comme une lentille et provoque une focalisation prématurée du faisceau en amont du point focal géométrique. En conséquence, la longueur de la zone focale est augmentée vers l'avant, couvrant un volume qui englobe le point focal géométrique et le point focal d'autofocalisation (figure 7.8).

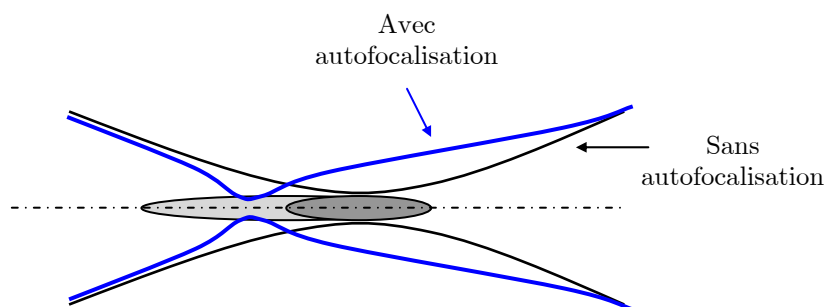


Figure 7.8 – Représentation schématique de l'autofocalisation d'un faisceau gaussien en avant du point focal. En bleu : trajet des rayons lors de l'autofocalisation, qui contribue à allonger la zone focale vers l'avant (gris clair) par rapport à celle obtenue lors d'une focalisation classique (gris foncé). Le faisceau est incident depuis la gauche du schéma.

L'autofocalisation s'observe à partir d'une puissance crête critique donnée par [179] : $P_{cr} = 3.77\lambda^2 / (8\pi n_0 n_2)$. Sa valeur est de 2.2 MW pour nos échantillons de silice*. Dans nos expériences, nous utilisons des puissances crêtes de l'ordre de $P=1 \mu\text{J}/130 \text{ fs}=7.7 \text{ MW}$, nous n'échapperons donc pas à cet effet.

Lorsque la focalisation des impulsions courtes dans le matériau est suffisamment forte pour créer un plasma, on assiste à un phénomène de filamentation. La filamentation résulte de deux effets contraires qui se contrebalancent mutuellement : l'autofocalisation, provoquée par l'effet Kerr optique qui joue le rôle d'une lentille d'autant plus convergente que l'intensité laser I est élevée, et la défocalisation provoquée par le plasma, qui joue le rôle d'une lentille d'autant plus divergente que la densité est élevée [180-182]. Ces deux effets peuvent se compenser pour donner naissance à un filament, caractérisé par un diamètre constant ($\sim 2w_0$) et une grande longueur (plusieurs z_R), qui dépend de l'intensité laser. En effet, comme le verre absorbe l'énergie tout au long du plasma, le filament s'interrompt quand l'intensité du faisceau n'est plus assez forte. La filamentation s'accompagne de la génération d'un continuum de lumière blanche issu de l'automodulation de phase, provoquée elle aussi par l'effet Kerr. Au final, le plasma est de couleur blanche légèrement bleutée. Ceci provient de plusieurs contributions : i) continuum de lumière blanche généré par la filamentation, ii) émission du plasma sur une large bande centrée autour de 450 nm, provenant de la recombinaison électronique [183], iii) lumière à 800 nm provenant de la diffusion du laser femtoseconde.

La figure 7.9 présente les images de plasma réalisées avec deux ouvertures numériques différentes pour focaliser le faisceau femtoseconde, limitées dans un cas par le diamètre du faisceau ($\text{ON}=0.08$ avec $f'=76.2 \text{ mm}$) et dans l'autre par la pupille de l'objectif utilisé ($\text{ON}=0.25$, $f'=25 \text{ mm}$). Les énergies respectives sont $2 \mu\text{J}$ et $0.65 \mu\text{J}$, les temps d'irradiation sont de 1 ns, soit 10^5 impulsions (durée 130 fs).

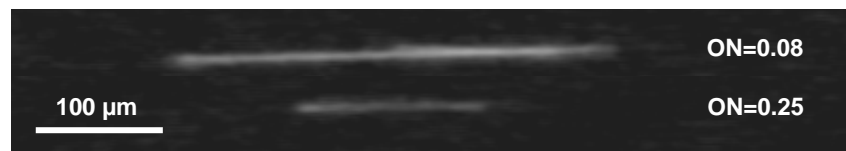


Figure 7.9 – Observation de filaments générés par focalisation d'impulsions femtosecondes dans la silice, pour deux ouvertures numériques : $\text{ON}=0.08$ pour $E=2 \mu\text{J}$ et $\text{ON}=0.25$ pour $E=0.65 \mu\text{J}$. Le faisceau est incident depuis la gauche.

* $\lambda=800 \text{ nm}$, $n_0=1.45341$, $n_2=3 \times 10^{-16} \text{ cm}^2/\text{W}$

La longueur du filament diminue lorsque l'ouverture numérique augmente. Les dimensions des deux plasmas sont reportées dans le tableau 7.2, de même que les dimensions des volumes focaux théoriques correspondants. Une énergie d'impulsion trop élevée par rapport au seuil d'ionisation du matériau peut être à l'origine d'un plasma de dimensions supérieures au volume focal. En l'occurrence, on observe un facteur 2 entre les diamètres des plasmas et les diamètres des volumes focaux. Si aucun effet non linéaire n'avait lieu, on devrait constater également un facteur 2 sur les longueurs des plasmas. Or ceci n'est pas le cas : on obtient des facteurs de 2.5 pour $ON=0.08$ et 10.5 pour $ON=0.25$. Ces observations, similaires à celles réalisées par Yamada *et al.* [163], confirment donc l'intervention d'effets non-linéaires.

ON	0.08	0.25
Longueur du plasma	280 μm	125 μm
Diamètre du plasma	13 μm	5 μm
Longueur $2nz_R$	109 μm	12 μm
Diamètre $2w_0$	6 μm	2 μm

Tableau 7.2 – Dimensions expérimentales et théoriques des plasmas.

7.3.2 Rôle de l'énergie

Afin de connaître les dimensions du plasma pour les différentes énergies utilisées pour l'inscription des guides d'ondes, la figure 7.10 présente l'influence de l'énergie laser sur la taille du plasma créé. Il est à noter que le plasma est très stable et que ces acquisitions sont bien reproductibles. On constate immédiatement que les dimensions du plasma augmentent avec l'énergie. Ceci provient de deux contributions différentes. Tout d'abord, l'augmentation de l'énergie conduit logiquement à dépasser le seuil d'ionisation du matériau dans un volume plus large. Cependant, on remarque que l'accroissement de la taille du plasma n'est pas symétrique de chaque côté du point focal (défini par la position du plasma à faible énergie). L'extension est supérieure en amont du point focal, et ceci de manière d'autant plus marquée que l'énergie est élevée. C'est une conséquence directe de l'autofocalisation.

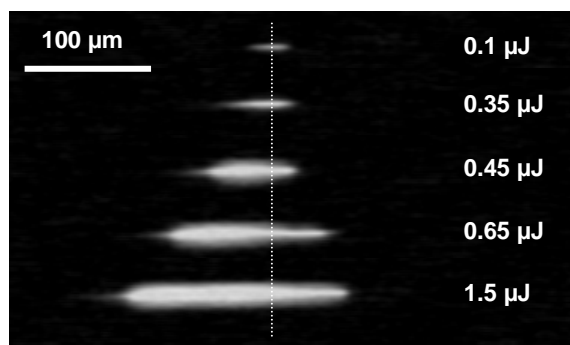


Figure 7.10 – Influence de l'énergie sur la taille et la position du plasma. Le faisceau est incident depuis la gauche, la ligne en pointillés repère la position du point focal géométrique. Les intensités relatives sont respectées. Conditions expérimentales : $ON=0.25$, 130 fs, 100 kHz, 10^5 impulsions, l'énergie utilisée est indiquée à côté de chaque acquisition.

Pratiquement, l'énergie permet donc de contrôler la longueur du plasma créé dans la masse du verre. En tenant compte de cette observation, la vitesse de translation pour l'inscription longitudinale d'un guide doit donc être ajustée en conséquence pour contrôler la quantité d'énergie atteignant un site donné.

7.3.3 Influence du nombre d'impulsions : incubation

Avant de faire intervenir le paramètre vitesse, étudions au préalable l'influence du nombre d'impulsions sur le plasma produit lors d'une irradiation fixe. Le nombre d'impulsions dépend du temps d'irradiation, qui est ajusté ici de 1s à 30s. Les acquisitions sont réalisées pour deux conditions de focalisation différentes : $ON=0.08$ (figure 7.11) et $ON=0.25$ (figure 7.12).

Sur la figure 7.11, on ne note aucune différence entre les plasmas créés par 10^5 et 10^6 impulsions, qui sont en tout point similaires au filament présenté précédemment sur la figure 7.9. A partir de 1.5×10^6 impulsions, un plasma très brillant et beaucoup plus large apparaît. D'après les analyses morphologiques des structures inscrites, qui seront présentées plus loin, un tel plasma engendre systématiquement un dommage sévère du matériau. Ceci se comprend bien dans la mesure où les acquisitions correspondent à la lumière diffusée latéralement : un dommage se comporte comme un centre très diffuseur et sature donc la caméra. Physiquement, ce dommage résulte d'un effet d'incubation (accumulation d'impulsions), qui a déjà été abordé au chapitre 6 lors de l'ablation de

surface. Bien que ce ne soit pas décelable, les impulsions précédentes ont modifié le matériau, dont le seuil est alors abaissé. La même énergie suffit donc à produire un dommage. Ce phénomène est très reproductible, le nombre d'impulsions nécessaires étant identique à chaque fois.

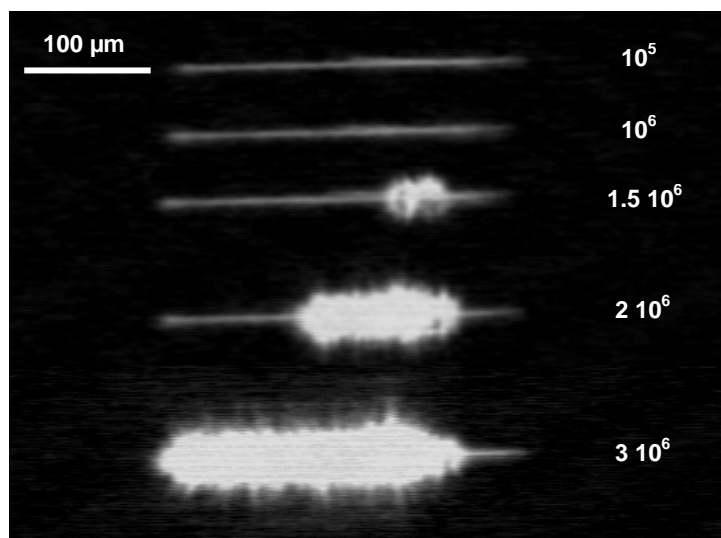


Figure 7.11 – Influence du nombre d'impulsions sur la morphologie du plasma créé. Le faisceau est incident depuis la gauche, les intensités relatives sont respectées. Conditions expérimentales : $ON=0.08$, $2 \mu\text{J}$, 130 fs , 100 kHz , le nombre d'impulsions est indiqué à côté de chaque acquisition.

D'après des simulations numériques sur la dépendance de la distribution spatiale de l'intensité laser et la densité plasma le long du filament en fonction des conditions de focalisation et d'énergie [184], la densité plasma la plus élevée se trouve à la position du point focal géométrique. Comme ce premier dommage n'est pas localisé au centre du filament, ceci met encore une fois en évidence l'importance du phénomène d'autofocalisation, qui conduit à l'allongement du plasma en amont du point focal géométrique.

Lorsque l'on augmente encore le nombre d'impulsions, le dommage se développe en avant du dommage initial, jusqu'à atteindre toute la longueur du filament situé en avant du point focal. La zone située en arrière n'est pas affectée, quel que soit le nombre d'impulsions incidentes. Nous pouvons avancer l'explication suivante. Lorsque la densité d'électrons libres est suffisamment élevée pour former un plasma critique, l'indice du plasma devient imaginaire pur, c'est-à-dire que le plasma n'absorbe plus l'énergie et devient donc réfléchissant. Les impulsions suivantes sont alors réfléchies en

sens inverse de la propagation du faisceau, et le dommage se développe dans la même direction, sans affecter la partie située après le point focal géométrique. Lorsque toute la partie amont du filament est transformée en un dommage, on observe une saturation, la longueur du plasma très brillant n'augmente plus.

De la même manière, on observe également la coexistence d'un dommage optique et de filamentation pour une ouverture numérique plus élevée (figure 7.12), en accord avec les observations de Nguyen *et al.* [183]. Un effet d'incubation (sensibilité au nombre d'impulsions) est également mis en évidence dans ces échantillons de silice. Ces résultats, contraires aux hypothèses avancées par Saliminia *et al.* [185], sont en revanche cohérents avec les observations des modifications d'indice par microscopie à contraste de phase obtenus par A. Mermillod-Blondin, doctorant dans notre équipe [186]. Enfin, notons que le dommage apparaît d'autant plus rapidement que l'énergie est élevée.

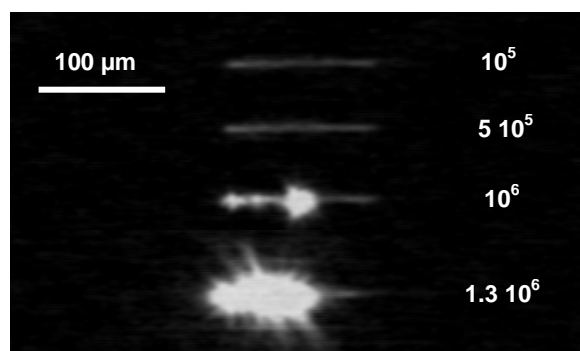


Figure 7.12 – Influence du nombre d'impulsions sur la morphologie du plasma créé. Le faisceau est incident depuis la gauche, les intensités relatives sont respectées. Conditions expérimentales : $ON=0.25$, $0.65 \mu\text{J}$, 130 fs , 100 kHz , le nombre d'impulsions est indiqué à côté de chaque acquisition.

Lors de l'inscription de guides d'ondes, le couple {énergie, vitesse de translation} doit être précisément ajusté pour éviter l'apparition d'un dommage. En d'autres termes, l'énergie et la vitesse constituent deux paramètres interdépendants pour maîtriser l'incubation. Ceci permet de contrôler la morphologie du dommage induit dans le matériau. Dans ces conditions, des structures lisses et uniformes peuvent être obtenues, qui s'avèrent présenter les meilleures propriétés guidantes.

7.3.4 Influence de la profondeur

Un inconvénient de la configuration d'inscription longitudinale provient de la variation de longueur du plasma en fonction de la profondeur de focalisation dans l'échantillon. Dans cette étude de procédé, nous n'avons pas étudié l'origine de ce phénomène, qui pourrait provenir d'une combinaison d'effets non-linéaires [170] et d'aberrations géométriques [176]. En effet, l'objectif utilisé est corrigé des aberrations pour une profondeur standard de 170 μm , correspondant à l'épaisseur des lamelles couvre-objet en microscopie. Pour les épaisseurs de verre traversées ici (jusqu'à 8 mm), l'aberration sphérique peut notamment devenir importante, initiant éventuellement d'autres processus non-linéaires. Des simulations prenant en compte l'ensemble de ces paramètres sont envisagées à l'avenir dans notre groupe.

Comme le montrent les acquisitions de la figure 7.13, le résultat expérimental est une augmentation de la longueur du plasma avec la profondeur de focalisation dans l'échantillon, à énergie constante. Les propriétés du guide inscrit dans ces conditions peuvent donc être différentes d'une extrémité à l'autre du guide, ce qui constitue l'inconvénient principal lié à la géométrie d'inscription longitudinale. Ce point sera détaillé lors de l'analyse morphologique des guides.

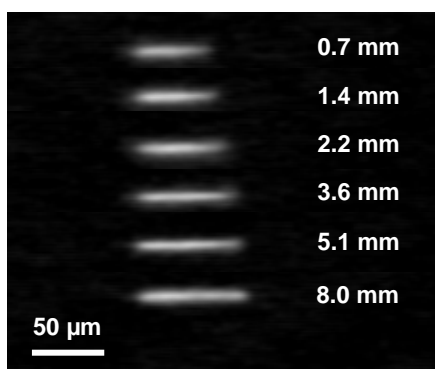


Figure 7.13 – Influence de la profondeur sur la longueur du plasma. Le faisceau est incident depuis la gauche, les intensités relatives sont respectées. Conditions expérimentales : $\text{ON}=0.25$, $0.4 \mu\text{J}$, 130 fs , 100 kHz , 10^5 impulsions, la profondeur de focalisation est indiqué à côté de chaque acquisition.

7.3.5 Conclusion

Nous avons mis en évidence plusieurs effets importants à considérer pour le procédé de photoinscription. Ces effets sont étroitement liés au plasma. Des phénomènes d'autofocalisation, de filamentation et d'incubation interviennent, auxquels viennent s'ajouter les aberrations géométriques, rendant ainsi très délicat le contrôle du plasma, en particulier dans l'axe du laser. Après avoir étudié les caractéristiques du plasma lors d'une irradiation fixe, nous en déduisons que trois paramètres interdépendants doivent être ajustés (focalisation, énergie, vitesse de translation) afin d'éviter le dommage optique. L'observation du plasma constitue alors une méthode de diagnostic extrêmement simple pour déterminer les conditions adéquates d'inscription. Nous présentons dans la suite une étude détaillée des guides gravés par cette technique.

7.4 Photoinscription des guides

7.4.1 Introduction

Afin de déterminer les meilleurs paramètres expérimentaux, une étude systématique sur les conditions expérimentales d'inscription a été menée. Un grand nombre de guides ont été gravés dans le même échantillon de silice. Dans le but de maîtriser les procédés d'inscription, l'influence de l'énergie, de la vitesse de translation et du nombre de passages a été étudiée. Le tableau 7.3 récapitule les valeurs expérimentales choisies, en tenant compte des observations plasma présentées précédemment. Ceci représente quarante-cinq guides de longueur 8.1 mm (début du guide à 1.5 mm de la face d'entrée, fin du guide à 400 μm de la face arrière), inscrits avec un objectif $\times 8$ ($\text{ON}=0.25$, $f'=25$ mm) en configuration longitudinale, avec des impulsions de 130 fs à la cadence de 100 kHz. Ces guides sont tous inscrits avec un faisceau corrigé des aberrations grâce au dispositif d'optique adaptative, afin de contrôler précisément la taille du point focal.

Energie (μJ)	Vitesse ($\mu\text{m/s}$)	Nombre de passages
0.1	10	1
0.5	20	2
0.8	50	4
1.5	100	
	500	

Tableau 7.3 – Etude systématique des conditions d’inscription des guides.

Nous avons mis en place une collaboration avec le laboratoire "Lehrstuhl für Lasertechnik, RWTH" à l’Université de Aachen en Allemagne. Le polissage des échantillons ainsi que l’analyse morphologique des guides a été réalisée à Aachen [187]. Les paragraphes qui suivent s’intéressent à la morphologie de la zone modifiée et relient les paramètres expérimentaux aux caractéristiques et aux propriétés guidantes des structures inscrites.

7.4.2 Morphologie des guides

Pour l’inscription, nous avons adopté un objectif $\times 8$, $\text{ON}=0.25$, $f'=25$ mm, frontale=7 mm. Les autres paramètres expérimentaux à ajuster sont donc l’énergie et la vitesse de translation, qui contrôlent l’incubation. Les photographies des guides présentées dans cette section ont été réalisées en Allemagne grâce à un microscope de Nomarsky. Ces résultats permettent de faire avancer la maîtrise des procédures de photoinscription, mettant en évidence les compromis à réaliser pour déterminer les paramètres optimaux pour la gravure des guides.

Plasma et morphologie du guide

La morphologie des structures inscrites dépend fortement du couple {énergie, vitesse de translation}. La figure 7.14 présente l’influence de l’énergie sur la morphologie du guide inscrit, à vitesse de translation constante. Une vitesse de $10 \mu\text{m/s}$ permet de faire apparaître différents régimes. Avec une énergie de $0.1 \mu\text{J}$, aucune

modification du matériau n'est observée. En augmentant l'énergie, on obtient successivement une structure continue et lisse ($0.5 \mu\text{J}$), puis une structure discontinue et craquelée ($0.8 \mu\text{J}$), et enfin une structure fortement endommagée ($1.5 \mu\text{J}$). Afin de relier la morphologie des structures gravées aux mécanismes, il faut observer le plasma correspondant lors de l'inscription. A vitesse constante et faible, c'est l'énergie qui régit l'apparition ou non d'un dommage : le plasma est lisse et fin pour $0.5 \mu\text{J}$, il est large, inhomogène et très lumineux au delà. Un dommage est donc généré, qui s'observe effectivement sur les traces de la figure 7.14.

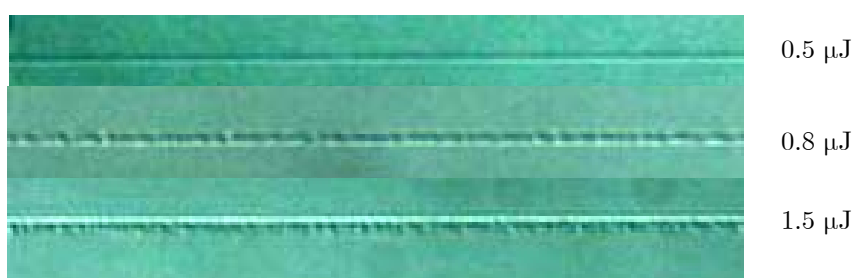


Figure 7.14 – Influence de l'énergie sur la morphologie du guide, à vitesse de translation constante. Conditions expérimentales : $\text{ON}=0.25$, 130 fs , 100 kHz , 1 passage, $10 \mu\text{m/s}$.

Concernant l'influence de la vitesse de translation, la figure 7.15 montre les différentes structures obtenues à énergie constante ($1.5 \mu\text{J}$). A vitesse lente ($10 \mu\text{m/s}$), on obtient une trace irrégulière et craquelée, tandis qu'à vitesse légèrement supérieure ($20 \mu\text{m/s}$), une trace uniforme et homogène est observable. Quand on augmente la vitesse, la trace garde la même morphologie. Comme précédemment, un plasma beaucoup plus intense, caractéristique d'un dommage, est observé lors de l'inscription du guide à $10 \mu\text{m/s}$.



Figure 7.15 – Influence de la vitesse de translation sur la morphologie du guide, à énergie constante. Conditions expérimentales : $\text{ON}=0.25$, $1.5 \mu\text{J}$, 130 fs , 100 kHz , 1 passage.

En conclusion, la transition d'une structure irrégulière et discontinue à une structure lisse et homogène est bien nette, permettant d'ajuster précisément le couple {énergie, vitesse de translation}. Il existe une corrélation directe entre la morphologie du plasma et la qualité du guide inscrit : un plasma provoquant un dommage conduit à un guide craquelé, alors qu'un plasma lisse permet d'inscrire un guide homogène si l'énergie est suffisamment élevée.

Influence de la profondeur

En configuration d'inscription longitudinale, un problème spécifique apparaît, à cause des différences d'épaisseur de verre traversées entre le début et la fin du guide. En effet, nous avons vu que la longueur du plasma créé dans le verre par les impulsions laser augmente avec la profondeur de focalisation dans l'échantillon. Nous en étudions ici les conséquences sur les guides inscrits.

Le graphique de la figure 7.17 résume les résultats expérimentaux de longueur du plasma en fonction de la profondeur de focalisation dans l'échantillon. Comme le seuil de dommage est uniforme dans tout l'échantillon, le contour du plasma correspond à la fluence seuil de modification du matériau. A partir de cette hypothèse, le paramètre pertinent pour décrire la quantité d'énergie déposée dans le matériau est la densité volumique d'énergie (J/cm^3), calculée à partir du volume du plasma correspondant. Ce paramètre est également tracé en fonction de la profondeur sur le même graphique. C'est un paramètre macroscopique certes très approché, mais qui permet de dégager un comportement. On constate que la morphologie de la modification induite dans le verre y est très sensible. En effet, à énergie et vitesse de translation fixées ($1.5 \mu\text{J}$ et $20 \mu\text{m}/\text{s}$), deux types de dommages différents sont observés selon la profondeur. Pour une densité d'énergie inférieure à $\sim 5 \text{ kJ}/\text{cm}^3$, une structure lisse et bien continue est obtenue. Au delà de cette valeur, on inscrit une ligne craquelée et non uniforme, résultant d'un dommage plus sévère.

Selon la vitesse de translation, la transition entre les deux régimes est plus ou moins marquée (figure 7.18), permettant de mesurer le seuil de densité volumique d'énergie en mesurant la profondeur à laquelle a lieu la transition. Dans les conditions expérimentales adéquates, des guides lisses sur toute leur longueur (8.1 mm) peuvent être inscrits, comme présenté sur la figure 7.19.

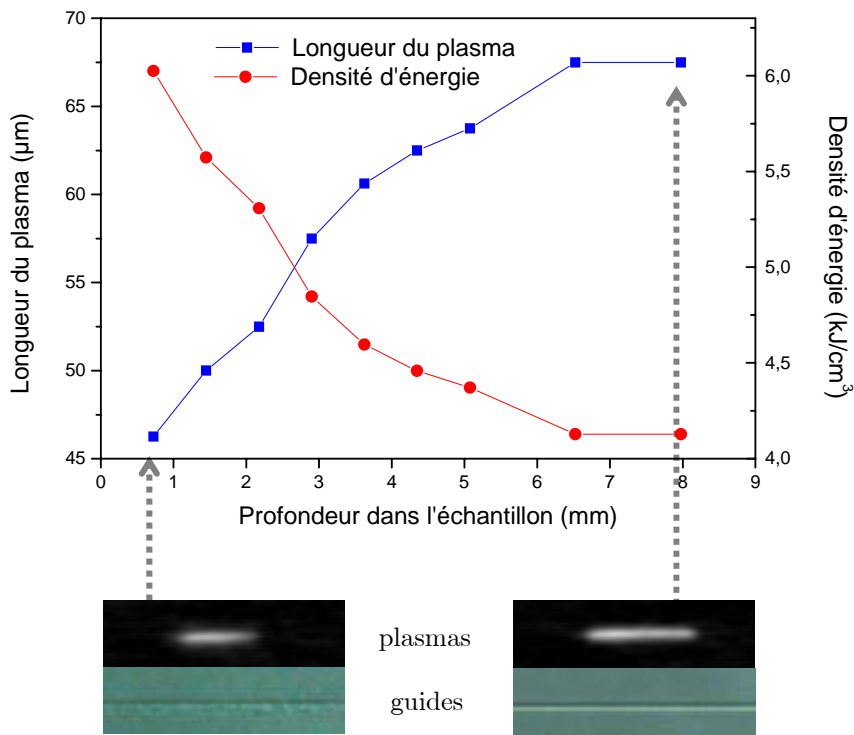


Figure 7.17 – Influence de la profondeur de la position de focalisation sur la longueur du plasma généré en inscription longitudinale. Les densités d'énergie volumiques correspondantes sont également représentées. Les deux plasmas extrêmes sont représentés sous le graphique, ainsi que les guides correspondants inscrits par 1 passage à 20 µm/s. Conditions expérimentales : ON=0.25, 1.5 µJ, 130 fs, 100 kHz.

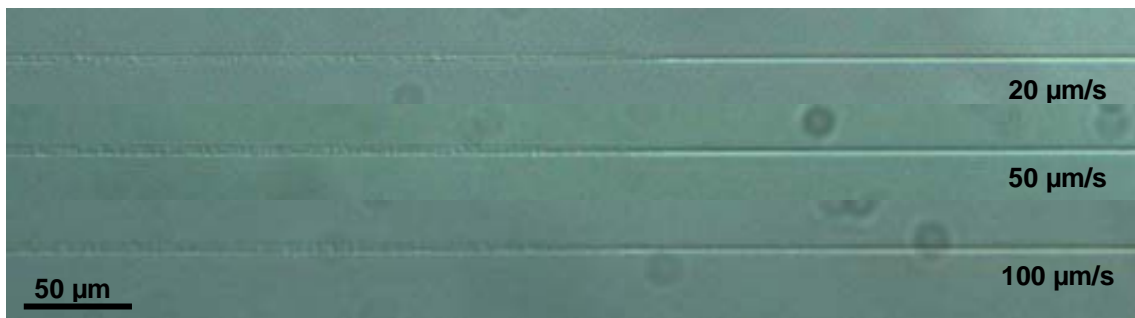


Figure 7.18 – Transition entre les deux régimes d'inscription (lisse ou craquelé), dont la netteté dépend de la vitesse de translation. Conditions expérimentales : ON=0.25, 1.5 µJ, 130 fs, 100 kHz, 1 passage.

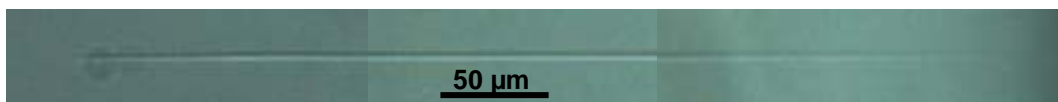


Figure 7.19 – Images mises bout-à-bout des différentes parties du guide : début (à gauche, 1.5 mm sous la surface), milieu, et fin (à droite, 9.6 mm de profondeur). L'inscription se fait depuis la gauche de l'image, en commençant par la fin. Le guide est lisse sur toute sa longueur. Conditions expérimentales : ON=0.25, 130 fs, 100 kHz., 1.5 µJ, 1 passage à 500 µm/s.

Relation morphologie/propriétés guidantes

Nous étudions ici l'influence de la morphologie des structures inscrites sur les propriétés de guidage associées. La lumière d'un laser He-Ne est injectée dans chacun des deux types de guides que nous avons gravés : structure lisse ou endommagée (figure 7.20). Grâce à un système d'imagerie, on observe la lumière latérale diffusée.

La structure homogène assure un bon guidage de la lumière injectée, avec une répartition régulière tout au long du guide. Le profil correspondant (coupe verticale) est une distribution gaussienne. A l'opposé, la diffusion latérale est beaucoup plus importante avec le guide craquelé. Deux coupes sont réalisées en deux positions différentes le long du guide, exhibant des intensités et des largeurs très différentes. En effet, la succession de dommages joue le rôle de centres diffuseurs pour la lumière guidée, introduisant de fortes pertes de manière irrégulière. Ainsi, seules les structures régulières, continues et homogènes assurent un guidage correct de la lumière injectée.

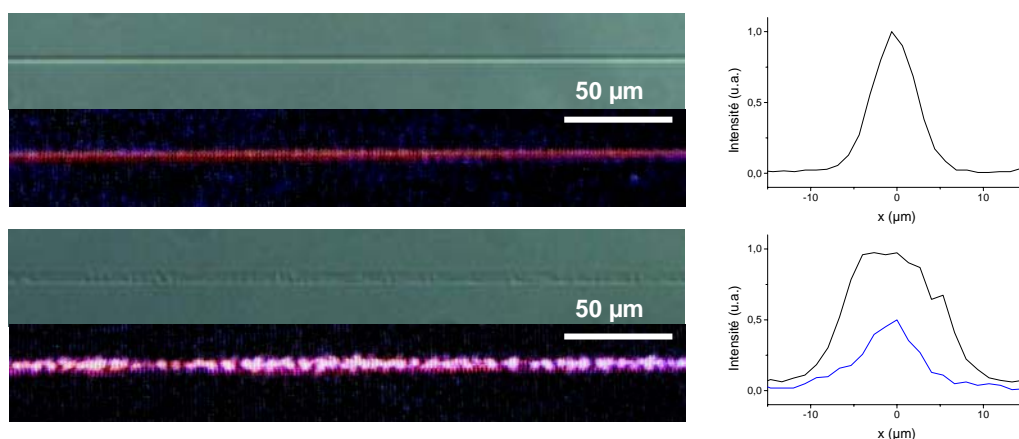


Figure 7.20 – Images d'un guide lisse (en haut) et d'un guide craquelé (en bas) avec injection d'un faisceau à 633 nm, dont la lumière est couplée par la gauche avec un objectif $\times 20$, $ON=0.3$. A droite, sont représentés les profils latéraux de la lumière guidée : gaussienne pour le guide lisse, profil très variable selon la position pour le guide craquelé (2 acquisitions en 2 endroits différents).

Conclusions

La morphologie des guides inscrits par laser femtoseconde est hautement dépendante de la quantité d'énergie déposée dans l'échantillon. Celle-ci est contrôlée par l'ajustement des paramètres interdépendants que sont l'énergie et la vitesse de translation. Les études que nous avons réalisées à 100 kHz dans la silice sont récapitulées sur le schéma de la figure 7.21. Trois régions sont identifiables. A énergie trop faible, aucune modification du matériau n'est détectée (Région 1). Lorsque l'on augmente l'énergie, la morphologie de la modification induite dépend de la vitesse de translation. Si cette vitesse est faible, une quantité d'énergie trop importante est déposée, provoquant un dommage qui conduit à des traces irrégulières et discontinues. La structure formée présente alors de mauvaises propriétés de guidage de la lumière (Région 3). En revanche, une vitesse suffisamment élevée permet d'inscrire des guides réguliers et bien homogènes, qui offrent de bonnes caractéristiques guidantes (Région 2). Entre ces deux régions, il existe un régime intermédiaire où les influences conjointes des effets non linéaires et des aberrations longitudinales peuvent conduire à la création d'une structure craquelée proche de la surface, et lisse en profondeur. C'est probablement la limitation la plus importante de la configuration d'inscription longitudinale. Cependant, la région 2 offre la possibilité de graver de bons guides sur toute leur longueur, dont les caractéristiques sont étudiées ci-après.

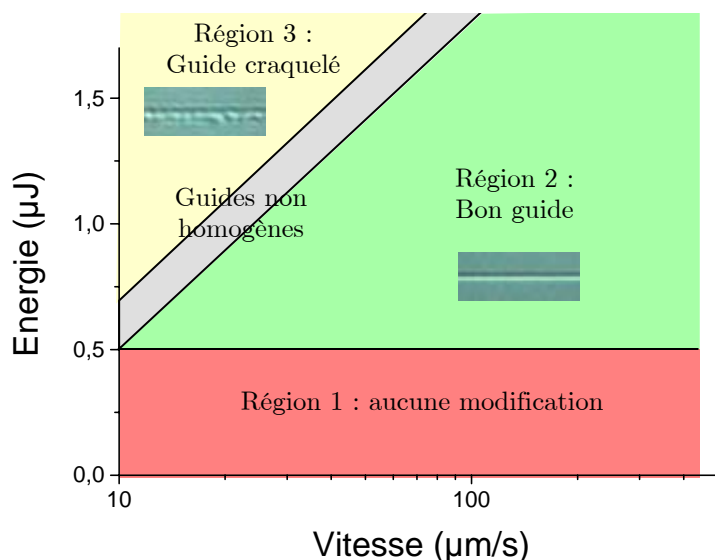


Figure 7.21 – Schéma récapitulatif de la morphologie des guides inscrits. Région 1 : aucune modification car l'énergie est trop faible. Région 2 : inscription d'un guide homogène et régulier. Région 3 : guide craquelé à cause d'une trop grande quantité d'énergie déposée dans l'échantillon.

7.4.3 Diamètre des guides

Après avoir identifié les conditions à satisfaire pour obtenir de bons guides, nous étudions parmi ceux-ci l'influence des paramètres expérimentaux sur le diamètre des guides inscrits. Celui-ci est mesuré par deux techniques différentes : en volume (figure 7.22.a) ou en surface* (figure 7.22.b). Les mesures sont effectuées chacune selon deux directions puis sont moyennées.



Figure 7.22 – Deux techniques de mesure du diamètre du guide : (a) en volume, (b) en surface.

Influence de l'énergie

La figure 7.23 présente l'influence de l'énergie des impulsions d'écriture sur la taille du guide inscrit. Les mesures sont réalisées pour 1 passage et pour des vitesses de 10 $\mu\text{m/s}$ à 500 $\mu\text{m/s}$, les diamètres sont compris entre 1.6 μm et 5.5 μm . Un exemple d'acquisition est donné sur la figure 7.24. On constate une augmentation linéaire du diamètre du guide avec l'énergie (ajustements numériques en pointillés). Il est intéressant de noter que des guides de diamètre inférieur à la dimension du faisceau (2 μm , limité par diffraction) sont réalisables, par simple ajustement de l'énergie. Ceci rejoint les remarques sur le micro-usinage de surface, où l'on mentionne qu'un trou de diamètre inférieur à la limite de diffraction peut être obtenu en faisant en sorte que seul le sommet de la gaussienne excède la fluence seuil du matériau. Ce résultat est atteignable car les effets thermiques dans la zone environnante sont réduits, ce qui a été prouvé en surface sur les métaux pour un usinage à faible cadence (1 kHz) [78]. De la même manière, nous mettons ici en évidence une zone affectée thermiquement très limitée ($<1.5 \mu\text{m}$) dans la masse d'un échantillon de silice irradié à 100 kHz, en accord avec d'autres études [119, 188]. Ceci signifie également que pour ce matériau, la limite entre le régime basse cadence et haute cadence se situe au delà de 100 kHz, ce qui n'est pas le cas pour tous les verres, notamment pour les borosilicates [188]. Bien que le

* Comme les guides sont totalement enterrés, l'échantillon a été préalablement coupé et poli pour réaliser les mesures en surface.

dépôt d'énergie dans la silice soit moins efficace [95] à cause d'un gap deux fois supérieur (9.1 eV contre 4 eV) rendant les processus d'excitation non-linéaires plus difficiles, la silice pure est un matériau intéressant pour l'inscription de guides à section précisément contrôlée, grâce à la bonne adéquation entre la forme du faisceau et la forme du guide inscrit. Par analogie avec l'usinage de surface, il semble possible de rendre indépendants le diamètre du guide et l'amplitude de la variation d'indice en utilisant un faisceau à répartition top-hat. En effet, la valeur du Δn dans la masse du matériau est l'équivalent de la profondeur pour l'usinage de surface, puisqu'ils augmentent tous les deux avec l'énergie incidente [155, 189]. Comme pour les métaux, le profil du guide pourrait donc être contrôlé grâce à la mise en forme de tache focale, l'amplitude de la modification d'indice dépendrait alors de la quantité d'énergie déposée dans le matériau.

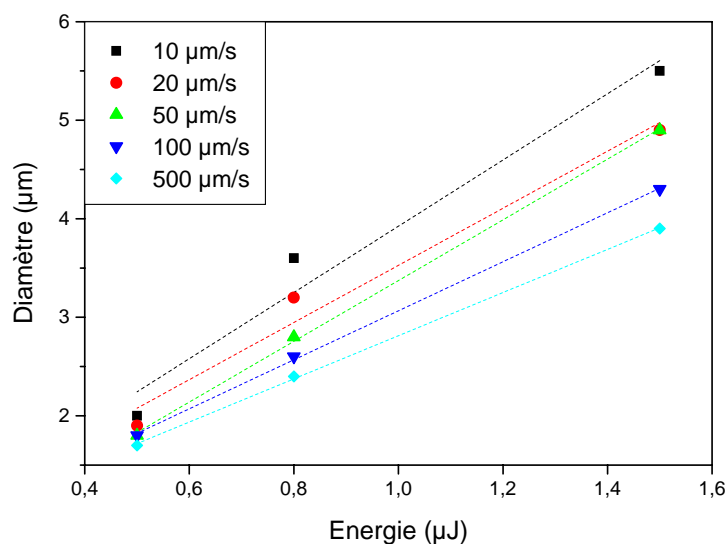


Figure 7.23 – Influence de l'énergie sur le diamètre du guide pour les différentes vitesses de translation (1 passage). Les ajustements numériques linéaires sont tracés en pointillés, la pente moyenne est $2.8 \mu\text{m}/\mu\text{J}$.



Figure 7.24 – Influence de l'énergie sur le diamètre des guides, à vitesse constante ($20 \mu\text{m}/\text{s}$, 1 passage)

Influence de la vitesse

La quantité d'énergie déposée dépend du nombre d'impulsions atteignant un site donné, c'est-à-dire de la vitesse de translation, à énergie fixée. La figure 7.25 présente l'influence de la vitesse d'inscription sur le diamètre du guide. Les mesures sont réalisées pour 1 passage à la cadence laser de 100 kHz. On constate une décroissance du diamètre quand la vitesse augmente. Les courbes sont similaires pour les trois énergies testées. A faible énergie, le diamètre varie cependant très peu.

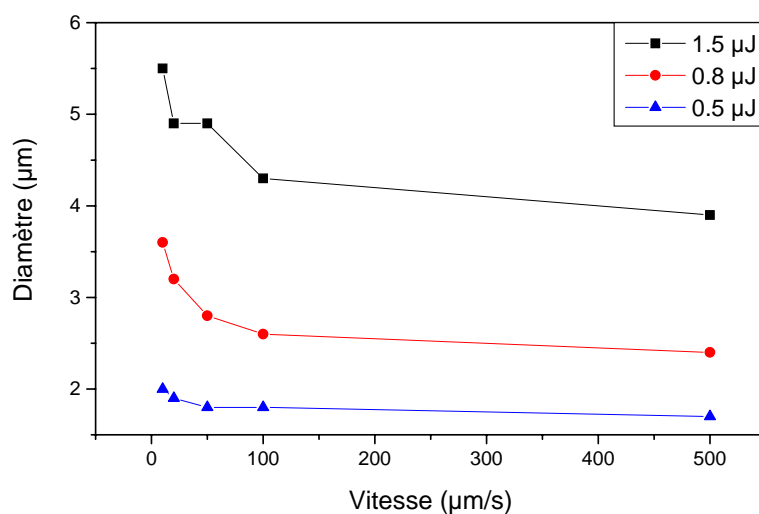


Figure 7.25 – Influence de la vitesse de translation sur le diamètre du guide pour les différentes énergies utilisées (1 passage).

Influence du nombre de passages

Enfin, le dernier paramètre que nous avons étudié est le nombre de passages. De même que pour l'énergie, la loi de variation du diamètre du guide est linéaire (figure 7.26). Les ajustements numériques correspondants sont bons. Plus la vitesse est élevée, moins l'effet du nombre de passages est sensible, ce graphique est donc tracé pour une vitesse de translation de $20 \mu\text{m/s}$.

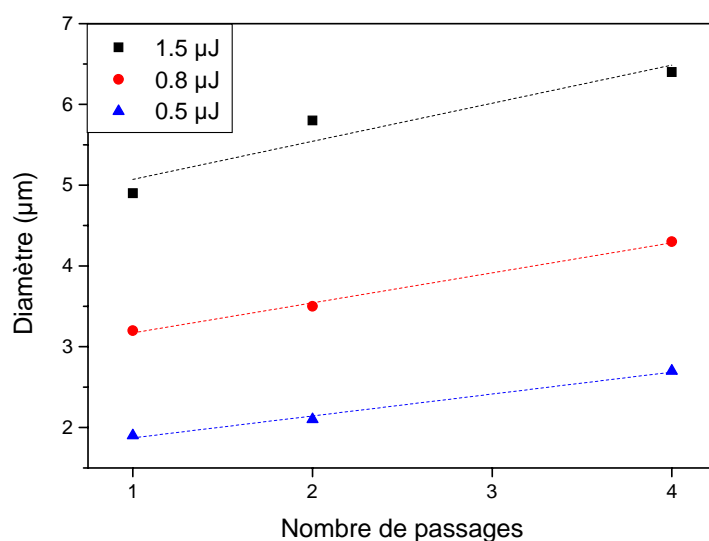


Figure 7.26 – Influence du nombre de passages sur le diamètre du guide pour les différentes énergies d'inscription (vitesse de translation fixée à $20 \mu\text{m/s}$). Les ajustements numériques linéaires sont tracés en pointillés.

Remarque : Influence de la polarisation

La section des guides semble elliptique dans la direction parallèle à la polarisation laser incidente. Cette observation est similaire à celle de Yamada *et al.* [164], et rejoint d'autre part les constatations effectuées lors de l'usinage de surface, que ce soit concernant la circularité du trou [60] ou sur l'influence de la polarisation sur l'orientation des ripples générés sur les flancs du trou (*cf* paragraphe 6.6). Cependant, de plus amples études sont nécessaires pour tirer des conclusions. Il serait par exemple intéressant de réaliser des expériences avec différentes orientations de polarisation, mais également avec une polarisation circulaire ou elliptique, ou même avec une polarisation rectiligne tournante pour moyennner les effets. Si cette ellipticité s'avère effective et si le rapport d'ellipticité est contrôlable (il semble augmenter avec le nombre de passages, voir figure 7.27) et d'amplitude suffisamment forte, il serait même envisageable de tirer profit de cette propriété pour compenser l'ellipticité de la section de guides inscrits à basse cadence en configuration transverse. Parallèlement, l'étude de l'importance de la modification d'indice avec la polarisation du laser d'écriture (anisotropie) pourrait également être envisagée, de même que l'étude d'éventuelles propriétés de biréfringence lors de la propagation de lumière polarisée dans de tels guides.

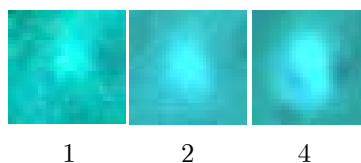


Figure 7.27 – Influence du nombre de passages sur l'ellipticité des guides (vues de la surface pour 1,2,4 passages).

Conclusions

Cette étude systématique du diamètre des guides en fonction des paramètres d'inscription montre que celui-ci peut être contrôlé précisément en ajustant les conditions d'écriture. Les résultats sur la dépendance avec l'énergie indiquent que les effets thermiques sont très limités dans la silice à la cadence utilisée. En effet, par rapport au régime d'inscription à haute cadence ($> \text{MHz}$) où le diamètre minimum du guide est imposé par la longueur de diffusion thermique ($\sim 10 \mu\text{m}$), il est ici possible d'atteindre des diamètres de guides inférieurs à la taille du point focal limité par diffraction. De la même manière que pour l'ablation de surface, la correspondance entre le diamètre du guide et celui du faisceau est obtenue en réglant la quantité d'énergie déposée par l'intermédiaire des paramètres interdépendants que sont l'énergie et la vitesse de translation. Le diamètre diminue si l'énergie diminue et si la vitesse augmente. Il augmente avec le nombre de passages. Cette maîtrise des dimensions du guide par ajustement des paramètres expérimentaux d'inscription permet d'obtenir de façon logique le guide le plus fin ($1.2 \mu\text{m}$) pour l'énergie la plus faible associée à la vitesse la plus élevée ($0.5 \mu\text{J}$, $500 \mu\text{m/s}$) avec un seul passage. Le guide le plus large mesure $7.4 \mu\text{m}$, obtenu à énergie maximale, vitesse minimale et 4 passages.

7.4.4 Propriétés guidantes

Ce paragraphe est consacré à la caractérisation des propriétés guidantes des structures inscrites, grâce à une double analyse de la lumière guidée : en champ lointain (mesure de l'ON et déduction de l'indice) et en champ proche (mode guidé).

Injection de lumière

Pour injecter la lumière d'un laser He-Ne dans les guides inscrits, il faut adapter au mieux l'ouverture numérique d'injection à celle du guide. Dans le même temps, il faut également ajuster la taille du point focal au diamètre du guide. Un compromis est donc à trouver entre ces deux exigences. Nous avons utilisé le même objectif de microscope que celui utilisé pour l'inscription ($\times 8$, $\text{ON}=0.25$). Avec un faisceau He-Ne

de rayon 1 mm, on obtient une ouverture numérique d'injection de 0.04 pour un point focal de diamètre 10 μm .

Pour effectuer le réglage correct de l'alignement du faisceau sur le guide, on observe la lumière en champ lointain après traversée du bloc de verre. Des acquisitions typiques sont représentées sur les photographies de la figure 7.28. De gauche à droite, on observe successivement : (a) la lumière traversant l'échantillon dans une zone ne contenant aucun guide, (b) des effets de diffraction lorsque l'on s'approche du guide, (c) l'augmentation de la taille de ces franges quand le réglage s'améliore, (d) une injection partielle de la lumière dans le guide, et (e) un bon alignement avec un maximum d'énergie couplée dans le guide (zone centrale brillante).

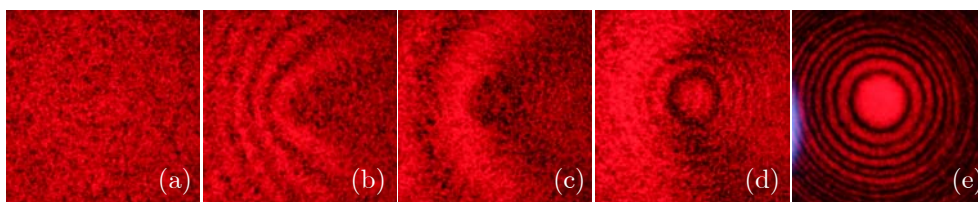


Figure 7.28 – Procédure d'alignement de l'injection de la lumière à 633 nm par observation en champ lointain. (a) : zone sans guide, (b) et (c) : diffraction à l'approche du guide, (d) : injection partielle, (e) : bon alignement.

Ce réglage est effectué par translation (3 axes) et rotation (3 axes) de l'échantillon. L'ajustement est très délicat, avec une tolérance d'injection de quelques microns. Pour faciliter l'alignement, on réalise simultanément une observation transverse du guide injecté. Le réglage de l'injection est optimisé quand le guide est le plus brillant possible, ce qui correspond effectivement à l'observation de la photographie 7.28.e en champ lointain. On voit alors apparaître un système d'anneaux bien contrastés, qui diffèrent des franges de diffraction observées sur la photographie 7.28.b. Les deux systèmes coexistent d'ailleurs sur la figure 7.28.d, montrant que les anneaux observés ne proviennent pas de la diffraction de la lumière par le guide. Leur origine est discutée un peu plus loin.

Analyse en champ lointain : ouverture numérique et indice

L'ouverture numérique des guides inscrits repose sur la même définition que celle de l'ON d'une fibre optique, n_2 et n_1 désignant respectivement les indices de cœur et de gaine. Lorsque la différence des indices $\Delta n = n_2 - n_1$ est faible, on peut faire l'approximation suivante :

$$\text{ON} = \sqrt{n_2^2 - n_1^2} \square \sqrt{2n \times \Delta n} \quad (7.1)$$

La mesure de l'ouverture numérique permet donc d'en déduire le Δn , et vice-versa. Plusieurs techniques ont été testées dans la littérature, comme par exemple la tomographie optique cohérente [153], l'holographie numérique [106], l'attaque chimique suivie d'une analyse de surface [111], les calculs de propagation inverse du mode de sortie [149, 152]. La technique la plus simple et la plus performante à l'heure actuelle est la profilométrie réfractive en champ proche [147] réalisée par un profilomètre commercialisé par Rinck Elektronik en Allemagne. Ne disposant pas de tels systèmes, nous avons utilisé la technique la plus simple (mesure de l'ON en sortie). Le principe consiste à laisser diffracter le mode de sortie après le guide et à mesurer le rayon de la zone éclairée à différentes distances en champ lointain (figure 7.29). L'ouverture numérique se calcule alors par l'expression suivante :

$$\text{ON} = \sin \left(\arctan \left(\frac{r}{d} \right) \right) \quad (7.2)$$

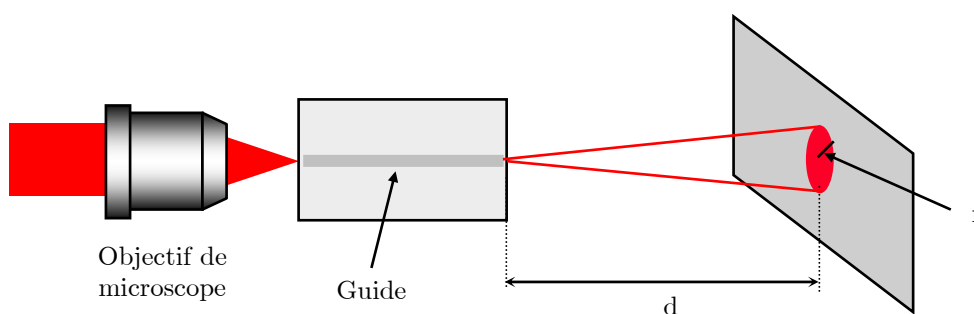


Figure 7.29 – Dispositif expérimental pour mesurer l'ouverture numérique du guide en champ lointain.

L'inconvénient de cette technique réside dans le fait que la distribution d'intensité en champ lointain n'est pas uniforme comme pour une fibre optique, mais s'organise sous la forme d'anneaux concentriques, déjà observés sur la figure 7.28.e. Ce phénomène est mentionné dans la littérature et interprété comme étant des anneaux d'interférence, mais des explications discordantes sont avancées. Selon Homoelle *et al.* [144], ces anneaux pourraient provenir de l'interférence entre la lumière guidée et la lumière non couplée dans le guide*. Miura *et al.* expliquent l'origine de ces anneaux comme étant

* A la différence du guidage dans une fibre optique, la lumière non couplée se retrouve en sortie après avoir traversé l'échantillon.

l'interférence entre plusieurs modes guidés lors d'un fonctionnement multimode [92, 155]. Pour preuve, ces interférences disparaissent en grande partie lorsque la longueur d'onde de la lumière injectée augmente, permettant ainsi de mesurer une fréquence de coupure aux alentours de 800 nm. Cependant, dans notre cas, tous les guides sont monomodes au vu de leur faible diamètre et des valeurs de la fréquence normalisée V calculées plus loin. Nous proposons donc une explication basée sur l'interférence entre le mode guidé fondamental et les modes radiatifs. Ces modes radiatifs correspondent à l'énergie injectée dans le guide avec une ouverture numérique supérieure à celle du guide [190]. Ne pouvant se propager dans le guide, cette énergie est évacuée hors du cœur du guide durant les premières dizaines de microns et se retrouve en sortie où l'on observe alors des interférences avec la lumière guidée. Les anneaux sont donc observés sur la zone de recouvrement entre la lumière provenant des modes radiatifs et la lumière provenant du mode guidé, correspondant au diamètre éclairé par l'ouverture numérique du guide. Pour mesurer l'ouverture numérique en sortie, nous mesurons donc le rayon qui correspond à la disparition des anneaux. On peut remarquer au passage que ces anneaux sont bien circulaires, alors que des anneaux elliptiques sont observés en configuration d'inscription transverse [185].

La précision de cette technique laisse à désirer à cause de la difficulté à estimer l'extension de la zone d'interférences (erreur $\sim 30\%$). En outre, l'interfrange et la répartition d'intensité des anneaux change suivant les guides, comme illustré sur la figure 7.30. On observe même parfois un anneau sombre au centre. Ceci pourrait certainement procurer des informations supplémentaires pour relier les propriétés des guides aux conditions d'inscription, à condition de disposer par ailleurs d'un autre moyen pour assurer une mesure fiable de l'indice des guides. La mise en place d'une collaboration avec le laboratoire "Istituto di Fotonica e Nanotecnologie" à Milan est en cours actuellement.

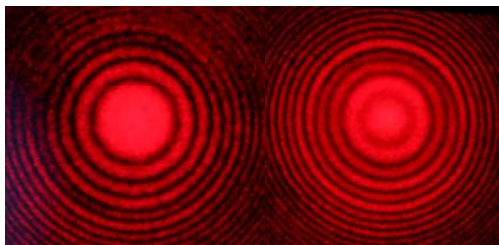


Figure 7.30 – Exemples d'anneaux d'interférence en champ lointain.

Avec cette technique, les résultats obtenus ne permettant pas de faire une réelle étude de la dépendance de l'ouverture numérique avec les paramètres d'écriture. Les ouvertures numériques des guides fabriqués se situent dans la gamme 0.030-0.045, correspondant à des augmentations d'indice de 3.1×10^{-4} à 7.0×10^{-4} à 633 nm. Ces valeurs sont identiques lorsque l'injection est réalisée par différents objectifs de microscope (ON=0.25 ou 0.3 au laboratoire, ON=0.9 en Allemagne) et semblent donc refléter correctement les ouvertures numériques des guides. Ce sont des valeurs légèrement inférieures à celles évoquées dans la littérature pour la silice. Cependant, l'influence des paramètres expérimentaux sur la modification d'indice n'est pas mesurable. La littérature donne les résultats suivants : Δn augmente avec l'énergie et le nombre de passages [155, 189, 191] et diminue avec la vitesse de translation [95].

Analyse en champ proche : mode guidé

Une imagerie du mode de sortie sur une caméra CCD est réalisée grâce à un objectif de microscope $\times 40$, ON=0.65. Comme la frontale est très courte, la sortie du guide ne doit pas être enterrée de plus de 400 μm à l'intérieur de l'échantillon pour pouvoir réaliser l'imagerie.

La mesure présentée ici est réalisée pour le guide exhibant l'augmentation d'indice la plus élevée que nous ayons mesurée ($\Delta n = 7.0 \times 10^{-4}$). Ce guide a été inscrit par 4 passages à 50 $\mu\text{m/s}$, avec une énergie de 1.5 μJ . Son diamètre est mesuré à 6.2 μm . Un mode fondamental LP_{01} est obtenu (figure 7.31). L'ajustement gaussien donne une largeur totale à $1/e^2$ égale à 14 μm . L'extension radiale du mode guidé est donc supérieure au diamètre du guide, ce qui est un résultat classique d'optique guidée pour le mode fondamental. Afin de mieux caractériser ce guide, on calcule la fréquence normalisée V définie par :

$$V = \frac{\pi}{\lambda} \cdot \phi \cdot \text{ON} \quad (7.3)$$

avec ϕ le diamètre du guide et λ la longueur d'onde de la lumière injectée. C'est la valeur de V qui fixe les propriétés monomodes ou multimodes du guide. Pour $0 < V < 2.405$, le guide sera monomode LP_{01} ; pour $2.405 < V < 3.832$, le guide sera multimode puisqu'il acceptera le mode LP_{11} .

Avec les valeurs expérimentales pour ce guide, nous obtenons $V=1.38$, en accord avec le mode LP_{01} observé. De plus, une bonne approximation de la dimension du mode fondamental est donnée par l'expression suivante [192] :

$$\frac{w_0}{a} = 0.65 + \frac{1.619}{V^{3/2}} + \frac{2.879}{V^6} \quad (7.4)$$

où w_0 désigne le rayon du mode et a le rayon du guide. Nous obtenons ainsi un rapport égal à 2.1, soit un diamètre de mode théorique de 13 μm . La mesure expérimentale de 14 μm est donc en bon accord avec cette valeur.

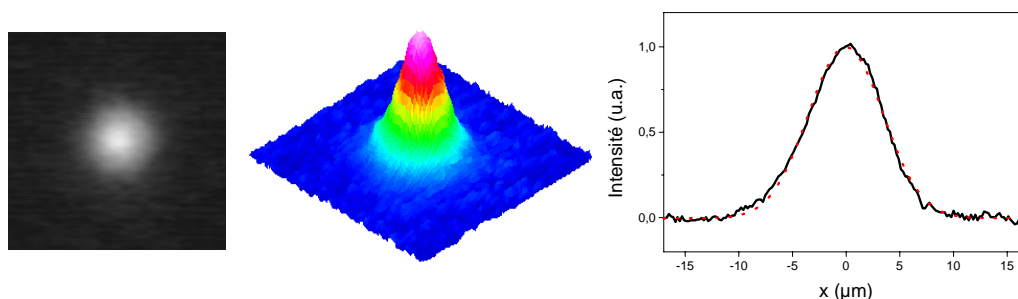


Figure 7.31 – Mode LP_{01} observé lors de l'imagerie du mode de sortie en champ proche. Le profil est gaussien de largeur totale 14 μm à $1/e^2$.

7.5 Guides multimodes

7.5.1 Guides multimodes circulaires

Tous les guides que nous avons inscrits précédemment sont monomodes, principalement à cause de leur faible diamètre. Pour fabriquer des guides multimodes, nous avons utilisé une lentille de grande focale ($f=76.2$ mm) de façon à obtenir un point focal limité par diffraction plus gros (6 μm de diamètre, pour une ouverture numérique d'inscription de 0.08). Pour une énergie de 1.5 μJ et une vitesse de translation de 10 $\mu\text{m/s}$, le guide multimode de la figure 7.32 a été obtenu. Ce mode s'étend sur un diamètre de 20 μm dans la direction horizontale, comportant les deux lobes caractéristiques d'un mode LP_{11} .

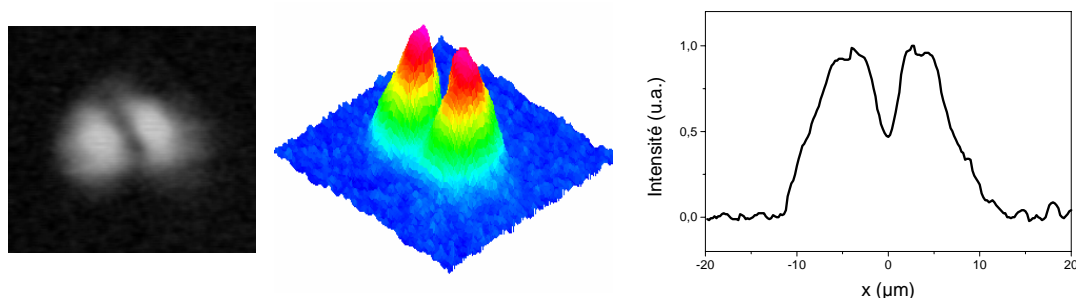


Figure 7.32 – Mode LP_{11} observé lors de l'imagerie du mode de sortie en champ proche. L'extension du mode est $20 \mu\text{m}$. On observe bien les deux lobes caractéristiques de ce mode.

L'ouverture numérique mesurée est de 0.03. Cette valeur correspond à une augmentation d'indice de $\Delta n = 3.1 \times 10^{-4}$. Nous n'avons pas conduit d'analyses morphologiques sur ce type de guides, nous ne disposons donc pas d'une valeur précise de diamètre. Cependant, comme la fréquence normalisée pour ce mode LP_{11} doit être comprise entre 2.405 et 3.832, le diamètre correspondant est attendu entre 16 et $26 \mu\text{m}$, correspondant cette fois à l'extension radiale mesurée du mode, comme attendu pour un fonctionnement multimode.

7.5.2 Guides multimodes avec mise en forme

Lors de l'inscription de guides, l'étude du plasma a révélé la présence d'effets d'incubation, l'étude de la morphologie et du diamètre des guides ont mis en évidence l'absence d'accumulation thermique. L'étude des propriétés de guidage permet de relier la taille du guide (précisément connue grâce à la correction active de front d'onde) et celle du mode.

En utilisant la mise en forme de tache focale, il semble donc possible de graver des guides avec une section contrôlée. Une section carrée ou annulaire pourrait par exemple ainsi être envisagée. De la même façon, un faisceau top-hat pourrait éventuellement permettre de contrôler l'amplitude du Δn induit, de même que son profil (saut ou gradient d'indice). Des tests préliminaires ont été réalisés, révélant les conditions de faisabilité d'une telle expérience. Tout d'abord, pour que la répartition de la lumière guidée corresponde à la section du guide, des guides hautement multimodes, donc larges ($\sim 50 \mu\text{m}$) sont nécessaires. Sur de telles surfaces, l'énergie du laser d'inscription dont nous disposons n'est pas suffisante pour dépasser le seuil de

modification d'indice de la silice (quelques J/cm^2). Il faudrait donc adapter le système de mise en forme de faisceau sur une chaîne laser plus énergétique de cadence inférieure. La deuxième difficulté provient de la répartition d'intensité de part et d'autre du point focal. La figure 4.27 du chapitre 4 montre que, si la mise en forme est effectivement réalisée à l'endroit où le faisceau est le plus petit (donc là où la fluence est la plus élevée), il existe des points chauds dans les distributions d'intensité obtenues avant et après le point focal. Ceux-ci risquent donc également de provoquer une modification d'indice, modifiant du même coup le profil du guide inscrit. Pour éviter ceci, il faudrait limiter la longueur du guide à la longueur de Rayleigh de la mise en forme. Deux options sont alors envisageables : i) graver un guide très court dans un échantillon mince, soit environ 1 mm pour une tache focale de $50 \mu m$, ii) graver un guide très large ($500 \mu m$) pour repousser les points chauds en dehors de l'échantillon et garder un guide de longueur correcte (10 mm). La réalisation de guides à section contrôlée ne semble donc pas inaccessible, mais elle est soumise à certaines limitations importantes.

7.6 Conclusion

Nous avons étudié dans ce chapitre l'inscription de guides d'ondes en volume dans les verres par des impulsions femtosecondes. Dans ce récent domaine de recherche, deux techniques sont performantes aujourd'hui : i) L'inscription en configuration transverse à haute cadence avec une forte focalisation, qui conduit à des guides à section circulaire mais dont les possibilités tridimensionnelles sont limitées. ii) La technique avec sources amplifiées basse cadence, moins restrictive pour les composants 3D car elle autorise soit la configuration transverse qui permet d'obtenir des guides à section elliptique, soit la configuration longitudinale qui autorise l'inscription de guides à section circulaire. Se pose alors naturellement la question du contrôle des paramètres des guides d'ondes réalisables : profil d'indice, taille et forme du guide, etc. Dans l'étude réalisée ici, nous avons montré que le contrôle du point focal permet un meilleur contrôle de la section du guide en configuration longitudinale.

Grâce à la correction en temps réel des aberrations du faisceau, nous disposons d'un point focal de taille précisément contrôlée. Dans le régime de cadence utilisé (100 kHz) nous avons mis en évidence l'absence d'effets d'accumulation thermique dans la

silice pure. Avec un contrôle de la taille du point focal procuré par le dispositif de correction de front d'onde, nous avons alors réalisé une étude de l'influence des conditions expérimentales sur la morphologie et le diamètre des guides inscrits. En couplant les résultats avec des analyses du plasma créé lors de l'inscription des guides, les paramètres optimums pour la réalisation de structures guidantes ont été déterminés. Nous avons alors montré que le diamètre du guide peut alors être contrôlé par le diamètre du point focal du laser d'inscription, permettant la réalisation de guides de diamètre 2 μm . Le mode guidé et les propriétés monomodes ou multimodes des guides inscrits sont également contrôlables grâce à la maîtrise des dimensions du faisceau d'écriture.

Les perspectives de cette étude sont multiples. Ici, le dispositif de modulation de phase a été utilisé pour une correction active des aberrations du faisceau d'inscription. Pour un meilleur contrôle des propriétés des guides, et notamment une bonne homogénéité sur toute la longueur inscrite, il semble très intéressant de réaliser également une correction en temps réel des aberrations introduites lors de la focalisation dans l'échantillon de verre, notamment l'aberration sphérique. En outre, le contrôle encore plus précis du point focal dans le verre constituerait un outil utile pour faire progresser l'identification des mécanismes en jeu lors de la focalisation, et donc de pouvoir influencer sur la propagation non-linéaire des impulsions courtes dans les diélectriques. Par exemple, avec un faisceau top-hat, l'effet Kerr n'introduit théoriquement pas d'autofocalisation.

La mise en forme de tache focale permettrait quant à elle d'ouvrir de nouvelles possibilités pour la photoinscription de guides. Nous avons déjà évoqué des guides par exemple à section carré ou annulaire, on pourrait également réaliser des guides en cône dont le diamètre augmente ou diminue au fur et à mesure de la propagation ("tapers"), qui sont utilisés pour des applications télécom. De manière un peu différente, et sous réserve de pouvoir calculer les cartes de phase adéquates, ce système pourrait être utilisé avec profit pour réaliser de l'inscription simultanée multi-points. On peut imaginer un point focal qui se séparerait en trois points au cours du temps (film de modulation de phase), permettant ainsi de réaliser des composants 3D en une unique étape.

Conclusion générale

Dans un contexte global de course permanente à la miniaturisation, les lasers à impulsions ultra-brèves constituent un outil privilégié pour les micro- et nano-applications. Ce travail de thèse a été consacré à l'étude du contrôle et de la mise en forme spatiale d'un faisceau laser femtoseconde pour améliorer la maîtrise et la précision des procédés d'interaction laser-matière.

Dans un premier temps, un dispositif original de mise en forme de tache focale a été mis en place, basé sur la modulation programmable de la phase spatiale du laser. Dans ce but, un composant à cristaux liquides non pixellisé et optiquement adressé a été inséré dans une boucle d'optique adaptative. Nous avons tout d'abord démontré l'aptitude de ce système à procurer un contrôle précis de la modulation de front d'onde d'une source laser femtoseconde haute cadence (100 kHz). Une correction quasi-totale des aberrations du faisceau a été obtenue, avec des distorsions de phase résiduelles aussi faibles que $\lambda/15$ pic-vallée et $\lambda/100$ rms. Nous avons ainsi démontré l'obtention d'un point focal limité par diffraction [33].

Disposant d'un front d'onde de grande qualité contrôlé de manière précise et dynamique, nous avons alors réalisé l'étude et la mise en œuvre expérimentale complète d'un dispositif de mise en forme spatiale de tache focale. Un mode de calcul de la modulation de phase nécessaire à l'obtention d'une forme de faisceau arbitraire demandée par l'utilisateur a été mis au point. Après une étape d'étalonnage du modulateur de phase couplé à un asservissement informatique, une configuration

expérimentale permettant de s'affranchir de la résolution spatiale du composant a été adoptée. Nous avons alors démontré la capacité de ce dispositif à générer des profils spatiaux complexes [48]. Une variété de motifs de grande qualité ont été obtenus au point focal d'une lentille sur des dimensions réduites ($\sim 70 \mu\text{m}$) : top-hat, carré, couronne, triangle, rectangle. Ajouté à cela, le caractère programmable et l'aspect dynamique permettant de passer instantanément d'un motif à l'autre enrichissent donc la gamme des applications des lasers femtosecondes, puisque le dispositif ne modifie quasiment pas la durée d'impulsion. Des pistes d'amélioration du dispositif ont été proposées pour pallier à la limitation constatée pour des motifs trop dissymétriques, et ainsi améliorer la modularité du système. Un tel outil offre de nouvelles potentialités applicatives, avec la capacité à s'adapter sur de nombreuses autres sources laser. Il constitue donc une réponse à des besoins aussi bien fondamentaux qu'industriels, et a donc fait l'objet d'un brevet [52].

Le deuxième volet de ce travail concerne la démonstration de l'amélioration de la maîtrise des procédés d'interaction laser-matière grâce au contrôle précis de la répartition d'intensité spatiale du faisceau.

Une synthèse bibliographique des mécanismes d'interaction avec les métaux et les diélectriques a été présentée, de manière à mettre en avant les caractéristiques fondamentales de l'interaction laser-matière aux temps ultra-courts. Le point clé qui implique tous les autres réside dans le fait que l'interaction a lieu sur une durée plus courte que le temps nécessaire au transfert de la chaleur au matériau.

Du point de vue des procédés, la focalisation d'impulsions femtosecondes à la surface d'un matériau donne lieu à l'éjection localisée de matière, procurant ainsi des possibilités d'usinage sur des dimensions micrométriques. Notre dispositif de mise en forme de faisceau a donc été mis à profit pour apporter une maîtrise accrue des résultats de micro-usinage. Nous avons démontré un usinage de qualité au point focal : la correction de front d'onde nous a permis de réaliser des trous de taille correspondant à la limite de diffraction ($1.7 \mu\text{m}$), sur un métal comme sur un diélectrique [33]. L'utilisation d'un faisceau top-hat a ensuite permis de démontrer la bonne adéquation entre, d'une part la forme et les dimensions du faisceau, et d'autre part celles des motifs usinés. Forts de cette maîtrise des dimensions d'usinage, et ceci indépendamment des autres paramètres expérimentaux (énergie notamment), nous avons alors réalisé des expériences de micro-structuration de surface, avec une qualité et une précision accrues grâce au contrôle du profil et de la répartition d'intensité du

faisceau. Le micro-marquage et le micro-usinage direct de structures rondes, carrées ou annulaires de 20 μm de diamètre a été démontré [193]. Ces résultats ouvrent ainsi la perspective d'un micro-usinage haute cadence rapide, précis, avec un contrôle accru de la zone interaction laser-matière pour une qualité d'usinage significativement améliorée.

La deuxième application à laquelle nous nous sommes intéressés concerne la modification de l'indice de réfraction consécutive à l'irradiation femtoseconde dans la masse d'un diélectrique transparent, domaine prometteur pour la photonique et les télécommunications. Nous avons vu que ceci permet notamment la photoinscription de guides d'ondes en volume dans les verres. Le contrôle du point focal permet là encore un meilleur contrôle de la zone irradiée. Après avoir souligné l'influence des conditions expérimentales sur les effets de focalisation et de propagation non-linéaire des impulsions ultra-courtes dans la silice, une étude systématique des paramètres expérimentaux sur les propriétés morphologiques et guidantes des structures inscrites est proposée. Nous avons ainsi identifié les paramètres adéquats pour l'inscription de structures guidantes, en relation étroite avec le plasma généré lors de l'écriture des guides. L'absence d'effets d'accumulation thermique a également été mise en évidence, permettant d'obtenir des guides de diamètre correspondant à la taille du faisceau (2 μm), ce qui démontre la possibilité d'un contrôle du mode guidé par l'intermédiaire du faisceau d'inscription [50, 187]. Des caractérisations des propriétés de guidage ont été amorcées, montrant que le contrôle du diamètre du faisceau autorise la maîtrise des propriétés monomodes ou multimodes du guide inscrit. Enfin, les perspectives d'utilisation de la modulation active de front d'onde pour l'inscription de guides d'ondes ont été évoquées : un meilleur contrôle du plasma d'interaction pour améliorer la compréhension des mécanismes, en parallèle avec le contrôle des propriétés des guides pour optimiser le procédé de photoinscription.

En résumé, la mise en forme dynamique de tache focale d'un laser femtoseconde par l'intermédiaire d'un dispositif flexible et programmable est susceptible d'être utilisée dans de nombreux domaines d'applications de telles sources laser, qui offrent aujourd'hui de vastes perspectives de développement à la fois scientifiques et industrielles.

Annexes

Annexe 1 : Développements informatiques

Afin de piloter le dispositif expérimental, j'ai dû créer et développer un logiciel sous Labview, permettant d'assurer le contrôle complet des expériences de mise en forme de faisceau. Dans cette annexe sont présentées les différentes interfaces créées afin de piloter l'expérience, qui correspondent aux cinq étapes successives de la procédure expérimentale : réglage de l'expérience, correction de front d'onde, étalonnage de la valve, calcul des masques d'adressage, affichage et optimisation des masques.

1. Réglage de l'expérience

Cette première étape consiste à régler l'alignement du HASO, la taille et la position correcte de la fenêtre d'adressage pour assurer la correspondance entre pixel d'adressage

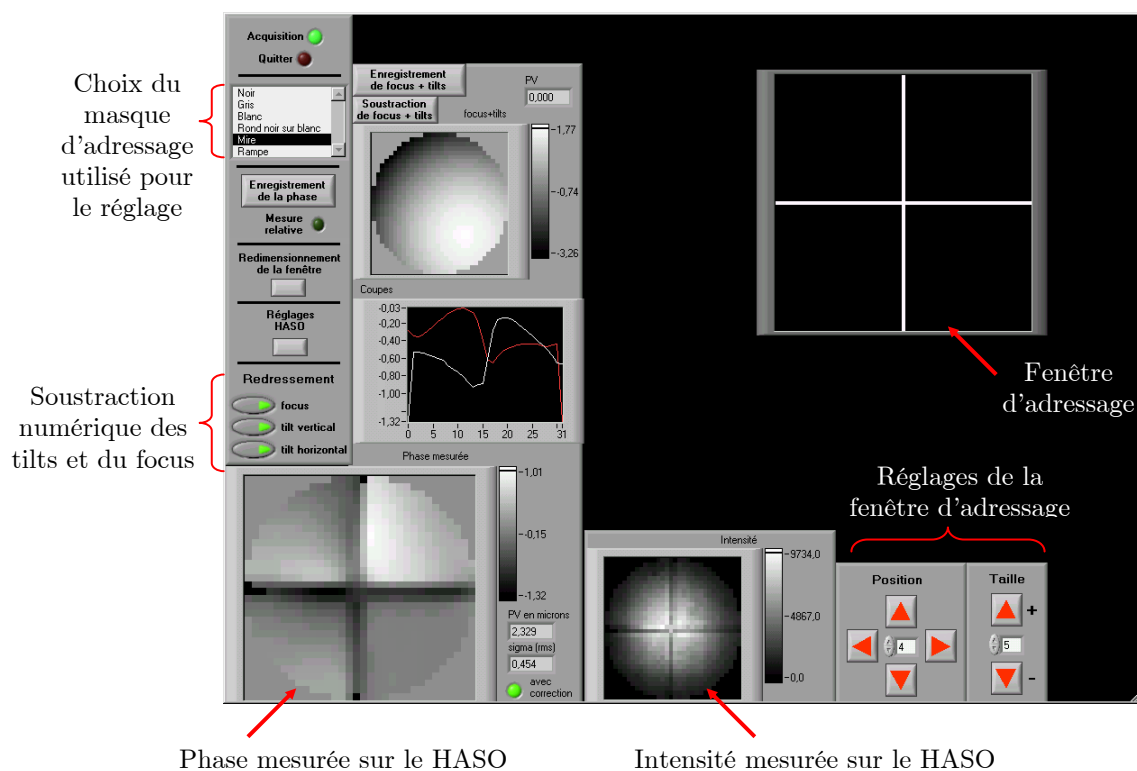


Figure A1.1 – Réglage de l'expérience.

et pixel mesuré, ainsi qu'à ajuster le contraste et la luminosité du vidéo-projecteur pour se situer dans la zone de sensibilité maximale de la valve à l'adressage. Elle permet également de régler et de gérer les paramètres internes au HASO de façon à récupérer, traiter et afficher les données de mesure de la phase. Il est par exemple possible de soustraire numériquement les tilts et le focus du faisceau, pour ne s'intéresser qu'aux autres aberrations.

La figure A1.1 représente l'interface utilisée pour ces réglages, avec notamment la fenêtre d'adressage (ou l'on affiche le masque de niveau de gris) et la fenêtre d'affichage de la phase mesurée en temps réel. On affiche également l'intensité mesurée par le HASO pour faciliter le réglage.

2. Correction de front d'onde

On utilise ici une boucle itérative d'ajustement empirique des niveaux de gris du masque d'adressage pour obtenir une phase mesurée plate (c'est-à-dire sans aberrations), la tolérance étant réglable par l'utilisateur. Le focus est soustrait pour corriger uniquement les autres aberrations.

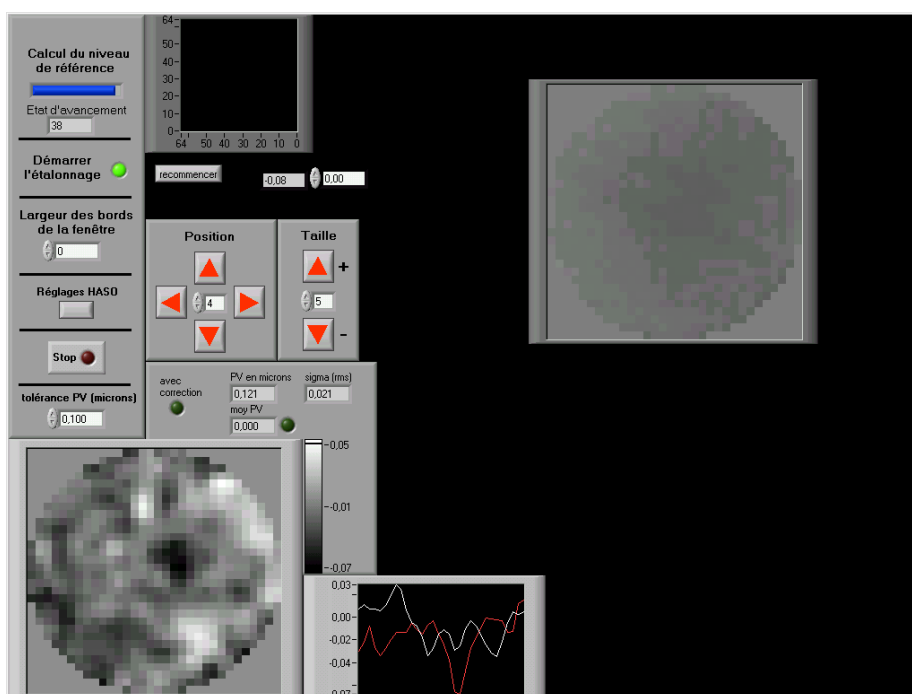


Figure A1.2 – Correction de front d'onde.

3. Etalonnage de la valve

Cette étape gère la mesure de la réponse en phase de chaque point d'adressage pour 33 des 256 niveaux de gris. On réalise successivement l'étalonnage de chaque moitié de la valve, l'autre partie étant adressée avec le masque de phase correspondant à une phase plate déterminé à l'étape 2, afin de disposer d'une référence commune. Puis on réalise une interpolation de la courbe de réponse (4 coefficients) de façon à obtenir une matrice d'étalonnage $4 \times 32 \times 32$ inversable analytiquement.

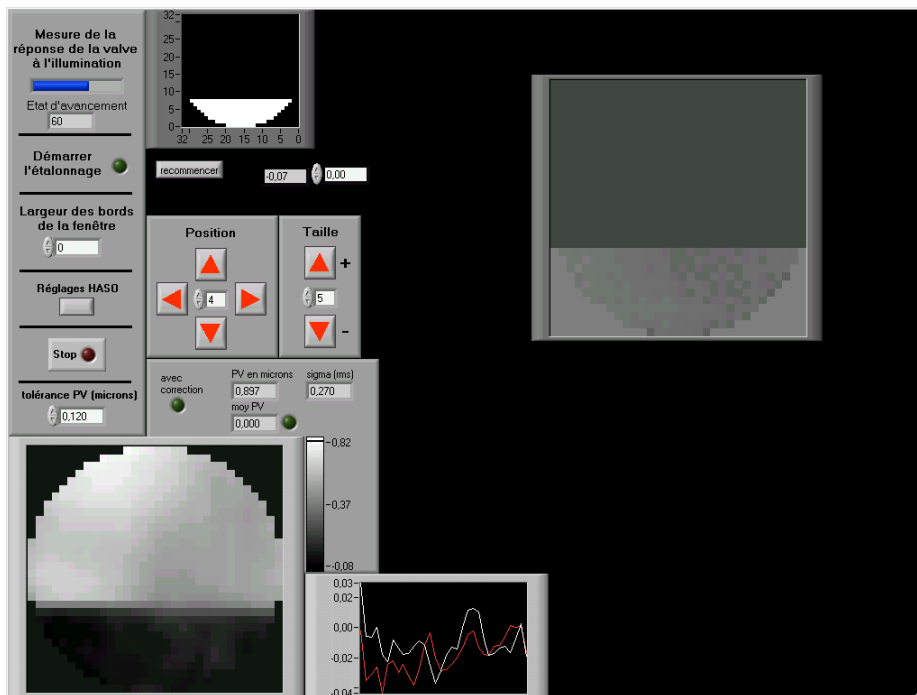


Figure A1.3 – Etalonnage de la valve optique.

4. Calcul des masques d'adressage

L'inversion de la matrice d'étalonnage permet de calculer les masques de niveaux de gris adéquats pour induire une modulation de phase prédéfinie.

5. Affichage des masques et optimisation

Cette étape finale contrôle l'adressage des masques de gris et assure leur optimisation par l'intermédiaire d'une boucle avancée d'optique adaptative. Les trois cartes de phase en bas de l'écran représentent respectivement :

- à gauche : la phase mesurée par le HASO
- à droite : la phase désirée
- au milieu : la différence

Une fois optimisé, un masque d'adressage peut être sauvegardé et rappelé ultérieurement, permettant ainsi de changer instantanément la forme du faisceau.

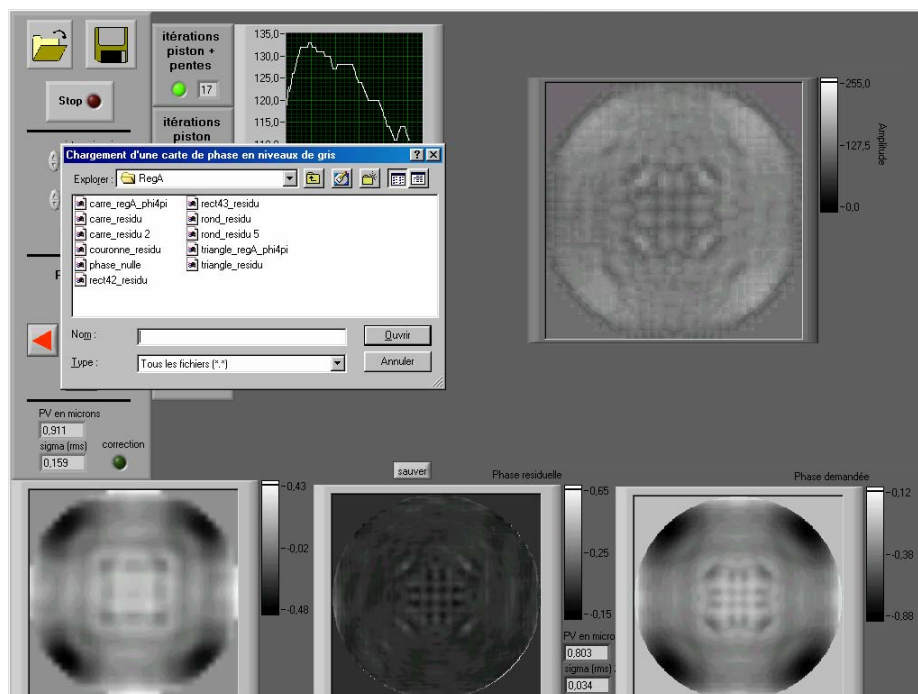


Figure A1.4 – Affichage des masques d'adressage et optimisation par la boucle d'optique adaptative évoluée.

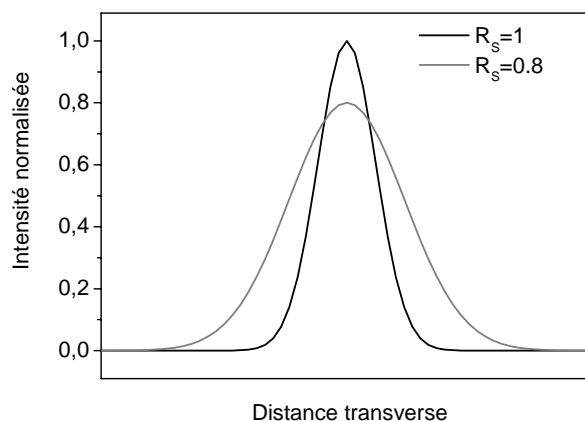
Annexe 2 : Rapport de Strehl

Un paramètre couramment utilisé pour caractériser la qualité d'une tache focale est le rapport de Strehl. Ce rapport est relié à la qualité du front d'onde du faisceau avant focalisation par une lentille. Rayleigh avait établi en 1879 qu'un écart aberrant de $\lambda/4$ en différence de marche au bord de la pupille provoque une baisse d'éclairement de l'ordre de 20% au centre de la tache d'aberration, et une déformation « pas trop importante » de la tâche d'Airy. Il a alors adopté arbitrairement cette valeur comme le maximum admissible. A sa suite, on a gardé cette valeur d'écart maximal $\lambda/4$, sous le nom de critère de Rayleigh, pour les autres aberrations d'ordre peu élevé.

Le critère de Rayleigh se définit donc à partir du rapport de Strehl, dont la définition rigoureuse [34, 194] est donnée par :

$$R_s = \frac{\text{maximum d'éclairement de la tache focale } \textit{aberrante}}{\text{maximum d'éclairement de la tache focale } \textit{parfaite}} \quad (\text{A.1})$$

Une baisse d'éclairement de 20% correspond donc à un rapport de Strehl de 0.8. La tache focale est alors élargie car il y a conservation de l'énergie.



Pour pouvoir appliquer le critère de Rayleigh à toutes les formes d'aberrations, A. Maréchal [195] a montré que la quantité pertinente pour évaluer la déformation de la tache focale n'est pas l'écart normal du front d'onde en bord de pupille mais la variance de l'écart total sur la pupille, défini par $\sigma = \overline{(\varphi - \bar{\varphi})^2} = \overline{\varphi^2} - \bar{\varphi}^2$.

Le rapport de Strehl peut alors être calculé par l'expression approchée :

$$R_S = 1 - \left(\frac{2\pi\sigma}{\lambda} \right)^2 \quad (\text{A.2})$$

si la condition suivante est satisfaite : $\sigma \leq \frac{\lambda}{14}$.

Dans le cas contraire, la définition mathématique permettant de calculer le rapport de Strehl est donné par le rapport des transformations de Fourier du faisceau expérimental et du faisceau idéal [196]:

$$R_S = \frac{TF[I(x,y) \times \varphi(x,y)]}{TF[I_{ref}(x,y)]} \quad (\text{A.3})$$

où $I(x,y)$ est la répartition spatiale en intensité du faisceau expérimental, $\varphi(x,y)$ le front d'onde mesuré et $I_{ref}(x,y)$ est la répartition spatiale en intensité du faisceau parfait dont la phase est nulle (on peut prendre pour I_{ref} l'ajustement gaussien de $I(x,y)$). La transformation de Fourier sert à simuler la focalisation par une lentille. La valeur de R_S obtenue représente donc le rapport des intensités du faisceau expérimental et du faisceau de référence au point focal d'une lentille, elle caractérise bien la qualité de focalisation d'un faisceau.

Annexe 3 : Optique de Fourier

Cette annexe reprend en détails certaines notions d'optique de Fourier, elle se base sur l'ouvrage de J.W. Goodman [44]. L'idée générale est d'utiliser l'assertion suivante : « une lentille réalise une transformation de Fourier ».

1. Expression générale de l'intégrale de Rayleigh et Sommerfeld

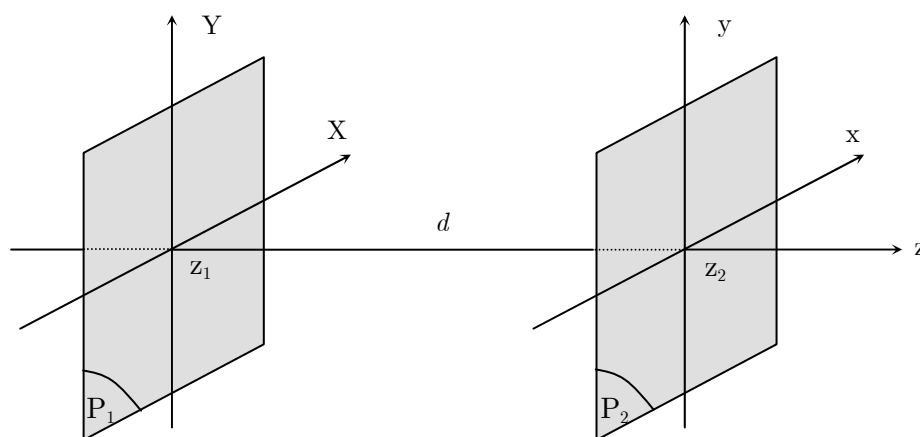


Figure A3.1 – Diffraction du plan P_1 au plan P_2 .

L'amplitude complexe $\mathcal{A}_2(x, y) = A_2(x, y)e^{i\varphi(x, y)}$ du champ électromagnétique dans le plan P_2 se détermine en fonction de l'amplitude complexe $\mathcal{A}_1(X, Y) = A_1(X, Y)e^{i\varphi(X, Y)}$ du champ dans le plan P_1 selon l'intégrale de Rayleigh et Sommerfeld, $A_1(X, Y)$ et $A_2(x, y)$ désignant les amplitudes réelles des champs. Nous nous plaçons dans le cas classique de l'approximation scalaire et paraxiale (faibles incidences, faibles angles entre rayons, facteur d'obliquité de Fresnel constant), ce qui nous permet de faire les approximations de Fresnel et d'écrire :

$$\mathcal{A}_2(x, y) = \frac{e^{ikd}}{i\lambda d} \exp\left(\frac{i\pi(x^2 + y^2)}{\lambda d}\right) \iint_{\text{plan } P_1} \mathcal{A}_1(X, Y) \exp\left(i\pi \frac{X^2 + Y^2}{\lambda d}\right) \exp\left(-2i\pi \frac{xX + yY}{\lambda d}\right) dXdY \quad (\text{A.4})$$

On laisse traditionnellement de côté le facteur de phase constant e^{ikd} , car il ne modifie en aucune façon le résultat. On obtient alors :

$$\mathcal{A}_2(x, y) = \frac{\exp\left(\frac{i\pi(x^2 + y^2)}{\lambda d}\right)}{i\lambda d} \iint_{\text{plan } P_1} \mathcal{A}_1(X, Y) \exp\left(i\pi \frac{X^2 + Y^2}{\lambda d}\right) \exp\left(-2i\pi \frac{xX + yY}{\lambda d}\right) dXdY \quad (\text{A.5})$$

2. Application pour une lentille

Plaçons nous maintenant dans le cas de la diffraction de Fresnel avec un objet diffractant (OD) introduisant la modulation de phase $\varphi(X, Y)$, accolé à une lentille L de focale f , le tout étant éclairé par une source quasi-punctuelle S.

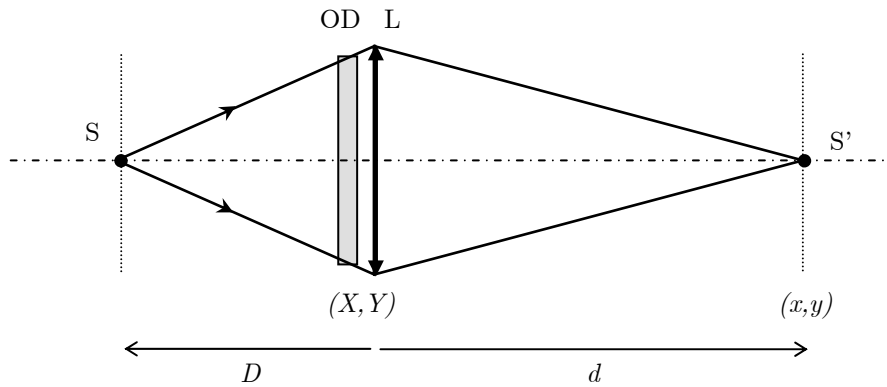


Figure A3.2 – Configuration expérimentale permettant d'obtenir la transformation de Fourier en intensité dans le plan (x, y) . OD : objet diffractant, L : lentille de focale f , S : source quasi-punctuelle.

On cherche l'amplitude complexe $\mathcal{A}_2(x, y)$ du champ dans le plan (x, y) . Pour cela, on exprime l'amplitude complexe $\mathcal{A}_1(X, Y)$ du champ dans le plan (X, Y) , en tenant compte de :

- l'onde incidente sphérique centrée en S : $A_1(X, Y) \exp\left(i\pi \frac{X^2 + Y^2}{\lambda D}\right)$
- la transmission de l'objet diffractant : $t(X, Y) = \exp(i\varphi(X, Y))$
- la transmission de la lentille : $\exp\left(-i\pi \frac{X^2 + Y^2}{\lambda f}\right)$

soit : $\mathcal{A}_1(X, Y) = A_1(X, Y) e^{i\varphi(X, Y)} \exp\left(i\pi \frac{X^2 + Y^2}{\lambda} \left(\frac{1}{D} - \frac{1}{f}\right)\right)$.

En reportant cette expression dans l'équation (A.5), on obtient :

$$\mathcal{A}_2(x, y) = \frac{\exp\left(\frac{i\pi(x^2 + y^2)}{\lambda d}\right)}{i\lambda d} \iint_{\text{plan de } L} A_1(X, Y) e^{i\varphi(X, Y)} \exp\left(i\pi \frac{X^2 + Y^2}{\lambda} \left(\frac{1}{d} + \frac{1}{D} - \frac{1}{f}\right)\right) \times \exp\left(-2i\pi \frac{xX + yY}{\lambda d}\right) dXdY \quad (\text{A.6})$$

Nous étudions dans la suite les implications de cette formule dans différentes configurations expérimentales particulières.

3. Etudes de plusieurs cas particuliers

a. Amplitude dans le plan image

Dans le cas particulier où $\frac{1}{d} + \frac{1}{D} = \frac{1}{f}$, c'est-à-dire lorsque S et S' sont conjugués par la lentille, l'expression (A.6) se réduit à :

$$\mathcal{A}_2(x, y) = \frac{\exp\left(\frac{i\pi(x^2 + y^2)}{\lambda d}\right)}{i\lambda d} \iint_{\text{plan de } L} A_1(X, Y) e^{i\varphi(X, Y)} \exp\left(-2i\pi \frac{xX + yY}{\lambda d}\right) dXdY \quad (\text{A.7})$$

Le terme intégral est alors la transformation de Fourier de $A_1(X, Y) e^{i\varphi(X, Y)}$, évalué aux fréquences spatiales $\left(f_x = \frac{x}{\lambda d}, f_y = \frac{y}{\lambda d}\right)$, ce qui permet d'écrire l'expression (A.7) sous la forme suivante :

$$\mathcal{A}_2(x, y) = \frac{1}{i\lambda d} \exp\left(\frac{i\pi(x^2 + y^2)}{\lambda d}\right) \times \text{TF}_{\left(\frac{x}{\lambda d}, \frac{y}{\lambda d}\right)} \left[A_1(X, Y) e^{i\varphi(X, Y)} \right] \quad (\text{A.8})$$

La relation entre les plans (X, Y) et (x, y) n'est donc pas une transformation de Fourier exacte du fait de la présence du facteur quadratique de phase devant la TF qui correspond à une courbure de phase dans le plan (x, y) . Par contre, en calculant l'intensité par $I(x, y) = |\mathcal{A}_2(x, y)|^2$, on obtient :

$$I(x, y) = \frac{1}{\lambda^2 d^2} \left| \text{TF} \left(\frac{x}{\lambda d}, \frac{y}{\lambda d} \right) \left[A_1(X, Y) e^{i\varphi(X, Y)} \right] \right|^2 \quad (\text{A.9})$$

qui est la TF exacte du champ complexe $A_1(X, Y) e^{i\varphi(X, Y)}$ dans le plan (X, Y) .

b. Source à l'infini

Un autre cas particulier intéressant est celui où la source est à l'infini ($1/D = 0$), c'est-à-dire que le faisceau incident est collimaté. Ceci correspond à la configuration expérimentale décrite sur la figure A3.3.

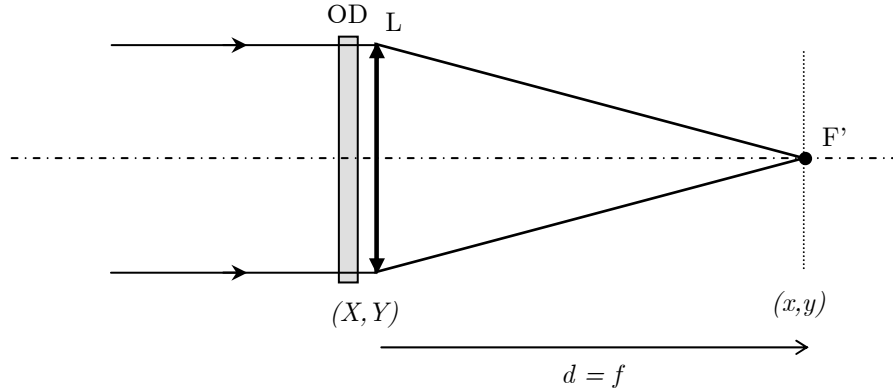


Figure A3.3 – Configuration expérimentale avec un faisceau incident collimaté.
OD : objet diffractant, L : lentille de focale f .

En reprenant la formule (A.6), on s'aperçoit qu'il faut placer le plan d'observation (x, y) à la distance $d = f$, c'est-à-dire dans le plan focal de la lentille, pour que le résultat en intensité soit la transformée de Fourier exacte du champ optique dans le plan (X, Y) , soit :

$$I(x, y) = \frac{1}{\lambda^2 f^2} \left| \text{TF} \left(\frac{x}{\lambda f}, \frac{y}{\lambda f} \right) \left[A_1(X, Y) e^{i\varphi(X, Y)} \right] \right|^2 \quad (\text{A.10})$$

c. Influence de la distance entre l'objet diffractant et la lentille

Etudions à présent l'influence de la position de l'objet diffractant OD par rapport à la lentille L, lorsque cet objet est placé en avant de la lentille. Nous nous plaçons d'autre part dans le cas où l'onde incidente est plane et nous plaçons donc le plan d'observation au plan focal de la lentille.

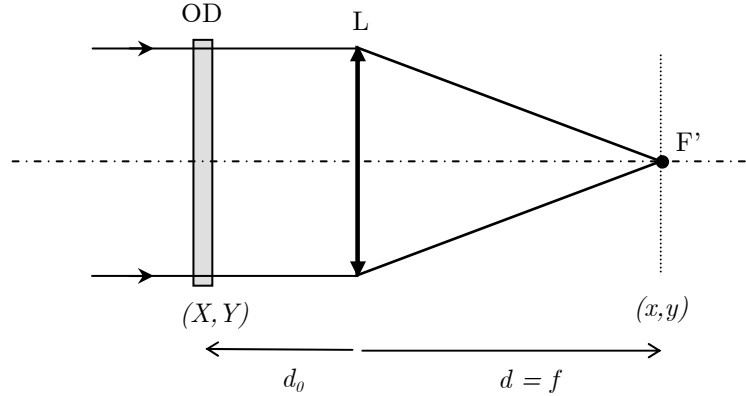


Figure A3.4 – Configuration expérimentale avec un faisceau incident collimaté et un objet diffractant non accolé à la lentille. OD : objet diffractant, L : lentille de focale f .

Il est possible de démontrer [44] que seul un changement du terme quadratique de phase qui précède l'intégrale intervient. On obtient alors, en amplitude :

$$\mathcal{A}_2(x, y) = \frac{1}{i\lambda f} \exp\left(\frac{i\pi}{\lambda f} \left(1 - \frac{d_0}{f}\right) (x^2 + y^2)\right) \times \text{TF}_{\left(\frac{x}{\lambda f}, \frac{y}{\lambda f}\right)} \left[A_1(X, Y) e^{i\varphi(X, Y)} \right] \quad (\text{A.11})$$

On remarque que la position de l'élément diffractant ne change pas le résultat en intensité : on obtient toujours la TF du champ initial. Par contre, si l'on place l'objet diffractant à la distance $d_0 = f$ en avant de la lentille, le terme de phase quadratique s'annule et le champ dans le plan focal de la lentille est alors la transformation de Fourier exacte du champ incident, *en amplitude* :

$$\mathcal{A}_2(x, y) = \frac{1}{i\lambda f} \times \text{TF}_{\left(\frac{x}{\lambda f}, \frac{y}{\lambda f}\right)} \left[A_1(X, Y) e^{i\varphi(X, Y)} \right] \quad (\text{A.12})$$

On obtient alors évidemment la TF exacte en intensité :

$$I(x, y) = \frac{1}{\lambda^2 f^2} \left| \text{TF}_{\left(\frac{x}{\lambda f}, \frac{y}{\lambda f}\right)} \left[A_1(X, Y) e^{i\varphi(X, Y)} \right] \right|^2 \quad (\text{A.13})$$

d. Conclusion

En conclusion, on peut retenir que dans tous les cas, le plan de Fourier (c'est-à-dire celui où l'on observe la TF en intensité) est le plan de convergence de l'onde incidente, qui peut être décrite comme la porteuse de l'information contenue dans l'élément diffractant. De plus, on peut observer une TF exacte directement en amplitude dans le cas où l'objet diffractant et le plan d'observation se situent respectivement dans les plans objet et image de la lentille.

4. Commentaires sur les expériences

Il est utile d'attirer l'attention sur une erreur d'interprétation à ne pas commettre, et qui permet de mieux comprendre les résultats du paragraphe 4.4.3 du chapitre 4. On vient de montrer que la transformée de Fourier exacte en amplitude s'obtient dans le plan de convergence de la porteuse non modulée en phase. Dans la description de la figure A3.5.a, la porteuse est un faisceau collimaté qui converge naturellement en F' après passage à travers la lentille en l'absence de modulation de phase. On obtient donc TF[résidu+courbure] en F' . En revanche, sur la figure A3.5.b, la porteuse est une onde convergente qui focalise naturellement en S' . On obtient donc TF[résidu] en S' , ce qui ne suffit pas à assurer la mise en forme (le point focal correspondant est circulaire). La courbure de phase étant par définition nulle en S' , la mise en forme a effectivement lieu en F' où l'on trouve la courbure adéquate, on a donc bien la TF de la modulation totale de phase (résidu+courbure) en F' , et non en S' . Les deux interprétations sont équivalentes.

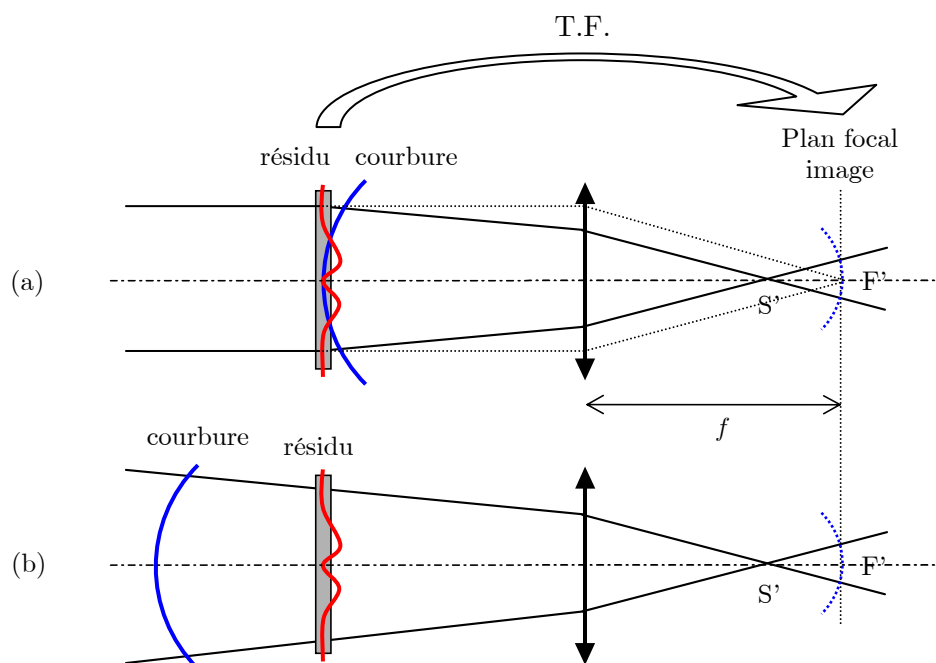


Figure A3.5 – Deux interprétations équivalentes de la transformation de Fourier lors du passage à travers une lentille. (a) La totalité de la phase (résidu+courbure) est appliquée par le modulateur de phase, la TF est obtenue dans le plan de convergence de la porteuse collimatée. (b) Seul le résidu est appliqué par le modulateur, la courbure étant déjà présente sur la porteuse initialement convergente. On obtient $TF[\text{résidu}]$ en S' , et $TF[\text{résidu+courbure}]$ en F' .

5. Propriétés remarquables de la phase

On s'intéresse ici à deux propriétés remarquables de la mise en forme par modulation de phase, relativement à la fonction de phase appliquée.

Propriétés de parité

En premier lieu, on étudie les liens qui unissent la modulation de phase calculée φ à la forme du faisceau initial et au motif demandé. initiaux et désirés. En particulier, φ est paire si les fonctions A et B décrivant les amplitudes réelles des champs dans les plans initiaux et finaux sont paires. Ceci se démontre facilement en une dimension, l'extension à deux dimensions est immédiate. La relation de transformation de Fourier liant $A(X)$ et $B(x)$ s'écrit :

$$B(x) = \frac{1}{\lambda f} \int_{-\infty}^{+\infty} A(X) e^{i\varphi(X)} e^{-i2\pi \frac{xX}{\lambda f}} dX \quad (\text{A.14})$$

Si $B(X)$ est une fonction paire, on peut écrire :

$$B(x) = B(-x) = \frac{1}{\lambda f} \int_{-\infty}^{+\infty} A(X) e^{i\varphi(X)} e^{i2\pi \frac{xX}{\lambda f}} dX \quad (\text{A.15})$$

Le changement de variable $X \rightarrow -X$ ainsi que l'hypothèse de parité de la fonction $A(X)$ permettent d'obtenir :

$$\begin{aligned} B(x) &= -\frac{1}{\lambda f} \int_{+\infty}^{-\infty} A(-X) e^{i\varphi(-X)} e^{-i2\pi \frac{xX}{\lambda f}} dX \\ &= \frac{1}{\lambda f} \int_{-\infty}^{+\infty} A(X) e^{i\varphi(-X)} e^{-i2\pi \frac{xX}{\lambda f}} dX \end{aligned} \quad (\text{A.16})$$

d'où l'on déduit $\varphi(X) = \varphi(-X)$, ce qui démontre la parité de la fonction décrivant la modulation de phase.

Expérimentalement, le faisceau initial est gaussien donc pair, et toutes les motifs présentent des propriétés de parité, excepté le triangle. La propriété démontrée ici s'applique effectivement, comme observé sur les cartes de phase.

Solutions positives et négatives

On s'intéresse maintenant à l'influence du signe de la fonction de phase appliquée. Il est possible de démontrer [197] que si φ est une fonction paire solution de l'équation (A.14), alors la fonction $-\varphi$ est également une solution. En d'autres termes, la même mise en forme est obtenue également avec une modulation de phase de signe opposé. Comme illustré sur la figure A3.6, deux configurations résultant des deux solutions de phase (positive et négative) sont possibles pour réaliser une même mise en forme. La mise en forme est obtenue dans le plan de Fourier de la lentille, où se trouve la TF de l'objet de phase, c'est-à-dire dans le plan focal image. Une fonction de phase positive agit comme une lentille de focale positive et contribue à une convergence prématurée du faisceau, tandis qu'une fonction de phase négative agit comme une lentille divergente, le faisceau converge alors après le plan focal image. Dans les deux

cas, le motif obtenu est identique dans le plan focal image, comme observé expérimentalement sur la figure A3.7.

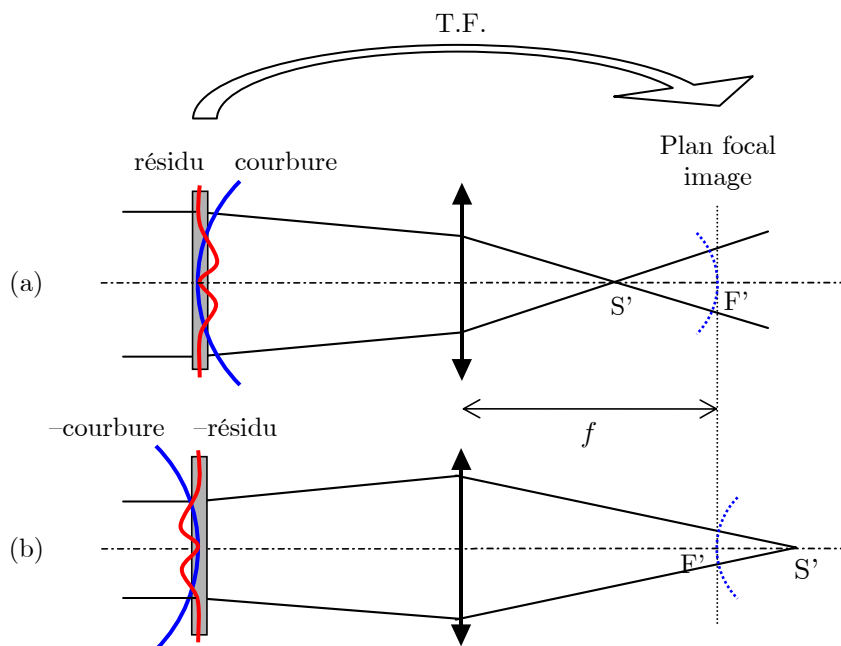


Figure A3.6 – Influence du signe de la fonction de phase sur la position du point de focalisation. Une fonction positive agit comme une lentille de focale positive et contribue à une convergence prématurée du faisceau (a) ; une fonction de phase négative agit comme une lentille divergente, le faisceau converge après le plan focal image (b). Le plan de mise en forme est le plan focal image, où se trouve la TF de l'objet de phase.

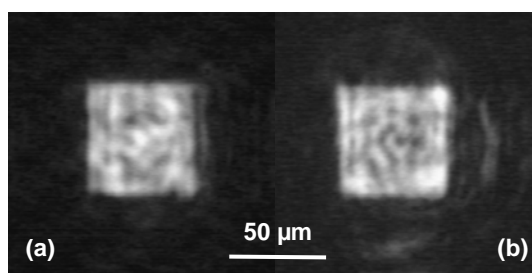


Figure A3.7 – Résultats de mise en forme carrée obtenus en appliquant : (a) la solution de phase positive, (b) la solution négative (lentille de focalisation $f'=76.2$ mm).

Annexe 4 : Optique des faisceaux gaussiens et non-gaussiens

1. Rayon d'un faisceau

On caractérise le rayon d'un faisceau par son « waist » w_0 , défini par A. E. Siegman [47] à partir de sa variance : $w_0 = 2\sigma$ soit $w_0^2 = 4\sigma^2$.

Prenons le cas d'un faisceau de répartition d'amplitude complexe $A(x,y)$. La variance selon la direction x s'écrit :

$$\sigma_x^2 = \langle x^2 \rangle - \langle x \rangle^2 \quad (\text{A.17})$$

où la notation $\langle \rangle$ désigne la valeur moyenne. Cette expression se calcule par :

$$\sigma_x^2 = \iint x^2 |A(x,y)|^2 dx dy - \left[\iint x |A(x,y)|^2 dx dy \right]^2 \quad (\text{A.18})$$

les doubles intégrales étant effectuées sur les dimensions x et y , de $-\infty$ à $+\infty$. La répartition d'intensité est le plus souvent symétrique, la fonction $|A(x,y)|^2$ est donc paire, ce qui entraîne que la deuxième intégrale de l'expression (A.18) est nulle. Le waist selon la direction x s'écrit alors :

$$w_{0x}^2 = 4\sigma_x^2 = 4 \iint x^2 |A(x,y)|^2 dx dy \quad (\text{A.19})$$

et il ne reste plus qu'à normaliser pour obtenir :

$$w_{0x}^2 = 4 \frac{\iint x^2 |A(x,y)|^2 dx dy}{\iint |A(x,y)|^2 dx dy} \quad (\text{A.20})$$

Le waist s'exprime donc comme le double du moment d'ordre 2 normalisé du champ électromagnétique dans la direction considérée. La définition est la même pour le waist selon la direction y .

Exemple

Dans le cas simple d'une gaussienne à une dimension $A(x) = \exp\left(-\frac{x^2}{w^2}\right)$, le calcul est très simple si l'on remarque que :

$$\int_{-\infty}^{+\infty} x^2 \exp(-\alpha x^2) dx = -\frac{\partial}{\partial \alpha} \int_{-\infty}^{+\infty} \exp(-\alpha x^2) dx = -\frac{\partial}{\partial \alpha} \sqrt{\frac{\pi}{\alpha}} = \frac{1}{2} \frac{\sqrt{\pi}}{\alpha^{3/2}} \quad (\text{A.21})$$

On normalise par :

$$\int_{-\infty}^{+\infty} \exp(-\alpha x^2) dx = \sqrt{\frac{\pi}{\alpha}} \quad (\text{A.22})$$

et on obtient :

$$\frac{\int_{-\infty}^{+\infty} x^2 \exp(-\alpha x^2) dx}{\int_{-\infty}^{+\infty} \exp(-\alpha x^2) dx} = \frac{1}{2\alpha} \quad (\text{A.23})$$

Pour une répartition d'amplitude $A(x) = \exp\left(-\frac{x^2}{w^2}\right)$ et donc $|A(x)|^2 = \exp\left(-\frac{2x^2}{w^2}\right)$ en intensité, le coefficient α est égal à $\frac{2}{w_0^2}$, ce qui donne pour le waist :

$$w_0^2 = 4 \frac{\iint x^2 |A(x, y)|^2 dx dy}{\iint |A(x, y)|^2 dx dy} = \frac{2}{\alpha} = w^2 \quad (\text{A.24})$$

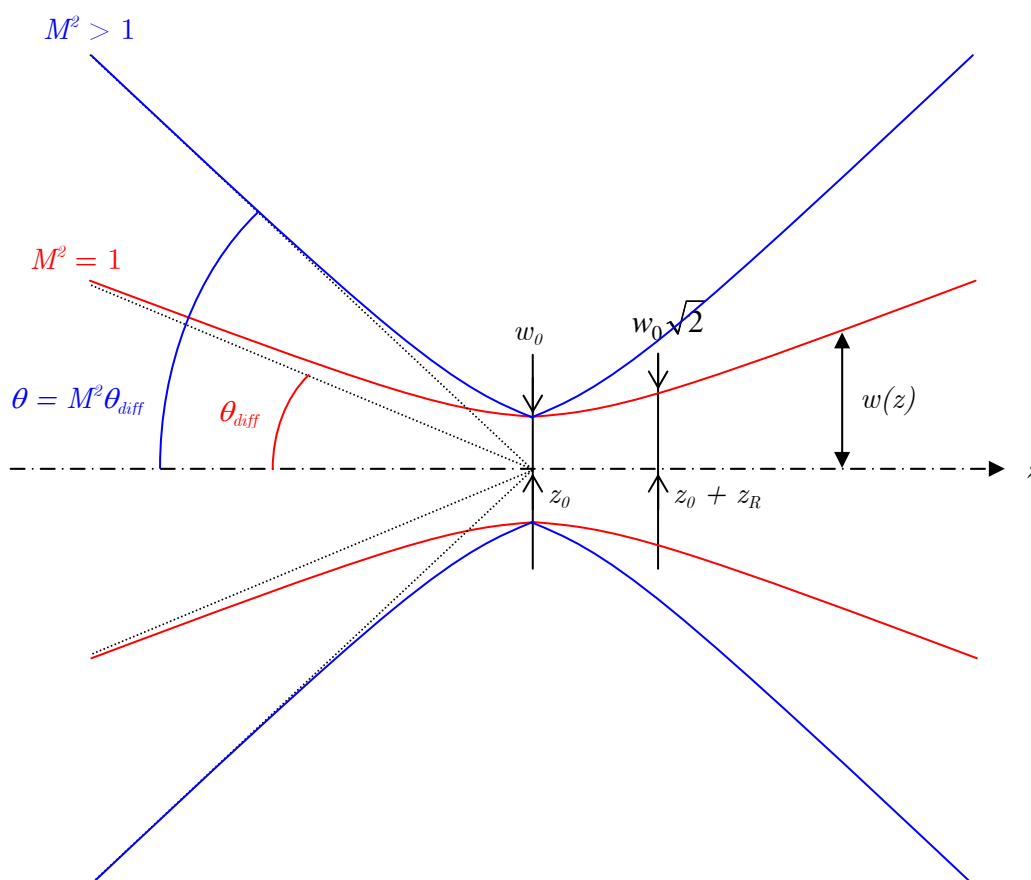
Cette définition donne donc, pour une gaussienne, la demi-largeur à $1/e$ en amplitude ou la demi-largeur à $1/e^2$ en intensité. Cette définition rigoureuse est également valable pour tous les faisceaux, qu'ils soient gaussiens ou hypergaussiens.

2. Equation de propagation des faisceaux gaussiens ou non-gaussiens

Avec la définition du waist donnée au paragraphe précédent, la formule de propagation des faisceaux gaussiens est valable pour un faisceau quelconque [47]:

$$w^2(z) = w_0^2 \left[1 + \left(\frac{M^2 \lambda (z - z_0)}{\pi w_0^2} \right)^2 \right] \quad (\text{A.25})$$

Dans cette expression, w_0 est le col du faisceau, ou waist, c'est-à-dire sa taille minimale lorsqu'il est focalisé. $w(z)$ est le rayon du faisceau pour une abscisse z , la référence étant prise telle que $w(z = z_0) = w_0$. Le facteur M^2 caractérise la propension du faisceau à diverger, comparativement à la divergence naturelle du faisceau, c'est-à-dire celle induite par la diffraction. Pour un faisceau parfait (limité par diffraction), M^2 vaut 1, sinon il est supérieur à 1.



La longueur de Rayleigh z_R est définie par rapport à z_0 comme étant l'abscisse à laquelle la surface du faisceau est doublée, c'est-à-dire que le rayon du faisceau est multiplié par $\sqrt{2}$, ce qui s'écrit : $w(z_R - z_0) = w_0\sqrt{2}$. La définition de z_R est donc :

$$z_R = \frac{\pi w_0^2}{\lambda M^2} \quad (\text{A.26})$$

Les dimensions de la tâche focale sont donc $(2w_0, 2z_R)$. Le paramètre $b=2z_R$ est traditionnellement nommé paramètre confocal.

Quand z tend vers l'infini, l'expression (A.25) s'écrit alors :

$$w(z \rightarrow \infty) = \frac{M^2 \lambda z}{\pi w_0^2} \quad (\text{A.27})$$

ce qui permet de définir l'angle θ qui fixe la divergence du faisceau :

$$\theta = \frac{w(z \rightarrow \infty)}{z} = \frac{M^2 \lambda}{\pi w_0^2} = M^2 \theta_{diff} \quad (\text{A.28})$$

avec $\theta_{diff} = \frac{\lambda}{\pi w_0^2}$.

3. Dimensions du volume focal lors de la focalisation dans un verre

Ce paragraphe détaille quelques calculs concernant la focalisation dans un matériau transparent [198].

Pour un faisceau parfait ($M^2=1$) se propageant dans l'air, l'équation (A.25) s'écrit :

$$w(z)^2 = w_0^2 \left[1 + \left(\frac{\lambda z}{\pi w_0^2} \right)^2 \right] \quad (\text{A.29})$$

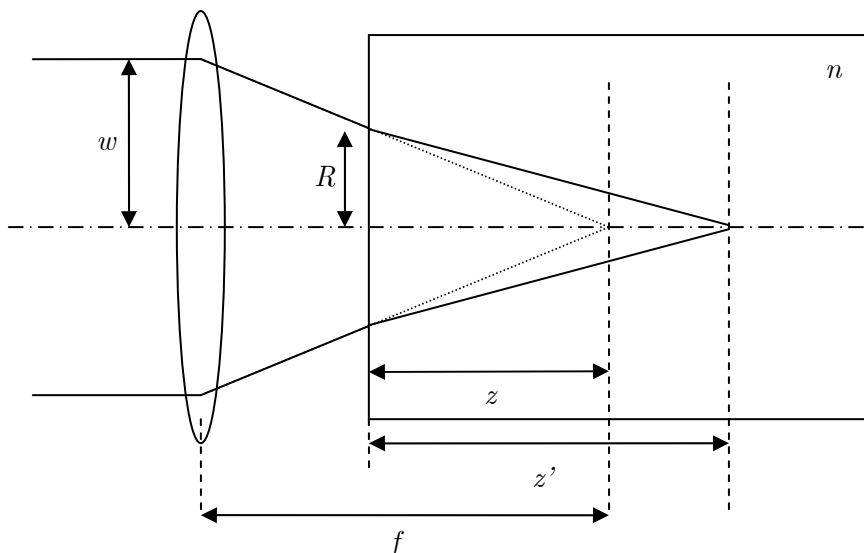
Le volume focal est habituellement défini comme une forme oblongue de dimensions $(2w_0, 2z_R)$, le waist et la longueur de Rayleigh étant respectivement donnés par :

$$w_0 = \frac{\lambda f}{\pi w} \quad \text{et} \quad z_R = \frac{\pi w_0^2}{\lambda}$$

où f est la focale de la lentille de focalisation.

Voyons maintenant ce qu'il en est dans un verre. Dans un matériau transparent, la focalisation est affectée par l'indice n du matériau, le point focal est situé plus profondément dans le matériau.

Erreur !



Les lois de Descartes donnent :

$$\frac{R}{\sqrt{z^2 + R^2}} = \frac{nR}{\sqrt{z'^2 + R^2}} \quad (\text{A.30})$$

Dans l'approximation paraxiale $R \ll z$, on obtient : $z' = nz$. Les distances selon l'axe du laser à l'intérieur de l'échantillon de verre sont donc multipliées par l'indice du matériau. Les vitesses subiront donc également ce facteur multiplicatif.

En ce qui concerne les dimensions transverses, et notamment la taille du point focal w_0 , nous avons :

$$w_{0(\text{verre})} = \frac{\lambda_{\text{verre}} z'}{\pi R} = \frac{\lambda_{\text{air}} z}{\pi R} \quad (\text{A.31})$$

car $\lambda_{\text{verre}} = \frac{\lambda_{\text{air}}}{n}$. Or, d'après le théorème de Thalès : $\frac{z}{R} = \frac{f}{w}$ d'où :

$$w_{0(\text{verre})} = w_{0(\text{air})} \quad (\text{A.32})$$

La taille du point focal reste inchangée dans le matériau.

La distance de Rayleigh est quant à elle simplement multipliée par l'indice :

$$z_{R(\text{verre})} = n z_{R(\text{air})} = n \frac{\pi w_0^2}{\lambda_{\text{air}}} \quad (\text{A.33})$$

ce qui pouvait également être établi en considérant simplement la modification de longueur d'onde dans le matériau.

En conclusion, le volume focal dans un matériau d'indice n est défini par $(2w_0, 2nz_R)$.

Annexe 5 : Transformation de Fourier numérique

Cette annexe présente les problèmes numériques associées aux opérations de transformation de Fourier, dont il a fallu tenir compte dans le code que j'ai développé pour le calcul des cartes de phase. Elle permet notamment de faire le lien entre la graduation angulaire et la graduation en fréquences spatiales du plan de Fourier (plan focal de la lentille), qui est en fait le champ lointain.

Le champ complexe dans un plan (x,y) donné, perpendiculaire à la direction z de propagation, est caractérisé par deux grandeurs : l'amplitude et la phase. Dans le code, chacun de ces deux éléments est décrit par une matrice de pixels. Notre but ici est de faire le lien entre la modélisation physique et la modélisation numérique.

Modélisation physique :

Le schéma correspondant est représenté sur la figure A5.1 suivante.

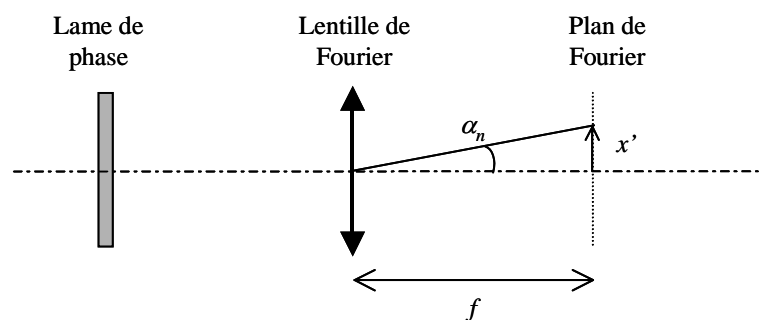


Figure A5.1 – Modélisation physique : la taille x' est mesurée par l'angle α_n .

Dans le plan de Fourier, la taille de la figure représentant la transformée de Fourier de l'amplitude complexe après la lame de phase est physiquement gradué en fréquences spatiales $f_x = \frac{x'}{\lambda f} = \frac{\alpha_n}{\lambda}$ où $\alpha_n = \frac{x'}{f}$ représente la valeur courante de l'angle α , pour le

pixel numéro n de la matrice décrivant le plan de Fourier. α_n varie donc de zéro (pour le pixel central) à la valeur $\alpha_{max} = \alpha_N$ défini par le pixel placé en bord de matrice.

Modélisation numérique :

Dans les deux plans reliés par une transformation de Fourier, le nombre $N \times N$ de pixels des deux matrices est le même. On note X la taille (en cm) du plan P_1 .

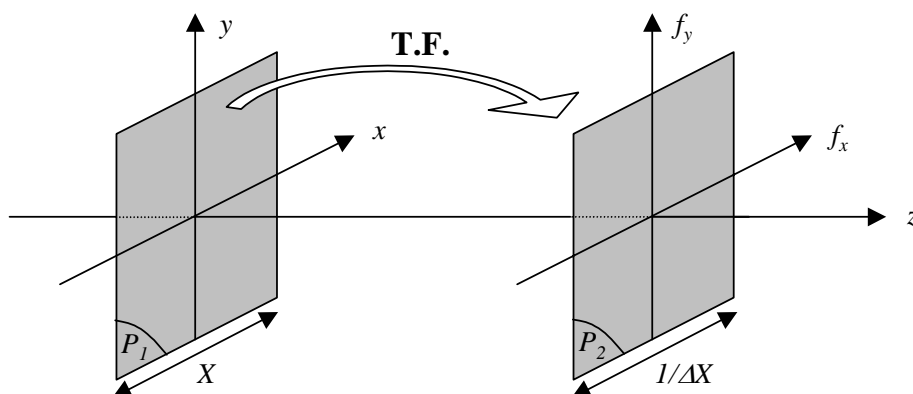


Figure A5.2 – Représentation des deux plans en taille et fréquence spatiale.

Les échantillonnages selon N pixels dans la direction x peuvent être représentés comme suit :

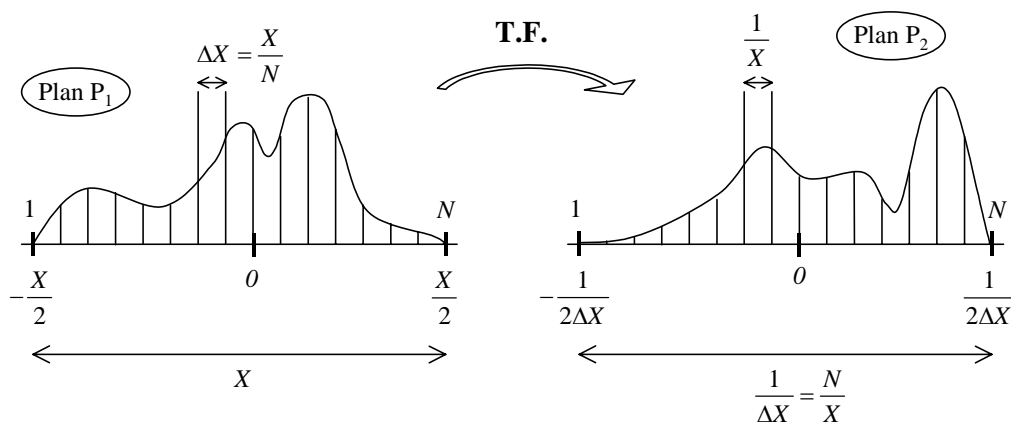


Figure A5.3 – Echantillonnages dans les deux plans : tous les $\Delta X = X/N$ dans P_1 , tous les $1/X$ dans P_2 .

Dans le plan P_1 , les pixels de 1 à N correspondent à des distances de $-X/2$ à $X/2$, la distance entre deux pixels est donc $\Delta X = X/N$. Dans le plan P_2 , les pixels de 1 à N correspondent à des fréquences spatiales de $-1/2\Delta X$ à $1/2\Delta X$, la distance entre deux pixels est $1/X$. On peut alors relier la fréquence $f_{x,n}$ correspondant au pixel numéro n à l'angle α_n correspondant au même pixel : $f_{x,n} = \frac{n}{2X} = \frac{\alpha_n}{\lambda}$. On obtient ainsi la conversion cherchée pour graduer le plan de Fourier angulairement :

$$\alpha_n = \frac{\lambda n}{2X} \quad (\text{A.34})$$

Remarque concernant les valeurs de α :

Lors des simulations, l'algorithme optimise la carte de phase afin d'obtenir la répartition d'amplitude souhaitée, demandée directement en angle. Mais les valeurs possibles pour α sont doublement limitées, pour deux raisons bien différentes.

- i) Tout d'abord, la valeur maximale α_N de α est fixée par le rapport N/X entre le nombre N de pixels et la taille réelle X de la matrice. C'est donc une limitation numérique, qui peut être ajustée par le choix des paramètres.
- ii) La deuxième limitation est la limite de diffraction pour une gaussienne parfaite (phase plane), qui fixe la valeur minimale de α : $\alpha_{diff} = \frac{\lambda}{\pi w}$. C'est cette fois-ci une raison physique qui intervient, le choix de la taille initiale w du faisceau permet de jouer sur la valeur de α_{diff} . Néanmoins, ce choix est dicté par la taille de la valve optique. Pour avoir la meilleure résolution possible sur la carte de phase introduite par la valve, celle-ci doit être remplie de manière optimale par le faisceau. Son diamètre utile de 1 cm impose une taille de faisceau voisine de $w = 3$ mm.

En résumé, les valeurs de α demandées doivent satisfaire la double inégalité suivante :

$$\alpha_{diff} \leq \alpha \leq \alpha_N \quad (\text{A.35})$$

soit :

$$\frac{\lambda}{\pi w} \leq \alpha \leq \frac{\lambda N}{2X} \quad (\text{A.36})$$

Remarque sur l'échantillonnage :

Des problèmes d'échantillonnage (recouvrement de spectre) peuvent survenir lorsqu'on utilise des calculs de transformation de Fourier. Dans notre cas, le problème vient du fait que les tailles du plan initial et du plan de Fourier sont inversement proportionnelles. Pour ne sous-échantillonner aucun des deux plans, il faut établir un compromis entre la taille de la fenêtre initiale (quitte à prendre une valeur supérieure à la dimension utile de la valve) et le nombre de pixels décrivant les deux plans.

Publications

Articles dans des revues internationales avec comité de lecture :

- [1] N. Huot, C. Jonin, N. Sanner, E. Baubeau, E. Audouard, P. Laporte, "High UV average power at 15 kHz by frequency doubling of a copper HyBRID vapor laser in β -barium borate", *Opt. Comm.* **211**, 277-282 (2002).
- [2] F. Druon, N. Sanner, G. Lucas-Leclin, P. Georges, K.P. Hansen, and A. Petersson, "Self-Compression and Raman Soliton Generation in a Photonic Crystal Fiber of 100-fs Pulses Produced by a Diode-Pumped Yb-Doped Oscillator", *Appl. Opt.* **42**, 6768-6770 (2003).
- [3] N. Sanner, N. Huot, E. Audouard, C. Larat, P. Laporte, J.-P. Huignard, "100 kHz diffraction-limited femtosecond laser micromachining", *Appl. Phys. B* **80**, 27-30 (2005).
- [4] N. Sanner, N. Huot, E. Audouard, C. Larat, J.-P. Huignard, B. Loiseaux, "Programmable focal spot shaping of amplified femtosecond laser pulses", *Opt. Lett.* **30**, 1479-1481 (2005).
Cet article a été sélectionné pour apparaître également dans *Virtual Journal of Ultrafast Science*, Vol.4, Issue 7 (2005).
- [5] N. Sanner, N. Huot, E. Audouard, C. Larat, J.-P. Huignard, "Femtosecond laser micromachining with a programmable focal-spot shape", en préparation pour *Appl. Phys. A*.

Articles dans des revues internationales sans comité de lecture :

- [6] R. Le Harzic, N. Sanner, N. Huot, C. Donnet, E. Audouard and P. Laporte, "New methods to control quality and precision of micro-machining with femtosecond lasers", *Proc. SPIE* **5063**, 352-355 (2003)
- [7] N. Sanner, N. Huot, C. Larat, E. Audouard, J. Bourderionnet, A. Brignon, J-P Huignard, P. Laporte, "Programmable femtosecond beam shaping applied to micromachining", *Proc. SPIE* **5249**, 483-489 (2004)
- [8] N. Sanner, N. Huot, E. Audouard, C. Larat, J-P Huignard, "Spatial beam shaping of femtosecond pulses with an optically addressed light valve", *Proc. SPIE* **5708**, 63-70 (2005)

Brevet :

- [9] N. Huot, E. Audouard, N. Sanner, P. Laporte, J.P. Huignard, A. Brignon, J. Bourderionnet, C. Larat, H. Soder, "Procédé laser ultra-bref haute cadence avec conformation dynamique de faisceau", French patent No. 04/O7156 CNRS/Thalès, 29 June 2004.

Conférences internationales à comité de lecture avec publications des actes :

- [10] F. Druon, N. Sanner, G. Lucas-Leclin, F. Balembois, P. Georges, R. Gaumé, B. Viana, G.P. Aka, D. Vivien, K.P. Hansen, and A. Petersson, "Self-compression in a photonic crystal fiber of femtosecond pulses generated by an Yb-doped-apatite laser", *Conference on Lasers and Electro-Optics CLEO 2002*, Post Deadline paper CPDC1, Long Beach (USA), May 2002.
- [11] F. Druon, N. Sanner, G. Lucas-Leclin, P. Georges, J. Dudley, "Self-compression effects and Raman soliton generation in a photonic crystal fiber seeded by a 100-fs-pulsed diode-pumped Yb-doped oscillator", *Advanced Solid State Photonics 2003*, San Antonio (USA), February 2003.
- [12] R. Le Harzic, N. Sanner, N. Huot, C. Donnet, E. Audouard and P. Laporte, "New methods to control quality and precision of micro-machining with femtosecond lasers", *4th International Symposium on Laser precision and Microfabrication, LPM 2003*, Munich (Germany), July 21-24, 2003
- [13] N. Sanner, N. Huot, C. Larat, E. Audouard, J. Bourderionnet, A. Brignon, J-P Huignard, P. Laporte, "Programmable femtosecond beam shaping applied to micromachining", *Optical Systems Design 2003*, Saint-Etienne (France), Sept. 29 – Oct. 3, 2003.
- [14] N. Sanner, N. Huot, E. Audouard and P. Laporte, C. Larat, J. Bourderionnet, A. Brignon and J.-P. Huignard, "Programmable beam shaping of femtosecond pulses", *Conference on Lasers and Electro-Optics CLEO 2004*, Poster Session I, paper CTuP34, San Francisco (USA), May 16-21, 2004.
- [15] N. Sanner, N. Huot, E. Audouard, C. Larat, J-P Huignard, "Spatial beam shaping of femtosecond pulses with an optically addressed light valve", *Photonics West LASE 2005*, San José (USA), January 2005.
- [16] N. Sanner, N. Huot, E. Audouard, C. Larat, J-P Huignard, "Spatial beam shaping of femtosecond laser pulses : application to micromachining and photowriting", *Conference on Lasers and Electro-Optics CLEO 2005*, paper CThV2, session Femtosecond Micromachining I, Baltimore (USA), May 2005.

Conférences internationales sans actes :

- [17] S. Valette, N. Sanner, A. Mermillod-Blondin, N. Huot and E. Audouard, R. Fortunier, R. Stoian, "Micro-machining with femtosecond lasers : role of the thermal effects and importance of the beam shaping", *2nd European Conference on Applications of Femtosecond Lasers in Material Science Femtomat 2004*, Bad-Kleinkirchheim (Austria), February 25-28, 2004.
- [18] N. Sanner, N. Huot, E. Audouard, C. Larat, J. Bourderionnet, A. Brignon, P. Laporte, J.-P. Huignard, "Laser micromachining with programmable femtosecond beam shaping", *First Russian-French Laser Physics Workshop for Young Scientists*, St. Petersburg (Russia), July 3-9, 2004.
- [19] E. Audouard, N. Sanner, N Huot, P. Laporte, C. Larat, J. Bourderionnet, A. Brignon, J.-P. Huignard, "Beam shaping for fs process control", *Gordon Research Conference : Laser interaction with materials*, Andover (USA) August 1-6, 2004.

Références bibliographiques

1. C. Momma, S. Nolte, G. Kamlage, F.v. Alvensleben, and A. Tunnermann, *Beam delivery of femtosecond laser irradiation by diffractive optical elements*, Appl. Phys. A **67**, 517 (1998).
2. M.M. Wefers and K.A. Neslon, *Analysis of programmable ultrashort waveform generation using liquid-crystal spatial light modulators*, J. Opt. Soc. Am. B **12**, 1343 (1995).
3. A.M. Weiner, *Femtosecond pulse shaping using spatial light modulators*, Rev. Sci. Instr. **71**, 1929 (2000).
4. C. Dorrer, *Caractérisation et modulation d'impulsions laser femtoseconde*, Thèse de Doctorat, Ecole Polytechnique (1999).
5. D. Strickland and G. Mourou, *Compression of amplified chirped optical pulses*, Opt. Comm. **26**, 219 (1985).
6. Documentation sur les systèmes laser Vitesse et RegA (Coherent).
7. K. Ballüder, M.R. Taghizadeh, H. McInnes, and T.H.Bett, *Diffractive optical elements for intra-cavity beam shaping of laser modes*, J. Mod. Opt. **47**, 2421 (2000).
8. J.R. Leger, D. Chen, and Z. Wang, *Diffractive optical element for mode shaping of a Nd :YAG laser*, Opt. Lett. **19**, 108 (1994).
9. J. Cordingley, *Application of binary diffractive optic for beam shaping in semiconductor processing by lasers*, Appl. Opt. **32**, 2538 (1993).
10. N. Huot, *Etude de BaTiO₃:Rh photoréfractif à 1.06 μ m et application à la correction dynamique de front d'onde par conjugaison de phase*, Thèse de Doctorat, Université Paris XI Orsay (1999).
11. U. Efron, *Spatial Light Modulator Technology* (Marcel Dekker, New York, 1994).
12. J.C. Dainty, A.V. Koryabin, and A.V. Kudryashov, *Low-order adaptive deformable mirror*, Appl. Opt. **37**, 4663 (1998).
13. J.A. Davis, J. Guertin, and D.M. Cottrell, *Diffractive-free beams generated with programmable spatial light modulators*, Appl. Opt. **32**, 6368 (1993).

14. N. Chattrapiban, E.A. Rogers, D. Cofield, W.T. Hill, and R. Roy, *Generation of non-diffracting Bessel beams by use of a spatial light modulator*, Opt. Lett. **28**, 2183 (2003).
15. P. Aubourg, J.P. Huignard, M. Hareng, and R.A. Mullen, *Liquid crystal light valve using bulk monocrystalline B12SiO20 as the photoconductive material*, Appl. Opt. **21**, 3706 (1982).
16. F.H. Li, N. Mukhozaka, N. Yoshida, Y. Igasaki, H. Toyoda, T. Inoue, Y. Kobayashi, and T. Hara, *Phase modulation characteristics analysis of optically-addressed parallel-aligned nematic liquid crystal phase-only spatial light modulator combined with a liquid crystal display*, Opt. Rev. **5**, 174 (1998).
17. J. Gourlay, G.D. Love, P.M. Birch, R.M. Sharples, and A. Purvis, *A real-time closed-loop liquid crystal adaptive optics system: first results*, Opt. Comm. **137**, 17 (1997).
18. A.V. Kudryashov, J. Gonglewski, S. Browne, and R. Highland, *Liquid crystal phase modulator for adaptive optics. Temporal performance characterization*, Opt. Comm. **141**, 247 (1997).
19. V. Bagnoud and J.D. Zuegel, *Independent phase and amplitude control of a laser beam by use of a single-phase-only spatial light modulator*, Opt. Lett. **29**, 293 (2004).
20. S. Bergamini, B. Darquié, M. Jones, L. Jacubowicz, A. Browaeys, and P. Grangier, *Holographic generation of microtrap arrays for single atoms*, J. Opt. Soc. Am. B **21**, 1889 (2004).
21. P.M. Prieto, E.J. Fernandez, S. Manzanera, and P. Artal, *Adaptive optics with a programmable phase modulator : applications in the human eye*, Opt. Express **12**, 4059 (2004).
22. J. Bourderionnet, *Correction des aberrations et mise en forme spatiale d'un faisceau laser par contrôle de phase intracavité*, Thèse de Doctorat, Université Paris V (2001).
23. F. Druon, G. Cheriaux, J. Faure, T. Nees, W. Nantal, A. Maksimchuk, G. Mourou, J.C. Chanteloup, and G. Vdovin, *Wavefront correction of femtosecond terawatt lasers by deformable mirrors*, Opt. Lett. **23**, 1043 (1998).
24. J. Queneuille, F. Druon, A. Maksimchuk, G. Cheriaux, G. Mourou, and K. Nemoto, *Second-harmonic generation and wave-front correction of a terawatt laser system*, Opt. Lett. **25**, 508 (2000).
25. H. Baumhacker, G. Pretzler, K.J. Witte, M. Hegelich, M. Kaluza, S. Karsch, A. Kudryashov, V. Samarkin, and A. Roukossouev, *Correction of strong phase and amplitude modulations by two deformable mirrors in a multistaged Ti:sapphire laser*, Opt. Lett. **27**, 1570 (2002).

26. A. Aleksandrov, S. Busch, U. Eichmann, E. Gubbini, M.P. Kalachnikov, A. Kudryashov, P.V. Nickles, M. Schnurer, H. Schonengel, and S.T. Avetisyan, *Application of an adaptive mirror system for high intensity experiments with MBI multi-terawatt Ti:sapphire laser*, CLEO Europe 2003, Munich (2003).
27. M.D. Perry, D. Pennington, B.C. Stuart, G. Tietbohl, J.A. Britten, C. Brown, S. Herman, B. Golick, M. Kartz, J. Miller, H.T. Powell, M. Vergino, and V. Yanovsky, *Petawatt laser pulses*, Opt. Lett. **24**, 160 (1999).
28. B. Wattellier, J. Fuchs, J.P. Zou, K. Abdeli, H. Pépin, and C. Haefner, *Repetition rate increase and diffraction-limited focal spots for a nonthermal-equilibrium 100-TW Nd :glass laser chain by use of adaptive optics*, Opt. Lett. **29**, 2494 (2004).
29. B. Wattellier, *Amélioration des performances des chaînes lasers solides utilisant l'amplification à dérive de fréquence : nouveaux réseaux de diffraction à haute tenue au flux et mise en forme programmable de faisceaux lasers par modulation de la phase spatiale*, Thèse de Doctorat, Ecole Polytechnique, Palaiseau (2001).
30. T.A. Planchon, P. Mercère, G. Chériaux, and J.-P. Chambaret, *Off-axis aberration compensation of focusing with spherical mirrors using deformable mirrors*, Opt. Comm. **216**, 25 (2003).
31. T.A. Planchon, J.-P. Rousseau, F. Burgy, G. Chériaux, and J.-P. Chambaret, *Adaptive wavefront correction on a 100-TW/10-Hz chirped pulse amplification laser and effect of residual wavefront on beam propagation*, Opt. Comm. **252**, 222 (2005).
32. J.C. Chanteloup, *Nearly diffraction-limited laser focal spot obtained by use of an optically addressed light valve in an adaptive-optics loop*, Opt. Lett. **23**, 475 (1998).
33. N. Sanner, N. Huot, E. Audouard, C. Larat, P. Laporte, and J.-P. Huignard, *100-kHz diffraction-limited femtosecond laser micromachining*, Appl. Phys. B **80**, 27 (2005).
34. M. Born and E. Wolf, *Principles of Optics* (Pergamon Press, Oxford, 1980).
35. N. Sanner, N. Huot, C. Larat, E. Audouard, J. Bourderionnet, A. Brignon, J.P. Huignard, and P. Laporte, *Programmable femtosecond beam shaping applied to micromachining*, Proc. SPIE **5249**, 483 (2004).
36. N. Sanner, N. Huot, E. Audouard, C. Larat, and J.P. Huignard, *Spatial beam shaping of femtosecond pulses with an optically addressed light valve*, Proc. SPIE **5708**, 63 (2005).
37. B. Wattellier, J. Fuchs, J.P. Zou, J.C. Chanteloup, H. Bandulet, P. Michel, C. Labaune, S. Depierreux, A. Kudryashov, and A. Aleksandrov, *Generation of a single hot spot by use of a deformable mirror and study of its propagation in an underdense plasma*, J. Opt. Soc. Am. B **20**, 1632 (2003).

38. J.C. Chanteloup, *Contrôle et mise en forme des fronts de phase et d'énergie d'impulsions laser brèves ultra-intenses*, Thèse de Doctorat, Ecole Polytechnique, Palaiseau (1998).
39. K. Nemoto, T. Fujii, N. Goto, T. Nayuki, and Y. Kanai, *Transformation of a laser beam intensity profile by a deformable mirror*, Opt. Lett. **21**, 168 (1996).
40. O. Boyko, T.A. Planchin, P. Mercère, C. Valentin, and P. Balcou, *Adaptive shaping of focused intense laser beam into a doughnut mode*, Opt. Comm. **246**, 131 (2004).
41. C. Dorrer, F. Salin, F. Verluise, and J.P. Huignard, *Programmable phase control of femtosecond pulses using a non pixellated spatial light modulator*, Opt. Lett. **23**, 709 (1998).
42. J. Bourderionnet, A. Brignon, J.-P. Huignard, A. Delboulbe, and B. Loiseaux, *Spatial mode control of a diode-pumped NdYAG laser by an intracavity liquid-crystal light valve*, Opt. Lett. **26**, 1958 (2001).
43. B. Wattellier, C. Sauteret, J.C. Chanteloup, and A. Migus, *Beam-focus shaping by use of programmable phase-only filters : application to an ultralong focal line*, Opt. Lett. **27**, 213 (2002).
44. J.W. Goodman, *Introduction to Fourier Optics*, Second Edition (McGraw-Hill, New York, 1996).
45. R.W. Gerchberg and W.O. Saxton, *A practical algorithm for the determination of phase image and diffraction plane pictures*, Optik (Stuttgart) **35**, 237 (1972).
46. J.S. Liu and M.R. Taghizadeh, *Iterative algorithm for the design of diffractive phase elements for laser beam shaping*, Opt. Lett. **27**, 1463 (2002).
47. A.E. Siegman, *Lasers* (University Science Books, Mill Valley CA, 1986).
48. N. Sanner, N. Huot, E. Audouard, C. Larat, J.-P. Huignard, and B. Loiseaux, *Programmable focal spot shaping of amplified femtosecond laser pulses*, Opt. Lett. **30**, 1479 (2005).
49. N. Sanner, N. Huot, E. Audouard, P. Laporte, C. Larat, J. Bourderionnet, A. Brignon, and J.P. Huignard, *Programmable beam shaping of femtosecond pulses*, CLEO 2004, Poster Session I, paper CTuP34, San Francisco, CA (2004).
50. N. Sanner, N. Huot, E. Audouard, C. Larat, and J.P. Huignard, *Spatial beam shaping of femtosecond laser pulses : application to micromachining and photowriting*, CLEO 2005, paper CThV2, Baltimore, MD (2005).
51. F.M. Dickey and S.C. Holswade, *Gaussian laser beam profile shaping*, Opt. Eng. **35**, 3285 (1996).

52. N. Huot, E. Audouard, N. Sanner, P. Laporte, H. Soder, J.P. Huignard, A. Brignon, J. Bourderionnet, and C. Larat, *Procédé laser ultra-bref haute cadence avec conformation dynamique de faisceau*, French Patent n° 04 07156 CNRS/Thalès (2004).
53. C.V. Shank, R. Yen, and C. Hirlimann, *Time-resolved reflectivity measurements of femtosecond-optical-pulse-induced phase transitions in silicon*, Phys. Rev. Lett. **50**, 454 (1983).
54. C.V. Shank, R. Yen, and C. Hirlimann, *Femtosecond-time-resolved surface structural dynamics of optically excited silicon*, Phys. Rev. Lett. **51**, 900 (1983).
55. K. Sokolowski-Tinten, J. Bialkowski, and D.v.d. Linde, *Ultrafast laser-induced order-disorder transitions in semiconductors*, Phys. Rev. B **51**, 14186 (1995).
56. W.H. Knox, C. Hirlimann, D.A.B. Miller, J. Shah, D.S. Chemla, and C.V. Shank, *Femtosecond excitation of nonthermal carrier population in GaAs quantum wells*, Phys. Rev. Lett. **56**, 1191 (1986).
57. S.K. Sundaram and E. Mazur, *Inducing and probing non thermal transitions in semiconductors using femtosecond laser pulses*, Nature Materials **1**, 217 (2002).
58. J.P. Callan, *Ultrafast dynamics and phase changes in solids excited by femtosecond laser pulses*, Thèse de Doctorat, Harvard University (2000).
59. B. Rethfeld, K. Sokolowski-Tinten, D.v.d. Linde, and S.I. Anisimov, *Timescales in the response of materials to femtosecond laser excitation*, Appl. Phys. A **79**, 767 (2004).
60. R. LeHarzic, *Etude des procédés laser femtoseconde pour le micro-usinage à effets thermiques limités*, Thèse de Doctorat, Université Jean Monnet, Saint-Etienne (2003).
61. B.C. Stuart, M.D. Feit, S. Herman, A.M. Rubenchik, B.W.Shore, and M.D. Perry, *Optical ablation by high-power short pulses lasers*, J. Opt. Soc. Am. B **13**, 459 (1996).
62. E.G. Gamaly, A.V. Rode, B. Luther-Davies, and V.T. Tikhonchuk, *Ablation of solids by femtosecond laser : ablation mechanism and ablation thresholds for metals and diélectrics*, Phys. of Plasmas **949** (2002).
63. B.C. Stuart, M.D. Feit, A.M. Rubenchik, B.W.Shore, and M.D. Perry, *Laser-induced damage in dielectrics with nanosecond to subpicosecond pulses*, Phys. Rev. Lett. **74**, 2248 (1995).
64. R.M. Wood, *Laser damage in optical materials* (Hilger, Boston, 1986).
65. J.H. Campbell, F. Rainer, M. Kozlowski, C.R. Wolfe, I. Thomas, and F. Milanovich, *in Laser induced damage in optical materials*, SPIE **1441**, 444 (1990).

66. S.I. Anisimov, B.L. Kapeliovich, and T.L. Perlman, *Electron emission from metal surfaces exposed to ultrashort laser pulses*, Sov. Phys., JETP **39**, 375 (1974).
67. S. Valette, *Effets thermiques dus à l'interaction laser-matière dans les métaux en régime femtoseconde*, Université Jean Monnet, Saint-Etienne (2003).
68. J. Hohlfeld, *Ultrafast electron-, lattice- and spin- dynamics in metals*, Thèse de Doctorat, Frei Universität, Berlin (1998).
69. M. Lenzner, J. Krüger, S. Sartania, Z. Cheng, C. Spielmann, G. Mourou, W. Kautek, and F. Krausz, *Femtosecond optical breakdown in dielectrics*, Phys. Rev. Lett. **80**, 4076 (1998).
70. C. Kittel, *Solid state physics* (Masson, 1969).
71. N.W. Ashcroft and N.D. Mermin, *Solid state physics* (Cornell University, 1976).
72. B. Rethfeld, A. Kaiser, M. Vicanek, and G. Simon, *Ultrafast dynamics of nonequilibrium electrons in metals under femtosecond laser irradiation*, Phys. Rev. B **65**, 214303 (2002).
73. S.-S. Wellershof, J. Hohfeld, J. Güdde, and E. Matthias, *The role of electron-phonon coupling in femtosecond laser damage of metals*, Appl. Phys. A **69**, 99 (1999).
74. P.B. Corkum, F. Brunel, N.K. Sherman, and T. Srinivasan-Rao, *Thermal response of metals to ultrashort-pulse laser excitation*, Phys. Rev. Lett. **61**, 2886 (1988).
75. A.P. Kanavin, I.V. Smetanin, V.A. Isakov, Y.V. Afanasiev, B.N. Chichkov, B. Wellegehausen, S. Nolte, C. Momma, and A. Tünnermann, *Heat transport in metals irradiated by ultrashort laser pulses*, Phys. Rev. B **57**, 14698 (1998).
76. A. Luft, U. Franz, A. Emsermann, and J. Kaspar, *A study of thermal and mechanical defects on materials induced by pulsed laser drilling*, Appl. Phys. A **63**, 93 (1996).
77. R. LeHarzic, N. Huot, E. Audouard, C. Jonin, P. Laporte, S. Valette, A. Fraczkiewicz, and R. Fortunier, *Comparison of heat-affected zones due to nanosecond and femtosecond laser pulses using transmission electronic microscopy*, Appl. Phys. Lett. **80**, 3886 (2002).
78. S. Valette, E. Audouard, R. LeHarzic, N. Huot, P. Laporte, and R. Fortunier, *Heat affected zone in aluminium single crystals submitted to femtosecond laser irradiations*, Appl. Surf. Sci. **239**, 381 (2005).
79. J.-P. Colombier, *Théorie et simulation de l'interaction des impulsions laser ultracourtes à flux modéré avec un solide métallique*, Thèse de Doctorat, Université Jean Monnet, Saint-Etienne (2005).

80. J.-P. Colombier, P. Combis, F. Bonneau, R. LeHarzic, and E. Audouard, *Hydrodynamic simulations of metal ablation by femtosecond laser irradiation*, Phys. Rev. B **71**, 165406 (2005).
81. D.v.d. Linde, K. Solkolowski-Tinten, and J. Bialkowski, *Laser-solid interaction in the femtosecond regime*, Appl. Surf. Sci. **109/110**, 1 (1997).
82. L.V. Keldysh, *Ionisation in the field of a strong electromagnetic wave*, Sov. Phys., JETP **20**, 1307 (1965).
83. D. Du, X. Liu, G. Korn, J. Squier, and G. Mourou, *Laser-induced breakdown by impact ionization in SiO₂ with pulse widths from 7 ns to 150 fs*, Appl. Phys. Lett. **64**, 3071 (1994).
84. K.K. Thornber, *Applications of scaling to problems in high-field electronic transport*, J. Appl. Phys. **52**, 279 (1981).
85. B.C. Stuart, M.D. Feit, S. Herman, A.M. Rubenchik, B.W.Shore, and M.D. Perry, *Nanosecond-to-femtosecond laser-induced breakdown in dielectrics*, Phys. Rev. B **53**, 1749 (1996).
86. C.B. Schäffer, A. Brodeur, and E. Mazur, *Laser-induced breakdown and damage in bulk transparent materials induced by tightly focused femtosecond laser pulses*, Meas. Sci. Technol. **12**, 1784 (2001).
87. M. Li, S. Menon, J.P. Nibarger, and G.N. Gibson, *Ultrafast electron dynamics in femtosecond optical breakdown of dielectrics*, Phys. Rev. Lett. **82**, 2394 (1999).
88. A.C. Tien, S. Backus, H. Kapteyn, M. Murnane, and G. Mourou, *Damage in transparent materials as a function of pulse duration*, Phys. Rev. Lett. **82**, 3883 (1999).
89. J.W. Chan, T. Huser, S. Risbud, and D.M. Krol, *Structural changes in fused silica after exposure to focused femtosecond laser pulses*, Opt. Lett. **26**, 1726 (2001).
90. J.W. Chan, T. Huser, S. Risbud, and D.M. Krol, *Modification of the fused silica network associated with waveguide fabrication using femtosecond laser pulses*, Appl. Phys. A **76**, 367 (2003).
91. K.M. Davis, K. Miura, N. Sugimoto, and K. Hirao., *Writing waveguides in glass with a femtosecond laser*, Opt. Lett. **21**, 1729 (1996).
92. K. Miura, J. Qiu, H. Inouye, and T. Mitsuyu, *Photowritten optical waveguides in various glasses with ultrashort pulse laser*, Appl. Phys. Lett. **71**, 3329 (1997).
93. K. Hirao and K. Miura, *Writing waveguides and gratings in silica and related materials by a femtosecond laser*, J. Non-Cryst. Solids **239**, 91 (1998).

94. S. Sen and J.E. Dickinson, *Ab initio molecular dynamics simulation of femtosecond laser-induced structural modification in vitreous silica*, Phys. Rev. B **68**, 214204 (2003).
95. A.M. Streltsov and N.F. Borelli, *Study of femtosecond-laser-written waveguides in glass*, J. Opt. Soc. Am. B **19**, 2496 (2002).
96. S. Nolte, M. Will, B.N. Chichkov, and A. Tünnermann, *Waveguides produced by ultra-short laser pulses inside glasses and crystals*, Proc. SPIE **4637**, 188 (2002).
97. O.M. Efimov, L.B. Glebov, K.A. Richardson, E.V. Stryland, T. Cardinal, S.H. Park, M. Couzi, and J.L. Brunéel, *Waveguide writing in chalcogenide glasses by a train of femtosecond laser pulses*, Opt. Mat. **17**, 379 (2001).
98. G. Petite, P. Daguzan, S. Guizard, and P. Martin, *Ultrafast processes in laser irradiated wide bandgap insulators*, Appl. Surf. Sci. **109/110**, 36 (1997).
99. M. Will, S. Nolte, B.N. Chichkov, and A. Tünnermann, *Optical properties of waveguides fabricated in fused silica by femtosecond laser pulses*, Appl. Opt. **41**, 4360 (2002).
100. B. Poumellec, L. Sudrie, M. Franco, B. Prade, and A. Mysyrowicz, *Femtosecond laser irradiation stress induced in pure silica*, Opt. Express **11**, 1070 (2003).
101. T. Gorelik, M. Will, S. Nolte, A. Tünnermann, and U. Glatzel, *Transmission electron microscopy studies of femtosecond laser induced modifications in quartz*, Appl. Phys. A **76**, 309 (2003).
102. L. Sudrie, M. Franco, B. Prade, and A. Mysyrowicz, *Writing of permanent birefringent microlayers in bulk fused silica with femtosecond laser pulses*, Opt. Comm. **171**, 279 (1999).
103. L. Sudrie, M. Franco, B. Prade, and A. Mysyrowicz, *Study of damage in fused silica induced by ultra-short IR pulses*, Opt. Comm. **191**, 333 (2001).
104. E. Glezer, M. Milosavljevic, L. Huang, R.J. Finlay, T.H. Herr, J.P. Callan, and E. Mazur, *Three-dimensional optical storage inside transparent materials*, Opt. Lett. **21**, 2023 (1996).
105. E. Glezer and E. Mazur, *Ultrafast-laser driven microexplosions in transparent materials*, Appl. Phys. Lett. **71**, 882 (1997).
106. R. Osellame, N. Chiodo, V. Maselli, A. Yin, M. Zavelani-Rossi, G. Cerullo, P. Laporta, L. Aiello, S.D. Nicola, P. Ferraro, A. Finizio, and G. Pierattini, *Optical properties of waveguides written by a 26 MHz stretched cavity Ti:sapphire femtosecond oscillator*, Opt. Express **13**, 612 (2005).
107. X.R. Zhang, X. Xu, and A.M. Rubenchik, *Simulation of microscale densification during femtosecond laser processing of dielectric materials*, Appl. Phys. A **79**, 945 (2004).

108. J.W. Chan, T. Huser, S. Risbud, J.S. Hayden, and D.M. Krol, *Waveguide fabrication in phosphate glasses using femtosecond laser pulses*, Appl. Phys. Lett. **82**, 2371 (2003).
109. J. Siegel, J.M. Fernandez-Navarro, A. Garcia-Navarro, V. Diez-Blanco, O. Sanz, J. Solis, F. Vega, and J. Armangol, *Waveguide structures in heavy metal oxided glass written with femtosecond laser pulses above the critical self-focusing threshold*, Appl. Phys. Lett. **86**, 121109 (2005).
110. F. Vega, J. Armengol, V. Diez-Blanco, J. Siegel, J. Solis, B. Barcones, A. Perez-Rodriguez, and P. Loza-Alvarez, *Mechanisms of refractive index modification during femtosecond laser writing of waveguides in alkaline lead-oxide silicate glass*, Appl. Phys. Lett. **87**, 021109 (2005).
111. A. Zoubir, C. Lopez, M. Richardson, and K. Richardson, *Femtosecond laser fabrication of tubular waveguides in poly(methyl methacrylate)*, Opt. Lett. **29**, 1840 (2004).
112. C.B. Schäffer, A.O. Jamison, and E. Mazur, *Morphology of femtosecond laser-induced structural changes in bulk transparent materials*, Appl. Phys. Lett. **84**, 1441 (2004).
113. C.B. Schäffer, *Interaction of femtosecond laser pulses with transparent materials*, Ph.D. Thesis, Harvard University, Cambridge (2001).
114. M. Lenzner, J. Krüger, W. Kautek, and F. Krausz, *Incubation of laser ablation in fused silica with 5-fs pulses*, Appl. Phys. A **69**, 465 (1999).
115. D. Ashkenasi, M. Lorenz, R. Stoian, and A. Rosenfeld, *Surface damage threshold and structuring of dielectrics using femtosecond laser pulses : the role of incubation*, Appl. Surf. Sci. **150**, 101 (1999).
116. R. Stoian, *Investigation of the dynamics of material removal in ultrashort pulsed laser ablation of dielectrics*, Ph.D. Thesis, Freie Universität, Berlin (2000).
117. M. Sakakura and M. Terazima, *Oscillation of the refractive index at the focal region of a femtosecond laser pulse inside a glass*, Opt. Lett. **29**, 1548 (2004).
118. C.B. Schäffer, J.F. Garcia, and E. Mazur, *Bulk heating of transparent materials using a high-repetition-rate femtosecond laser*, Appl. Phys. A **76**, 351 (2003).
119. S.M. Eaton, H. Zhang, P.R. Herman, F. Yoshino, L. Shah, J. Bovatsek, and A.Y. Arai, *Heat accumulation effects in femtosecond laser-written waveguides with variable repetition rate*, Opt. Express **13**, 4708 (2005).
120. L. Shah, A.Y. Arai, S.M. Eaton, and P.R. Herman, *Waveguide writing in fused silica with a femtosecond fiber laser at 522 nm and 1 MHz repetition rate*, Opt. Express **13**, 1999 (2005).

121. M. Lenzner, J. Krüger, W. Kautek, and F. Krausz, *Precision laser ablation of dielectrics in the 10-fs regime*, Appl. Phys. A **68**, 369 (1999).
122. S. Nolte, C. Momma, H. Jacobs, A. Tunnermann, B.N. Chichkov, B. Wellegehausen, and H. Welling, *Ablation of metals by ultrashort laser pulses*, J. Opt. Soc. Am. B **14**, 2716 (1997).
123. K. Furusawa, K. Takahashi, H. Kumagai, K. Midorikawa, and M. Obara, *Ablation characteristics of Au, Ag and Cu metals using a femtosecond Ti:Sapphire laser*, Appl. Phys. A **69**, S359 (1999).
124. S. Preuss, A. Demchuk, and M. Stuke, *Sub-picosecond UV laser ablation of metals*, Applied Physics A **61**, 33 (1995).
125. C. Momma, B.N. Chichkov, S. Nolte, F.V. Alvensleben, A. Tunnermann, H. Welling, and B. Wellegehausen, *Short pulse laser ablation of solid targets*, Opt. Comm. **129**, 134 (1996).
126. Y. Jee, M.F. Becker, and R.F. Walser, *Laser-induced damage on single-crystal metal surfaces*, J. Opt. Soc. Am. B **5**, 648 (1998).
127. R. Stoian, *Coulomb explosion in ultrashort pulsed laser ablation of Al₂O₃*, Phys. Rev. B **62**, 13167 (2000).
128. D. Ashkenasi, R. Stoian, and A. Rosenfeld, *Single and multiple ultrashort laser ablation threshold of Al₂O₃ (corundum) at different etch phases*, Appl. Surf. Sci. **154-155**, 40 (2000).
129. G. Petite, *Absorption et relaxation de l'énergie dans les interactions laser-solide*, Rapport CEA (2000).
130. F. Korte, S. Adams, A. Egbert, C. Fallnich, A. Ostendorf, S. Nolte, M. Will, J. Ruske, B.N. Chichkov, and A. Tünnermann, *Sub-diffraction limited structuring of solid targets with femtosecond laser pulses*, Opt. Express **7**, 41 (2000).
131. P.P. Pronko, S.K. Dutta, J. Squier, J.V. Rudd, D. Du, and G. Mourou, *Machining of sub-micron holes using a femtosecond laser at 800 nm*, Opt. Comm. **114**, 106 (1995).
132. R.S. Taylor, C. Hnatovsky, E. Simova, D.M. Rayner, V.R. Bhardwaj, and P.B. Corkum, *Femtosecond laser fabrication of nanostructures in silica glass*, Opt. Lett. **28**, 1043 (2003).
133. P.S. Banks, M.D. Feit, A.M. Rubenchik, B.C. Stuart, and M.D. Perry, *Materials effects in ultrashort pulse laser drilling of metals*, Appl. Phys. A **69**, S377 (1999).
134. N.H. Rizvi, *Femtosecond laser micromachining : Current status and applications*, Laser Precision Microfabrication, München, Germany (2002).

135. M. Meunier, B. Fiset, A. Houle, A.V. Kabashin, S.V. Broude, and P. Miller, *Processing of metals and semiconductors by a femtosecond laser-based microfabrication system*, Proc. SPIE **4978**, 167 (2003).
136. L. Mourier, O. Mazuyer, A.A. Lubrecht, and C. Donnet, *Transient increase of film thickness in micro-textured EHL contacts*, Tribology International, in press (2005).
137. S. Valette, P. Steyer, L. Richard, B. Forest, C. Donnet, and E. Audouard, *Influence of femtosecond laser marking on the corrosion resistance of stainless steels*, accepté à Appl. Surf. Sci. (2005).
138. F. Costache, S. Kouteva-Arguirova, and J. Reif, *Sub-damage threshold femtosecond laser ablation from crystalline Si: surface nanostructures and phase transformation*, Appl. Phys. A **79**, 1429 (2004).
139. J. Krüger, W. Kautek, M. Lenzner, S. Sartania, C. Spielmann, and F. Krausz, *Laser micromachining of barium aluminium borosilicate glass with pulse durations between 20 fs and 3 ps*, Appl. Surf. Sci. **127-129**, 892 (1998).
140. F. Costache, M. Henyk, and J. Reif, *Surface patterning on insulators upon femtosecond laser ablation*, Appl. Surf. Sci. **202-209**, 486 (2004).
141. J. Reif, F. Costache, M. Henyk, and S.V. Pandelov, *Ripples revisited : non-classical morphology at the bottom of femtosecond laser ablation craters in transparent dielectrics*, Appl. Surf. Sci. **197-198**, 891 (2002).
142. M.Y. Shen, C.H. Crouch, J.E. Carey, and E. Mazur, *Femtosecond laser-induced formation of submicrometer spikes on silicon in water*, Appl. Phys. Lett. **85**, 5694 (2004).
143. J.E. Carey, C.H. Crouch, M. Shen, and E. Mazur, *Visible and near-infrared responsivity of femtosecond-laser microstructured silicon photodiodes*, Opt. Lett. **30**, 1773 (2005).
144. D. Homoelle, S. Wielandy, A.L. Gaeta, N.F. Borrelli, and C. Smith., *Infrared photosensitivity in silica glasses exposed to femtosecond laser pulses*, Opt. Lett. **24**, 1311 (1999).
145. C.B. Schaffer, A. Brodeur, J.F. Garca, and E. Mazur., *Micromachining bulk glass by use of femtosecond laser pulses with nanojoule energy*, Opt. Lett. **26**, 93 (2001).
146. G. Cerullo, R. Osellame, S. Taccheo, M. Marangoni, D. Polli, R. Ramponi, P. Laporta, and S. DeSilvestri, *Femtosecond micromachining of symmetric waveguides at 1.5 μm by astigmatic beam focusing*, Opt. Lett. **27**, 1938 (2002).
147. S. Nolte, M. Will, J. Burghoff, and A. Tünnermann, *Femtosecond waveguide writing : a new avenue to three-dimensional integrated optics*, Appl. Phys. A **77**, 109 (2003).

148. A. Kowalewicz, V. Sharma, E. Ippen, J. Fujimoto, and K. Minoshima, *Three-dimensional photonic devices fabricated in glass by use of a femtosecond laser oscillator*, Opt. Lett. **30**, 1060 (2005).
149. W. Watanabe, T. Asano, K. Yamada, K. Itoh, and J. Nishii, *Wavelength division with three-dimensional couplers fabricated by filamentation of femtosecond laser pulses*, Opt. Lett. **28**, 2491 (2003).
150. R. Osellame, S. Taccheo, M. Marangoni, R. Ramponi, P. Laporta, D. Polli, S. DeSilvestri, and G. Cerullo, *Femtosecond writing of active optical waveguides with astigmatic shaped beams*, J. Opt. Soc. Am. B **20**, 1559 (2003).
151. M. Kamata and M. Obara, *Control of the refractive index change in fused silica glasses induced by a loosely focused femtosecond laser*, Appl. Phys. A **78**, 85 (2004).
152. A.M. Streltsov and N.F. Borelli, *Fabrication and analysis of a directional coupler written in glass by nanojoule femtosecond laser pulses*, Opt. Lett. **26**, 42 (2001).
153. K. Minoshima, A. Kowalewicz, I. Hartl, E. Ippen, and J. Fujimoto, *Photonic device fabrication in glass by use of nonlinear materials processing with a femtosecond laser oscillator*, Opt. Lett. **26**, 1516 (2001).
154. S. Taccheo, G. DellaValle, R. Osellame, G. Cerullo, N. Chiodo, P. Laporta, O. Svelto, A. Killi, U. Morgner, M. Lederer, and D. Kopf, *Er:Yb-doped waveguide laser fabrication by femtosecond laser pulses*, Opt. Lett. **29**, 2626 (2004).
155. K. Miura, H. Inouye, J. Qiu, T. Mitsuyu, and K. Hirao, *Optical waveguides induced in inorganic glasses by a femtosecond laser*, Nuclear Instruments and Methods in Physics Research B **141**, 726 (1998).
156. L. Tong, R.R. Gattass, I. Maxwell, J.B. Ashcom, and E. Mazur, *Optical loss measurements in femtosecond laser written waveguides in glass*, Opt. Comm., in press (2005).
157. K. Minoshima, A. Kowalewicz, E. Ippen, and J. Fujimoto, *Fabrication of coupled mode photonic devices in glass by nonlinear femtosecond laser materials processing*, Opt. Express **10**, 645 (2002).
158. A. Zoubir, M. Richardson, C. Rivero, A. Schulte, C. Lopez, K. Richardson, N. Hö, and R. Vallée, *Direct femtosecond laser writing of waveguides in As₂S₃ thin films*, Opt. Lett. **29**, 748 (2004).
159. L. Shah, J. Tawney, M. Richardson, and K. Richardson, *Self-focusing during femtosecond micromachining of silicate glasses*, IEEE J. Quantum Electron. **40**, 57 (2004).
160. A.H. Nejadmalayeri, P.R. Herman, J. Burghoff, M. Will, S. Nolte, and A. Tünnermann, *Inscription of optical waveguides in crystalline silicon by mid-infrared femtosecond laser pulses*, Opt. Lett. **30**, 964 (2005).

161. S.H. Cho, K. Midorikawa, and M. Obara, *Fabrication of double cladding structure in optical multimode fibers using plasma channelling excited by a high-intensity femtosecond laser*, Opt. Comm. **168**, 287 (1999).
162. T. Nagata, M. Kamata, and M. Obara, *Optical waveguide fabrication with double pulse femtosecond lasers*, Appl. Phys. Lett. **86**, 251103 (2005).
163. K. Yamada, W. Watanabe, T. Toma, and K. Itoh, *In situ observation of photoinduced refractive-index changes in filaments formed in glass by femtosecond laser pulses*, Opt. Lett. **26**, 19 (2001).
164. K. Yamada, W. Watanabe, J. Nishii, and K. Itoh, *Anisotropic refractive-index change in silica glass induced by self-trapped filament of linearly polarized femtosecond laser pulses*, J. Appl. Phys **93**, 1889 (1998).
165. T. Pertsch, U. Peschel, F. Lederer, J. Burghoff, M. Will, S. Nolte, and A. Tünnermann, *Discrete diffraction in two-dimensional arrays of coupled waveguides in silica*, Opt. Lett. **29**, 468 (2004).
166. R. Osellame, N. Chiodo, G. DellaValle, S. Taccheo, R. Ramponi, G. Cerullo, A. Killi, U. Morgner, M. Lederer, and D. Kopf, *Optical waveguide writing with a diode-pumped femtosecond oscillator*, Opt. Lett. **29**, 1900 (2004).
167. G. DellaValle, R. Osellame, N. Chiodo, S. Taccheo, G. Cerullo, P. Laporta, A. Killi, U. Morgner, M. Lederer, and D. Kopf, *C-band waveguide amplifier produced by femtosecond laser writing*, Opt. Express **13**, 5976 (2005).
168. F. Vega, J. Armengol, V. Diez-Blanco, J. Siegel, J. Solis, B. Barcones, A. Pérez-Rodríguez, and P. Loza-Alvarez, *Mechanisms of refractive index modification during femtosecond laser writing of waveguides in alkaline lead-oxide silicate glass*, Appl. Phys. Lett. **87**, 021109 (2005).
169. N. Huot, R. LeHarzic, E. Audouard, C. Jonin, and P. Laporte, *Photoinscription de guide d'onde dans le verre massif par laser femtoseconde*, Photoniques, **33** (2001).
170. L. Sudrie, *Propagation non-linéaire d'impulsions laser femtosecondes dans la silice*, Thèse de Doctorat, Université Paris XI Orsay (2002).
171. Y. Sikorsky, A.A. Said, P. Bado, M. Maynard, C. Florea, and K.A.A. Winick, *Optical waveguide amplifier in Nd-doped glass written with near-IR femtosecond laser pulses*, Electron. Lett. **36**, 226 (2000).
172. V. Apostolopoulos, L. Laversenne, T. Colomb, C. Depeursinge, R.P. Salathé, M. Pollnau, R. Osellame, G. Cerullo, and P. Laporta, *Femtosecond-irradiation-induced refractive-index changes and channel waveguiding in bulk Ti³⁺:Sapphire*, Appl. Phys. Lett. **85**, 1122 (2004).
173. R.R. Thomson, S. Campbell, G. Brown, I.J. Blewett, A.K. Kar, and D.T. Reid, *Femtosecond waveguide fabrication in bulk Lithium Niobate (LiNbO₃)*, CLEO 2005, paper CThV5, Baltimore MD (2005).

174. K. Kawamura, M. Hirano, T. Kurobori, D. Takamizu, T. Kamiya, and H. Hosono, *Femtosecond laser-encoded distributed feed-back color center laser in lithium fluoride single crystals*, Appl. Phys. Lett. **84**, 311 (2004).
175. J. Liu, Z. Zhang, S. Chang, C. Flueraru, and C.P. Grover, *Directly writing of 1-to-N optical waveguide power splitters in fused silica glass using a femtosecond laser*, Opt. Comm. **253**, 315 (2005).
176. C. Hnatovsky, R.S. Taylor, E. Simova, V.R. Bhardwaj, D.M. Rayner, and P.B. Corkum, *High-resolution study of photoinduced modification in fused silica produced by a tightly focused femtosecond laser beam in the presence of aberrations*, J. Appl. Phys **98**, 013517 (2005).
177. K.J. Moh, Y.Y. Tan, X.-C. Yuan, D.K.Y. Low, and Z.L. Li, *Influence of diffraction by a rectangular aperture on the aspect ratio of femtosecond direct-write waveguides*, Opt. Express **13**, 7288 (2005).
178. M. Ams, G.D. Marshall, D.J. Spence, and M.J. Withford, *Slit beam shaping method for femtosecond laser direct-write fabrication of symmetric waveguides in bulk glasses*, Opt. Express **13**, 5676 (2005).
179. J.H. Marburger, *Self-focusing : theory*, Prog. Quantum Electron. **4**, 35 (1975).
180. S. Tzortzakis, L. Sudrie, M. Franco, B. Prade, A. Mysyrowicz, A. Couairon, and L. Bergé, *Self-guided propagation of ultrashort IR laser pulses in fused silica*, Phys. Rev. Lett. **87**, 213902 (2001).
181. L. Sudrie, A. Couairon, M. Franco, B. Lamouroux, B. Prade, S. Tzortzakis, and A. Mysyrowicz, *Femtosecond laser-induced damage and filamentary propagation in fused silica*, Phys. Rev. Lett. **80**, 186601 (2002).
182. A.L. Gaeta, *Catastrophic collapse of ultrashort pulses*, Phys. Rev. Lett. **84**, 3582 (2000).
183. N.T. Nguyen, A. Saliminia, W. Liu, S.L. Chin, and R. Vallée, *Optical breakdown versus filamentation in fused silica by use of femtosecond infrared laser pulses*, Opt. Lett. **28**, 1591 (2003).
184. W. Liu, O. Kosareva, I.S. Golubtsov, A. Iwasaki, A. Becker, V.P. Kandidov, and S.L. Chin, *Femtosecond laser pulse filamentation versus optical breakdown in H₂O*, Appl. Phys. B **76**, 215 (2003).
185. A. Saliminia, N.T. Nguyen, S.L. Chin, and R. Vallée, *The influence of self-focusing and filamentation on refractive index modifications in fused silica using intense femtosecond pulses*, Opt. Comm. **241** (2004).
186. A. Mermillod-Blondin, I.M. Bukarov, R. Stoian, A. Rosenfeld, E. Audouard, N. Bulgakova, and I.V. Hertel, *Direct observation of femtosecond laser induced modifications in the bulk of fused silica by phase contrast microscopy*, submitted to J. Laser Micro/Nanoengineering.

187. N. Sanner, N. Huot, E. Audouard, C. Larat, J.P. Huignard, R. Wagner, and D. Wortmann, *Optical waveguides writing in fused silica with a spatially shaped femtosecond laser*, CLEO Europe 2005, paper CF3-5, Munich, Germany (2005).
188. S.M. Eaton, F. Yoshino, L. Shah, A.Y. Arai, H. Zhang, S. Ho, and P.R. Herman, *Thermal heating effects in writing optical waveguides with a 0.1 - 5 MHz rate ultrafast laser*, Proc. SPIE **5713**, paper A-7 (2005).
189. K. Miura, J. Qiu, T. Mitsuyu, and K. Hirao, *Preparation and optical properties of fluoride glass waveguides induced by laser pulses*, J. Non-Cryst. Solids **256&257**, 212 (1999).
190. P. Mège, F. Malbet, and A.Chelli, *Interferometry with single mode waveguide*, Proc. SPIE **4838**, 329 (2003).
191. A. Saliminia, N.T. Nguyen, M.-C. Nadeau, S. Petit, S.L. Chin, and R. Vallée, *Writing optical waveguides in fused silica using 1 kHz femtosecond infrared pulses*, J. Appl. Phys **93**, 3724 (2003).
192. D. Marcuse, *Theory of dielectric optical waveguides* (Academic Press, New York, 1974).
193. N. Sanner, N. Huot, E. Audouard, C. Larat, and J.P. Huignard, *Direct femtosecond laser micromachining of complex patterns with a programmable focal-spot shape*, en préparation.
194. S. Ranc, G. Chériaux, S. Ferré, J.P. Rousseau, and J.P. Chambaret, *Importance of spatial quality of intense femtosecond pulses*, Appl. Phys. B **70**, S181 (2000).
195. A. Maréchal and M. Françon, *Diffraction - Structure des images* (Masson, Paris, 1970).
196. G. Chériaux, J.P. Rousseau, S. Ferré, L. Notebaert, M. Pittman, and J.P. Chambaret, *Caractérisation et contrôle de la répartition d'énergie et du front d'onde d'impulsions femtosecondes*, Ecole Femto2000, St-Etienne, France (2000).
197. F.M. Dickey and S.C. Holswade, *Laser Beam Shaping, Theory and Techniques* (Marcel Dekker, New York, 2000).
198. J.B. Ashcom, *The role of focusing in the interaction of femtosecond laser pulses with transparent materials*, Ph.D. Thesis, Harvard University, Cambridge (2003).

Résumé

Ce travail de thèse porte sur la mise en forme spatiale de faisceau laser à impulsions ultra-brèves pour l'optimisation des interactions laser-matière.

La première partie de ce mémoire expose la conception et la réalisation d'un système d'optique adaptative permettant la mise en forme spatiale de faisceau au point focal d'une lentille. Ce dispositif original est basé sur un modulateur de front d'onde à cristaux liquides, utilisé comme lame de phase programmable de haute résolution. Une correction fine des aberrations du faisceau est démontrée, de manière à obtenir une surface d'onde quasi-plane en temps réel, et donc un point focal limité par diffraction. Puis, par modulation contrôlée de la phase spatiale, une mise en forme programmable de tache focale est réalisée, suivant une forme de faisceau arbitraire définie par l'utilisateur. Une variété de motifs de grande qualité ont été obtenus au point focal d'une lentille sur des dimensions réduites (70 μm) : top-hat, carré, anneau, triangle, rectangle.

Dans la seconde partie, ce dispositif est mis à profit pour l'interaction laser-matière femtoseconde, où le matériau est modifié essentiellement dans la zone irradiée : micro-usinage en surface (métaux) et micro-structuration en volume (diélectriques transparents).

La mise en forme de faisceau rend accessible l'usinage direct de formes complexes, tandis que la correction de front d'onde permet la photoinscription contrôlée de guides d'ondes via la modification locale d'indice de réfraction. Un gain appréciable de qualité, de précision et de contrôle est démontré, permettant à la fois l'optimisation et l'extension des procédés applicatifs des lasers en régime femtoseconde.

Mots clés : Laser à impulsions ultra-brèves, optique adaptative, modulation de phase spatiale, mise en forme de faisceau, interaction laser-matière, micro-usinage laser, métaux, diélectriques, guides d'ondes.

Abstract

This work concerns spatial beam shaping of ultrashort pulse lasers, for laser-matter interaction improvement.

The first part presents the conception and the experimental realization of an adaptive optics system, enabling spatial focal spot shaping. This original set-up relies on a liquid-crystal wavefront modulator, used as a programmable phase plate with a high resolution. A precise correction of the phase aberrations is performed : a quasi-flat wavefront is obtained in real-time, and thus a diffraction-limited focal spot. Then, by precisely controlled spatial-phase modulation, programmable beam shaping is performed, matching the arbitrary shapes desired. A wide variety of shapes with a high quality are obtained at the focal point of a lens, with small dimensions (70 μm) : round and square top-hats, doughnut, triangle, rectangle.

In a second part, this set-up is profitably used for femtosecond laser-matter interaction, for which the material is modified essentially in the irradiated zone : surface micro-machining (metals) and micro-structuration in the bulk (transparent dielectrics). Spatial beam shaping makes it possible to perform direct micro-machining of complex shapes, and wavefront correction enables controlled photo-writing of optical waveguides in glass, via refractive index modification. Subsequent improvement of quality, precision and control is demonstrated, enabling both optimization and extension of femtosecond laser processes.

Keywords : Laser, ultrashort pulses, adaptive optics, spatial phase modulation, beam shaping, laser-matter interaction, laser micro-machining, metals, dielectrics, optical waveguides.