

UNIVERSITÉ D'ANGERS



RAPPORT DE STAGE

Mise en forme du faisceau laser

Conception et caractérisation d'un système de mise en forme de la phase spectrale basé sur une architecture 4f et un modulateur spatial de lumière

AUTEURS

Sokhna THIAM
Naoual BOUAMAR

ENCADRANTS

Charles CIRET
Cyril MAUCLAIR

MOTS-CLÉS : Laser femtoseconde · Architecture 4f · SLM · Pulse shaping · Diffraction

ENGAGEMENT DE NON PLAGIAT

Je, soussigné (e) ...Sokhna Thiam et Naoual BOUAMAR.....
déclare être pleinement conscient(e) que le plagiat de documents ou d'une partie d'un document publiés sur toutes formes de support, y compris l'internet, constitue une violation des droits d'auteur ainsi qu'une fraude caractérisée. En conséquence, je m'engage à citer toutes les sources que j'ai utilisées pour écrire ce rapport ou mémoire.

Signature :



Cet engagement de non plagiat doit être inséré en première page de tous les rapports, dossiers, mémoires.

Remerciement

*Nous tenons tout d'abord à exprimer notre profonde gratitude à nos encadrants de stage, Monsieur **Charles Cîret** et Monsieur **Cyril Mauclair**, pour leur accueil, leur disponibilité et leur accompagnement tout au long de ce stage.*

Nous les remercions sincèrement pour la confiance qu'ils nous ont accordée, pour leurs précieux conseils scientifiques ainsi que pour le temps qu'ils ont consacré à répondre à nos nombreuses questions. Leur expertise, leur rigueur et leur pédagogie nous ont permis d'approfondir nos connaissances dans le domaine de l'optique ultrarapide, des modulateurs spatiaux de lumière et du traitement optique de l'information.

Nous souhaitons également remercier l'ensemble des membres de l'équipe de recherche pour leur accueil chaleureux, leur bienveillance et les échanges enrichissants qui ont contribué au bon déroulement de ce stage.

Nos remerciements s'adressent également à l'Université d'Angers ainsi qu'à l'ensemble des enseignants de notre formation pour les connaissances théoriques et méthodologiques acquises au cours de notre cursus, qui nous ont permis d'aborder ce travail dans les meilleures conditions.

Enfin, nous tenons à remercier nos famille et nos proches pour leur soutien, leurs encouragements et leur confiance tout au long de notre parcours universitaire.

À toutes les personnes qui, de près ou de loin, ont contribué à la réalisation de ce stage et à l'aboutissement de ce travail, nous adressons nos plus sincères remerciements.

Résumé

Ce travail porte sur l'étude et la réalisation d'un système de mise en forme de la phase spectrale d'impulsions femtosecondes basé sur un modulateur spatial de lumière (SLM) intégré dans un montage dispersif de type 4f. Après une étude bibliographique des principales techniques de mise en forme de faisceau laser, un dimensionnement théorique du système a été réalisé afin de déterminer les caractéristiques spectrales du laser utilisé et d'évaluer la dispersion introduite par les réseaux de diffraction.

Le montage expérimental a ensuite été mis en œuvre sur une table optique en tenant compte des contraintes d'alignement et d'encombrement. Plusieurs masques de phase ont été générés et affichés sur le SLM afin de démontrer sa capacité à agir comme un élément diffractif programmable. Les effets de ces masques ont été observés à l'aide d'une caméra infrarouge, permettant notamment de mettre en évidence la modification du front d'onde du faisceau et la réduction de l'ordre zéro de diffraction.

Les résultats obtenus valident le fonctionnement du système et montrent l'intérêt des modulateurs spatiaux de lumière pour les applications de mise en forme spectrale et spatiale des impulsions laser ultracourtes.

Abstract

This work focuses on the study and implementation of a spectral shaping system for femtosecond laser pulses based on a Spatial Light Modulator (SLM) integrated into a 4f dispersive setup. Following a literature review of the main laser beam shaping techniques, a theoretical design was carried out to determine the spectral characteristics of the laser source and evaluate the dispersion introduced by the diffraction gratings.

The experimental setup was then implemented on an optical table while considering alignment and space constraints. Several phase masks were generated and displayed on the SLM to demonstrate its ability to operate as a programmable diffractive element. The resulting beam profiles were observed using an infrared camera, highlighting wavefront modulation and the reduction of the zero-order diffraction component.

The obtained results validate the operation of the system and demonstrate the potential of Spatial Light Modulators for spectral and spatial shaping of ultrashort laser pulses.

Table des matières

<i>Remerciement</i>	2
Résumé	3
Abstract	3
Introduction générale	9
1 Contexte scientifique et fondements de la mise en forme du faisceau laser	11
1.1 Introduction	11
1.2 Lasers femtoseconde et propriétés des impulsions ultracourtes	12
1.2.1 Introduction aux lasers femtoseconde	12
1.2.2 Relation temps–fréquence des impulsions ultracourtes	14
1.3 Principe de la mise en forme des impulsions femtoseconde	18
1.3.1 Architecture 4f et séparation spectrale	19
1.3.2 Mise en forme par modulateurs spatiaux de lumière	19
1.3.3 Domaines d’application de la mise en forme des faisceaux laser	21
1.4 Conclusion	22
2 Dimensionnement et conception expérimentale du setup optique	24
2.1 Introduction	24
2.2 Cahier des charges expérimental	25
2.3 Dimensionnement du setup expérimental	28
2.3.1 Largeur spectrale de l’impulsion laser	28
2.3.2 Réseau de diffraction et dispersion angulaire	28
2.3.3 Étalement spectral dans le plan du SLM	29
2.4 Mise en œuvre du setup expérimental	30
2.4.1 Architecture retenue	30
2.4.2 Caractérisation expérimentale du SLM	34
2.5 Conclusion	42

Table des figures

1.1	Principe du verrouillage de modes dans une cavité laser. La synchronisation des phases des modes longitudinaux (<i>phase locking</i>) entraîne leur interférence constructive et conduit à la génération d'impulsions ultracourtes.	13
1.2	Influence de différentes modulations spectrales sur la forme temporelle d'une impulsion femtoseconde. Extrait de [1].	17
1.3	Architecture $4f$ d'un système de mise en forme d'impulsions femtoseconde.Extrait de [2]	20
2.1	Schéma de principe d'un réseau de diffraction blazé réfléchissant. Le profil en dents de scie oriente chaque facette selon l'angle de blaze θ_b afin de concentrer l'énergie diffractée vers l'ordre $m = 1$	27
2.2	Photographie du montage expérimental de mise en forme spectrale réalisé sur table optique $900 \times 600 \text{ mm}^2$	32
2.3	Modélisation 3D du montage en vue de profil réalisée sous FreeCAD. Cette vue illustre la hauteur constante du faisceau et l'alignement vertical des composants.	33
2.4	Modélisation 3D du montage en vue de dessus réalisée sous FreeCAD. Cette vue met en évidence le repliement du trajet optique et l'implantation des composants dans le plan de la table.	34
2.5	Exemples de masques de phase affichés sur le SLM via le logiciel HOLOEYE, illustrant sa capacité à émuler différentes fonctions optiques.	35
2.6	Profil du faisceau de référence avant modulation par le SLM	36
2.7	Profil d'intensité de faisceau avant la modulation par le SLM	36
2.8	Masque du réseau linéaire horizontal	37
2.9	Observation simultanée des ordres $+1$, 0 et -1 (niveau de gris : 37, zoom : 100 %)	37
2.10	Profil d'intensité pour les ordres $+1$, -1 et 0	38
2.11	Suppression de l'ordre 0 et prédominance des ordres ± 1 après optimisation de la polarisation (polariseur : 48° , lame $\lambda/2$: 270° , niveau de gris : 73, zoom : 138 %)	39

2.12	Profil d'intensité du faisceau après la modulation par le SLM	39
2.13	Évolution de la séparation des ordres ± 1 en fonction du facteur de zoom. Un zoom croissant entraîne un rapprochement progressif des deux lobes.	40
2.14	Distance entre les ordres ± 1 en fonction du facteur de zoom affiché sur le SLM.	41

Liste des tableaux

2.1	Caractéristiques de la source laser	25
2.2	Caractéristiques du SLM HOLOEYE PLUTO-2.1	26
2.3	Distance entre les ordres ± 1 en fonction du facteur de zoom (niveau de gris : 73, polariseur : 48° , lame $\lambda/2$: 270°).	41

Introduction générale

Les progrès réalisés au cours des dernières décennies dans le domaine des lasers ultrarapides ont profondément transformé de nombreux secteurs de la recherche scientifique et des technologies avancées. Les sources laser femtosecondes, capables de produire des impulsions lumineuses d’une durée de l’ordre de 10^{-15} secondes, offrent des possibilités uniques pour l’étude et le contrôle de phénomènes physiques extrêmement rapides [1]. Ces impulsions ultracourtes trouvent des applications dans des domaines variés : spectroscopie résolue en temps, microscopie non linéaire, usinage de précision, télécommunications optiques ou encore contrôle cohérent de processus moléculaires.

Dans nombre de ces applications, il ne suffit pas de générer des impulsions ultracourtes ; il est également nécessaire de contrôler leurs propriétés temporelles et spectrales. La **mise en forme d’impulsions** (*pulse shaping*) constitue ainsi un outil essentiel permettant de modifier de manière programmable l’amplitude, la phase ou la polarisation des différentes composantes spectrales d’une impulsion laser [2]. Cette technique offre la possibilité de synthétiser des profils temporels complexes et d’optimiser l’interaction lumière-matière pour des applications spécifiques.

Parmi les différentes architectures développées pour la mise en forme spectrale, le montage optique **4f** occupe une place centrale [2, 3]. Ce système repose sur l’utilisation de réseaux de diffraction et de lentilles permettant de disperser spatialement les composantes fréquentielles du faisceau dans un plan de Fourier, où un modulateur spatial de lumière (SLM) applique indépendamment un masque de phase ou d’amplitude à chaque composante spectrale avant leur recombinaison. Grâce à sa reconfigurabilité en temps réel, le SLM est devenu un composant incontournable dans de nombreuses applications d’optique moderne, notamment en holographie numérique, en optique adaptative et en mise en forme d’impulsions ultracourtes [3].

Ces techniques trouvent également un intérêt croissant dans le domaine du calcul photonique. En particulier, le **Photonic Reservoir Computing** exploite les propriétés non linéaires de systèmes photoniques pour réaliser des tâches de traitement de l’information [4]. Des travaux récents ont montré que la mise en

forme spectrale par SLM permet de contrôler précisément les conditions d'entrée de tels systèmes [5].

L'objectif principal de ce travail est de concevoir, mettre en œuvre et caractériser expérimentalement un système de mise en forme spectrale basé sur un montage 4f intégrant un modulateur spatial de lumière. Une attention particulière est portée au dimensionnement du système dispersif, au réglage de la polarisation du SLM ainsi qu'à l'analyse des ordres de diffraction générés par différents masques de phase.

Ce mémoire est organisé en deux chapitres. Le premier présente les bases théoriques nécessaires à la compréhension des impulsions femtosecondes, de la diffraction optique et du fonctionnement des modulateurs spatiaux de lumière dans les architectures de type 4f. Le second chapitre est consacré à la conception et à la réalisation du montage expérimental, au dimensionnement quantitatif des composants optiques, et à la caractérisation du SLM à travers différentes études de diffraction. Les résultats obtenus sont analysés et discutés afin d'évaluer les performances du système et ses perspectives d'utilisation pour la mise en forme spectrale d'impulsions ultracourtes.

Chapitre 1

Contexte scientifique et fondements de la mise en forme du faisceau laser

1.1 Introduction

Le développement des technologies photoniques ultrarapides a profondément transformé la façon dont la lumière peut être générée, contrôlée et exploitée. Parmi ces avancées, les lasers femtoseconde occupent une place centrale : ils produisent des impulsions lumineuses d’une durée inférieure à quelques centaines de femtosecondes ($1\text{fs} = 10^{-15}\text{s}$), associant une large bande spectrale à des intensités crête très élevées. Ces propriétés ouvrent un large éventail d’applications : spectroscopie résolue en temps, usinage de précision, microscopie non linéaire et traitement optique de l’information. Leur exploitation optimale exige un contrôle précis des propriétés spatiales et spectrales des impulsions. La mise en forme des faisceaux laser regroupe l’ensemble des techniques permettant de modifier de manière programmable l’amplitude, la phase et la polarisation du champ optique. Dans le régime femtoseconde, ces techniques s’appuient principalement sur la manipulation du contenu spectral via des dispositifs programmables tels que les modulateurs spatiaux de lumière (SLM), intégrés dans des architectures de type 4f. Ce chapitre présente les bases théoriques et expérimentales nécessaires à la compréhension de ces techniques, dans le contexte de ce stage dont l’objectif est de concevoir et dimensionner un tel système pour alimenter une application donnée.

1.2 Lasers femtoseconde et propriétés des impulsions ultracourtes

1.2.1 Introduction aux lasers femtoseconde

La génération d'impulsions femtoseconde repose sur la superposition cohérente d'un grand nombre de modes longitudinaux de la cavité laser. Lorsque les phases de ces modes sont synchronisées, l'interférence constructive produit un train d'impulsions ultracourtes périodiques, tandis qu'en l'absence de synchronisation, le laser fonctionne en régime continu (*Continuous Wave*, CW) [6].

Le principe du verrouillage de modes est illustré à la figure 1.1. Lorsque les différents modes longitudinaux de la cavité oscillent avec une relation de phase fixe, leurs interférences constructives conduisent à la formation d'impulsions ultracourtes. Ce mécanisme constitue la base de la génération des impulsions femtoseconde dans la majorité des lasers ultrarapides.

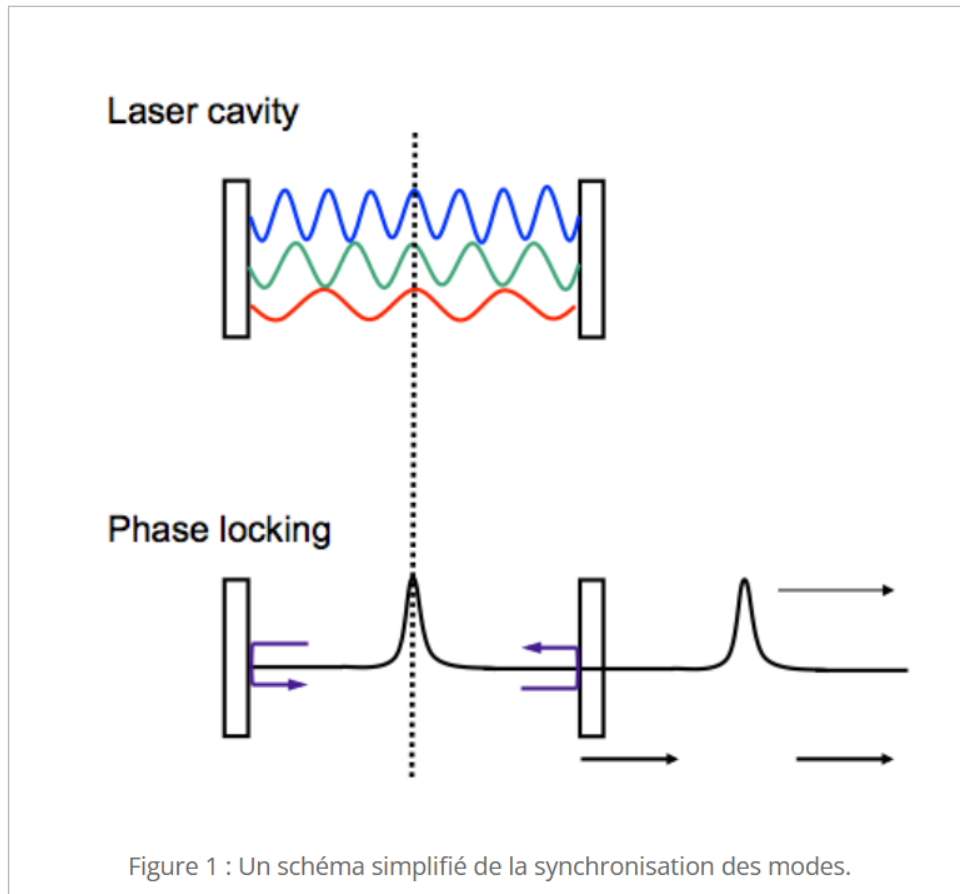


FIGURE 1.1 – Principe du verrouillage de modes dans une cavité laser. La synchronisation des phases des modes longitudinaux (*phase locking*) entraîne leur interférence constructive et conduit à la génération d’impulsions ultracourtes.

Plusieurs techniques ont été développées pour réaliser cette synchronisation, connue sous le nom de verrouillage de modes (*mode-locking*). Historiquement, le verrouillage de modes actif (*active mode-locking*) utilise une modulation périodique des pertes ou de la phase intracavité à l’aide de modulateurs électro-optiques ou acousto-optiques fonctionnant à la fréquence de répétition de la cavité [7]. Cette méthode permet d’obtenir des impulsions de l’ordre de la picoseconde, mais elle est généralement limitée pour la génération d’impulsions extrêmement courtes.

Une alternative plus performante est le verrouillage de modes passif (*passive mode-locking*), qui repose sur l’utilisation d’un absorbeur saturable introduisant des pertes dépendantes de l’intensité lumineuse. Sous l’effet de la saturation, les parties les plus intenses du signal subissent moins de pertes, favorisant ainsi la formation spontanée d’impulsions ultracourtes [1, 6].

Parmi les techniques de verrouillage passif, le verrouillage par effet Kerr (*Kerr-Lens Mode-Locking*, KLM) constitue aujourd'hui l'une des méthodes les plus répandues pour la génération d'impulsions femtoseconde. Cette technique exploite la dépendance de l'indice de réfraction avec l'intensité lumineuse dans le milieu amplificateur, produisant un effet de lentille non linéaire qui favorise naturellement les impulsions les plus intenses [8]. Le verrouillage par effet Kerr a permis la génération d'impulsions de quelques femtosecondes et a largement contribué au développement des lasers Ti :Saphir.

D'autres technologies reposent sur l'utilisation d'absorbeurs saturables à semi-conducteurs (*Semiconductor Saturable Absorber Mirrors*, SESAM), qui offrent une grande stabilité et une mise en œuvre relativement simple. Ces dispositifs sont largement employés dans les lasers fibrés et les lasers solides modernes [8].

Les milieux amplificateurs les plus utilisés pour la génération d'impulsions femtoseconde sont les cristaux Ti :Saphir, caractérisés par une large bande de gain centrée autour de 800 nm, permettant d'obtenir des impulsions inférieures à 10 fs. D'autres architectures, telles que les lasers à fibre dopée à l'erbium (1.55 μm) ou à l'ytterbium (1.03 μm), connaissent également un développement important en raison de leur compacité, de leur robustesse et de leur efficacité énergétique [9, 1].

Grâce à leurs caractéristiques exceptionnelles, les lasers femtoseconde constituent aujourd'hui des outils incontournables pour l'étude des phénomènes ultrarapides et représentent la base de nombreuses techniques avancées de contrôle et de traitement de l'information optique.

1.2.2 Relation temps–fréquence des impulsions ultracourtes

Les impulsions femtoseconde possèdent simultanément une structure temporelle très brève et une large extension spectrale. Cette dualité temps–fréquence constitue l'une des caractéristiques fondamentales des impulsions ultracourtes et découle directement des propriétés de la transformée de Fourier [2].

Une impulsion lumineuse de durée finie peut être considérée comme la superposition cohérente d'un grand nombre de composantes fréquentielles. Plus la durée temporelle de l'impulsion est courte, plus le nombre de fréquences nécessaires à sa synthèse est important. Il en résulte une relation d'incertitude entre la durée temporelle (Δt) et la largeur spectrale ($\Delta \nu$), connue sous le nom de relation d'incertitude de Fourier, qui s'écrit :

$$\Delta t \cdot \Delta \nu \geq \frac{1}{2\pi}. \quad (1.1)$$

Pour une impulsion limitée par transformée de Fourier (*transform-limited pulse*), ce produit atteint sa valeur minimale. Dans le cas d'une impulsion gaussienne, on obtient généralement :

$$\Delta t, \Delta \nu \simeq 0.44. \quad (1.2)$$

Cette relation montre qu'il est impossible de réduire arbitrairement la durée d'une impulsion sans augmenter simultanément sa largeur spectrale. Les impulsions femtoseconde possèdent ainsi des spectres particulièrement étendus, ce qui rend leur manipulation spectrale essentielle dans les techniques de mise en forme d'impulsions.

Le champ électrique complexe d'une impulsion peut être représenté dans le domaine temporel sous la forme :

$$E(t) = A(t)e^{i(\omega_0 t + \phi(t))} \quad (1.3)$$

où $A(t)$ représente l'enveloppe temporelle de l'impulsion, (ω_0) la fréquence porteuse et $(\phi(t))$ la phase temporelle.

Dans le domaine fréquentiel, obtenu par transformée de Fourier, le champ s'écrit :

$$\tilde{E}(\omega) = |\tilde{E}(\omega)|e^{i\phi(\omega)}. \quad (1.4)$$

L'amplitude spectrale ($|\tilde{E}(\omega)|$) décrit la répartition énergétique des différentes composantes fréquentielles tandis que la phase spectrale ($\phi(\omega)$) gouverne leur synchronisation temporelle. Ainsi, deux impulsions possédant le même spectre en amplitude peuvent présenter des profils temporels très différents selon leur phase spectrale.

La fréquence instantanée de l'impulsion est définie par :

$$\omega_i(t) = \omega_0 + \frac{d\phi(t)}{dt}. \quad (1.5)$$

Une variation temporelle de la phase entraîne donc une évolution de la fréquence instantanée au cours de l'impulsion. On parle alors d'impulsion chirpée (*chirped pulse*), caractérisée par une variation continue de la fréquence au cours du temps.

Lorsqu'une impulsion ultracourte se propage dans un milieu dispersif, les différentes composantes fréquentielles ne se déplacent pas à la même vitesse de groupe. Cette dispersion modifie la phase spectrale et conduit à un élargissement temporel de l'impulsion.

Afin de décrire cet effet, la phase spectrale est développée en série de Taylor autour de la fréquence centrale ω_0 [10] :

$$\phi(\omega) = \phi_0 + \phi_1(\omega - \omega_0) + \frac{1}{2}\phi_2(\omega - \omega_0)^2 + \frac{1}{6}\phi_3(\omega - \omega_0)^3 + \dots \quad (1.6)$$

où :

- ϕ_0 représente la phase absolue ;
- ϕ_1 correspond au retard de groupe ;
- ϕ_2 représente la dispersion de vitesse de groupe (*Group Velocity Dispersion*, GVD) ;
- ϕ_3 décrit la dispersion du troisième ordre.

Le terme de second ordre (ϕ_2) est généralement dominant et est responsable du chirp linéaire de l'impulsion. Il provoque un décalage temporel entre les différentes composantes fréquentielles, entraînant un élargissement de la durée de l'impulsion sans modification significative de son spectre en amplitude. Les termes d'ordre supérieur deviennent particulièrement importants pour les impulsions de très courte durée, dont la large bande spectrale rend les effets dispersifs plus complexes.

La maîtrise de la phase spectrale constitue ainsi un enjeu central en optique ultrarapide. En effet, toute modification contrôlée de l'amplitude ou de la phase des composantes fréquentielles permet d'agir directement sur la forme temporelle de l'impulsion. Cette propriété constitue le fondement des techniques de mise en forme des impulsions femtoseconde qui seront présentées dans la section suivante [3, 2].

La figure 1.3 illustre l'influence de différentes modulations de phase spectrales sur le profil temporel d'une impulsion femtoseconde. On observe notamment qu'une phase linéaire induit un retard temporel, tandis que les termes de dispersion d'ordre deux et trois entraînent respectivement un élargissement et une déformation plus complexe de l'impulsion.

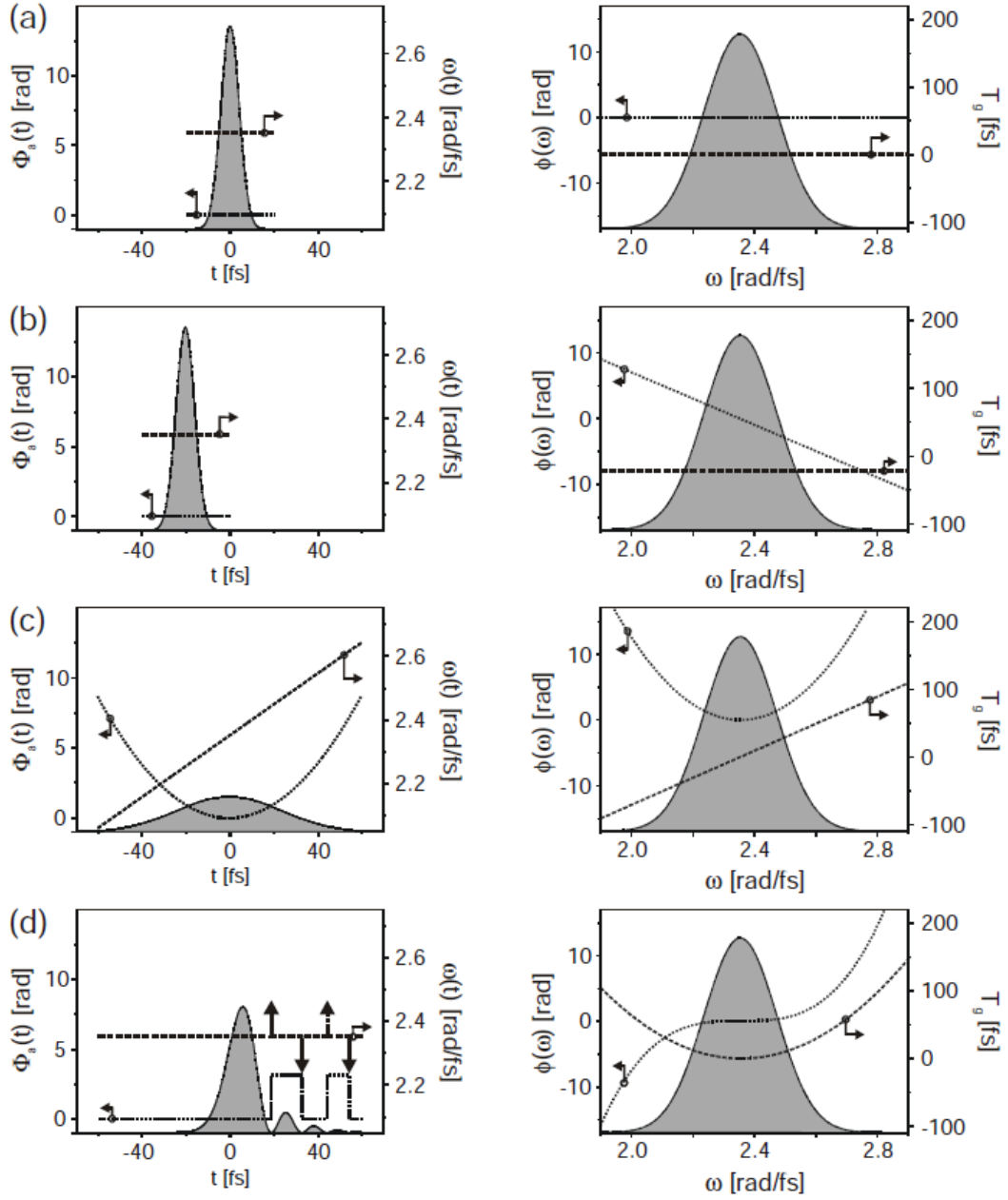


FIGURE 1.2 – Influence de différentes modulations spectrales sur la forme temporelle d'une impulsion femtoseconde. Extrait de [1].

Cette figure met en évidence le lien direct entre les propriétés spectrales et la dynamique temporelle des impulsions ultracourtes. Elle montre qu'une modification appropriée de la phase spectrale permet de contrôler finement la durée, le retard temporel et la structure de l'impulsion. Ce principe constitue la base du

fonctionnement des systèmes de mise en forme d'impulsions utilisant un modulateur spatial de lumière dans un montage 4f.

1.3 Principe de la mise en forme des impulsions femtoseconde

Contrôler la lumière à l'échelle de la femtoseconde ne se limite pas à produire des impulsions brèves : il s'agit également de pouvoir en sculpter la forme à volonté. La mise en forme des impulsions femtoseconde (*femtosecond pulse shaping*) désigne précisément l'ensemble des techniques qui permettent d'agir de façon programmable sur les propriétés temporelles et spectrales d'une impulsion ultracourte [2].

Le principe repose sur une idée centrale : modifier le spectre de l'impulsion, c'est modifier sa forme temporelle. Cette équivalence, directement issue de la transformée de Fourier, offre un levier puissant. En agissant indépendamment sur l'amplitude et sur la phase de chaque composante fréquentielle, il devient possible de façonner un profil temporel sur mesure, adapté aux exigences d'une expérience donnée [2, 3].

Du point de vue formel, l'action d'un système de mise en forme sur l'impulsion se modélise par une fonction de transfert complexe $H(\omega)$ appliquée au champ spectral incident [2] :

$$\tilde{E}_{\text{out}}(\omega) = H(\omega) \tilde{E}_{\text{in}}(\omega), \quad (1.7)$$

où la fonction de transfert se décompose en une contribution d'amplitude et une contribution de phase :

$$H(\omega) = M(\omega) e^{i\Phi(\omega)}. \quad (1.8)$$

Ici, $M(\omega)$ module l'intensité de chaque composante spectrale, tandis que $\Phi(\omega)$ en gouverne le retard de phase relatif. C'est précisément cette double liberté amplitude et phase qui confère aux systèmes de mise en forme toute leur richesse.

En pratique, les applications sont nombreuses et variées. Une même architecture peut servir à :

- compenser la dispersion accumulée lors de la propagation dans un système optique ;
- comprimer des impulsions chirpées vers leur limite de transformée de Fourier ;
- générer des trains d'impulsions séparées temporellement avec un contrôle précis des délais et des amplitudes relatives ;

- synthétiser des profils temporels arbitraires pour des applications de spectroscopie ou de microscopie non linéaire ;
- piloter de manière cohérente des transitions quantiques atomiques ou moléculaires.

La mise en forme spectrale s'impose ainsi comme un outil transversal de la photonique ultrarapide, à l'interface entre l'optique, la physique quantique et le traitement du signal [2, 3].

1.3.1 Architecture $4f$ et séparation spectrale

Pour agir individuellement sur chaque composante fréquentielle d'une impulsion, encore faut-il les séparer physiquement dans l'espace. C'est le rôle de l'architecture $4f$, qui constitue le cœur de la grande majorité des dispositifs de mise en forme modernes [2].

Le principe est élégant dans sa simplicité. Un premier réseau de diffraction disperse angulairement les longueurs d'onde contenues dans l'impulsion : chaque couleur part dans une direction légèrement différente. Une première lentille de focale f , placée à cette même distance du réseau, récupère ces faisceaux divergents et les focalise dans son plan focal arrière. Ce plan appelé plan de Fourier est le lieu où chaque position spatiale correspond à une fréquence bien définie du spectre [1].

C'est dans ce plan que l'on place l'élément modulateur. Chaque région du faisceau, porteuse d'une bande spectrale étroite, peut alors être traitée de façon indépendante. Après modulation, une seconde lentille et un second réseau effectuent l'opération symétrique inverse : le second réseau recombine le faisceau en recombinant toutes les composantes spectrales en un faisceau collimaté unique [2].

La longueur totale du système réseau, lentille, plan de Fourier, lentille, réseau est précisément de $4f$, d'où le nom de l'architecture. L'ensemble constitue un système linéaire invariant, dont la fonction de transfert est entièrement déterminée par le modulateur placé en son centre.

1.3.2 Mise en forme par modulateurs spatiaux de lumière

Parmi les éléments modulateurs pouvant être placés dans le plan de Fourier d'un système $4f$, le modulateur spatial de lumière (*Spatial Light Modulator*, SLM) s'est imposé comme la solution de référence dans la communauté de l'optique ultrarapide [2].

Un SLM est un composant optoélectronique constitué d'une matrice de pixels à cristaux liquides, chacun commandé électroniquement de façon indépendante. Lorsqu'il est placé dans le plan de Fourier du montage $4f$ (voir figure 1.3), chaque pixel se trouve en correspondance directe avec une bande spectrale étroite de l'im-

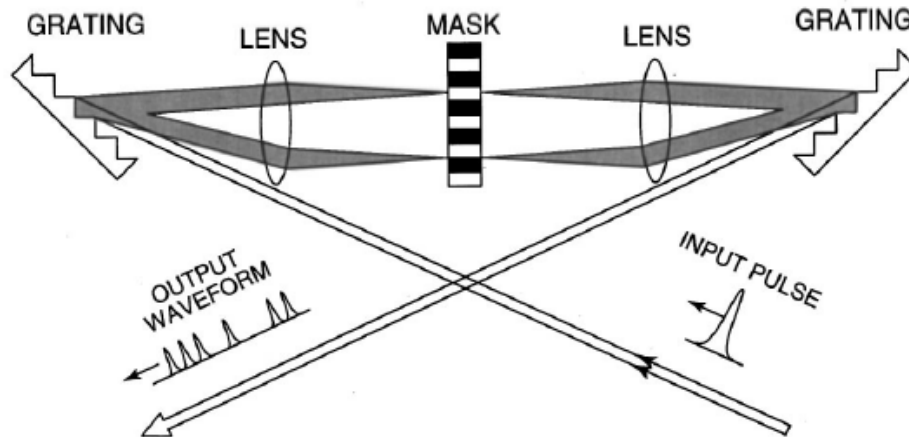


FIGURE 1.3 – Architecture $4f$ d'un système de mise en forme d'impulsions femtoseconde. Extrait de [2]

pulsion. En modifiant localement l'orientation des cristaux liquides, on introduit un déphasage contrôlé voire une atténuation sur cette portion du spectre [3].

La programmation du SLM revient donc à imposer directement, pixel par pixel, la fonction de transfert $H(\omega)$ souhaitée. Cette approche permet de réaliser en temps réel, sans aucune intervention mécanique, des opérations aussi diverses que la compensation de dispersion, la génération d'impulsions chirpées ou la synthèse de formes temporelles entièrement arbitraires [2].

Les atouts des SLM sont multiples :

- une flexibilité totale de programmation, le même dispositif pouvant réaliser des fonctions de transfert très différentes ;
- une haute résolution spectrale, déterminée par le nombre de pixels et la dispersion du réseau ;
- une reconfiguration quasi instantanée, sans modification mécanique du montage ;
- la possibilité d'appliquer simultanément des modulations d'amplitude et de phase indépendantes.

Ces performances ont cependant un revers. La résolution spectrale reste fondamentalement limitée par la taille finie des pixels : si la bande spectrale associée à un pixel est trop large, des artefacts temporels apparaissent dans l'impulsion mise en forme. De plus, les cristaux liquides sont sensibles à la polarisation du faisceau incident, et l'efficacité de diffraction du réseau introduit des pertes d'énergie non négligeables. Ces contraintes pratiques doivent être soigneusement prises en compte lors de la conception du système [3].

Malgré ces limitations, les SLM demeurent les outils de choix pour la mise en forme d'impulsions femtoseconde, aussi bien dans les expériences de contrôle cohérent que dans les systèmes avancés de photonique ultrarapide [3, 2].

1.3.3 Domaines d'application de la mise en forme des faisceaux laser

La mise en forme des faisceaux laser figure parmi les techniques optiques ayant trouvé le plus grand nombre d'applications dans des domaines variés. Elle est utilisée aussi bien en chirurgie laser que dans les systèmes photoniques pour l'intelligence artificielle, la manipulation de cellules biologiques ou encore les communications par fibre optique. Cette polyvalence en fait un outil majeur dont l'importance et le champ d'application ne cessent de croître. [2, 3].

Traitement des matériaux. L'une des premières applications industrielles de la mise en forme concerne l'usinage laser. Dans les procédés de découpe, de soudage ou de micro-gravure, la distribution d'intensité du faisceau conditionne directement la qualité du résultat. Un faisceau gaussien standard concentre son énergie au centre et laisse les bords du cratère insuffisamment traités ; à l'inverse, un faisceau à sommet plat (*flat-top beam*) répartit l'énergie de façon uniforme sur toute la zone d'interaction, réduisant ainsi les défauts thermiques et augmentant la reproductibilité des opérations [11, 1].

Microscopie et imagerie optique. En microscopie, la qualité du faisceau d'excitation détermine directement la résolution et la profondeur d'imagerie. La mise en forme du front d'onde permet de corriger les aberrations introduites par les milieux biologiques traversés et d'adapter le profil spatial du faisceau au type de contraste recherché. Ces approches sont aujourd'hui au cœur des systèmes de microscopie confocale, multiphotonique et de super-résolution, où elles ont permis d'atteindre des résolutions sub-diffractives inaccessibles avec des faisceaux conventionnels [12, 3, 9].

Piégeage optique et manipulation de matière. La pression de radiation exercée par un faisceau laser focalisé permet de capturer et de déplacer des objets microscopiques sans contact mécanique – c'est le principe des pinces optiques (*optical tweezers*), dont Ashkin a démontré le potentiel dès les années 1980 [13, 14]. La mise en forme du faisceau enrichit considérablement ces possibilités : des profils spatiaux complexes permettent de générer des pièges multiples, de faire tourner des particules ou de manipuler simultanément des ensembles de cellules biologiques ou de nanostructures.

Télécommunications optiques. La capacité de transmission des systèmes de communication optique peut être augmentée en exploitant non seulement la fréquence et la polarisation de la lumière, mais aussi ses degrés de liberté spatiaux. Les faisceaux porteurs de moment angulaire orbital (*Orbital Angular Momentum*, OAM) constituent à cet égard une voie prometteuse : chaque mode OAM forme un canal indépendant, et leur multiplexage permet d’accroître substantiellement le débit des liaisons [15].

Spectroscopie ultrarapide et contrôle cohérent. C’est sans doute dans ce domaine que la mise en forme des impulsions femtoseconde révèle tout son potentiel. En sculptant l’amplitude et la phase spectrale d’une impulsion, on pilote directement la façon dont la lumière interagit avec la matière à l’échelle quantique. Il devient ainsi possible de favoriser sélectivement certaines voies de transition moléculaire, d’inhiber des processus indésirables ou d’optimiser l’efficacité d’effets non linéaires — le tout avec une précision et une reproductibilité inaccessibles aux techniques conventionnelles [2, 3, 9].

Calcul photonique et intelligence artificielle. Plus récemment, la mise en forme optique a ouvert une voie inattendue vers le calcul neuromorphique. En exploitant la dynamique non linéaire de la propagation dans les fibres optiques, il est possible de concevoir des architectures de traitement de l’information directement inspirées des réseaux de neurones. Dans ces systèmes, le contrôle précis de la forme des impulsions injectées constitue un paramètre déterminant : il conditionne la richesse des transformations non linéaires réalisées par la fibre et, par là même, les performances de calcul de l’ensemble du dispositif. Des architectures de type *Extreme Learning Machine* et de réservoir photonique (*photonic reservoir computing*) ont ainsi bénéficié directement des progrès en mise en forme femtoseconde [5, 16, 17].

La diversité de ces applications témoigne d’un fait remarquable : la mise en forme des faisceaux laser n’est pas une technique parmi d’autres, mais un dénominateur commun à des pans entiers de la photonique moderne. À mesure que les modulateurs spatiaux de lumière gagnent en résolution et en vitesse de reconfiguration, ce rôle central ne peut qu’aller en s’amplifiant [2, 3].

1.4 Conclusion

Dans ce chapitre, les bases théoriques nécessaires à la compréhension de la mise en forme des faisceaux laser ont été présentées. Après avoir introduit les principales caractéristiques des lasers femtoseconde et des impulsions ultracourtes, l’analyse de

la relation temps–fréquence a mis en évidence le lien fondamental entre la structure temporelle d’une impulsion et son contenu spectral. Cette dualité constitue le fondement des techniques modernes de contrôle des impulsions optiques.

L’étude du champ électrique et du rôle de la phase spectrale a montré que la propagation dans des milieux dispersifs peut modifier significativement les propriétés temporelles des impulsions. La maîtrise de ces effets est essentielle pour préserver ou adapter les performances des systèmes optiques ultrarapides.

Les principes de la mise en forme des impulsions femtoseconde ont ensuite été présentés à travers la manipulation contrôlée de l’amplitude et de la phase spectrales. L’architecture 4f et l’utilisation de modulateurs spatiaux de lumière ont été introduites comme les solutions les plus répandues pour réaliser cette mise en forme de manière programmable et flexible. Enfin, les nombreux domaines d’application de ces techniques ont illustré leur importance croissante dans des secteurs aussi variés que le traitement des matériaux, l’imagerie, les télécommunications, le contrôle cohérent ou encore le calcul photonique.

L’ensemble de ces éléments constitue le cadre théorique nécessaire à la suite de ce travail. Le chapitre suivant sera consacré à l’étude du système de mise en forme retenu dans le cadre de ce stage, ainsi qu’à son dimensionnement et à son implémentation en vue de répondre aux besoins de l’application considérée.

Chapitre 2

Dimensionnement et conception expérimentale du setup optique

2.1 Introduction

L'étude bibliographique du chapitre précédent a posé les bases théoriques de la mise en forme spectrale des impulsions femtoseconde. Il s'agit désormais de traduire ces concepts en une architecture expérimentale concrète, capable de répondre aux contraintes imposées par l'application visée.

Le montage étudié repose sur une architecture dispersive de type 4f comprenant un laser femtoseconde, un système de contrôle de polarisation, plusieurs miroirs plans de renvoi, deux réseaux de diffraction, deux lentilles cylindriques convergentes et un modulateur spatial de lumière (SLM). Dans cette géométrie, les composantes spectrales de l'impulsion sont spatialement séparées dans le plan du SLM, ce qui permet de leur appliquer indépendamment un masque de phase ou d'amplitude.

Ce chapitre a pour objectif de dimensionner quantitativement les paramètres clés du système et d'en vérifier la faisabilité expérimentale. La démarche adoptée suit une logique progressive : les caractéristiques spectrales de la source laser sont d'abord établies à partir de la durée des impulsions, puis la dispersion angulaire introduite par les réseaux est calculée afin d'évaluer l'étalement spatial du spectre dans le plan du modulateur. Ces résultats permettent de vérifier que les dimensions du spectre dispersé sont compatibles avec la surface active du SLM.

Dans un second temps, l'encombrement géométrique global du montage est analysé au regard des contraintes de la table optique, et les conditions de polarisation requises par le SLM sont examinées. L'ensemble de cette démarche constitue le socle sur lequel repose la mise en œuvre expérimentale décrite dans les chapitres suivants.

2.2 Cahier des charges expérimental

La conception du système de mise en forme spectrale nécessite de définir les caractéristiques des différents composants optiques ainsi que les contraintes expérimentales associées. Ces paramètres constituent le cahier des charges du dispositif et serviront de base au dimensionnement présenté dans les sections suivantes.

Caractéristiques de la source laser

La source utilisée est un laser femtoseconde centré autour de la longueur d'onde télécom de 1555 nm. Les principales caractéristiques du faisceau après collimation sont résumées dans le tableau 2.1.

TABLE 2.1 – Caractéristiques de la source laser

Paramètre	Valeur
Longueur d'onde centrale	$\lambda_0 = 1555 \text{ nm}$
Durée d'impulsion	$\Delta t = 150 \text{ fs}$
Produit temps-bande	$\Delta t \cdot \Delta \nu = 0.315$
Rayon du faisceau collimaté	$w_0 = 2.27 \text{ mm}$

Ces paramètres déterminent directement la largeur spectrale de l'impulsion ainsi que l'étalement des différentes composantes spectrales au sein du système dispersif.

Caractéristiques du modulateur spatial de lumière

La mise en forme spectrale est réalisée à l'aide d'un modulateur spatial de lumière **HOLOEYE PLUTO-2.1**, placé dans le plan de Fourier du système 4f. Ce composant fonctionne en **modulation de phase pure** : pour chaque pixel, la tension appliquée au cristal liquide modifie localement l'indice optique, ce qui introduit un déphasage $\Psi(x)$ contrôlable indépendamment sur l'ensemble de la surface active. Dans le plan de Fourier, chaque colonne de pixels correspond à une fréquence optique distincte ; programmer $\Psi(x)$ revient donc à imposer directement la phase spectrale $\phi(\omega)$ de l'impulsion, réalisant ainsi la fonction de transfert $H(\omega) = \exp[i\Psi(\omega)]$. Les principales caractéristiques du SLM sont résumées dans le tableau 2.2.

Les principales caractéristiques du SLM sont résumées dans le tableau 2.2.

TABLE 2.2 – Caractéristiques du SLM HOLOEYE PLUTO-2.1

Paramètre	Valeur
Résolution	1920×1080 pixels
Pas de pixel	$8 \mu\text{m}$
Largeur active	15.36 mm
Hauteur active	8.64 mm

La compatibilité entre l'étalement spectral obtenu après diffraction et les dimensions actives du SLM devra être vérifiée afin de garantir que l'ensemble du spectre soit correctement modulé.

Caractéristiques des éléments optiques

Le système dispersif repose sur deux réseaux de diffraction réfléchissants blazés associés à deux lentilles convergentes identiques de distance focale $f = 500$ mm et de diamètre $D = 25,4$ mm, formant un montage de type 4f. La distance focale constitue un paramètre dimensionnant du système : elle détermine à la fois la position du plan de Fourier où se situe le SLM et l'étalement spatial du spectre dans ce plan. Afin d'adapter la géométrie du montage aux dimensions de la table optique, plusieurs miroirs sont également intégrés au montage pour replier le trajet optique sans modifier les propriétés du faisceau.

Les réseaux utilisés sont des réseaux de diffraction réfléchissants blazés de référence **GR13-0616**, dont les caractéristiques sont regroupées dans le tableau ??.

Un réseau de diffraction est un composant optique périodique de pas Λ qui sépare spatialement les composantes spectrales d'un faisceau selon la relation fondamentale :

$$m\lambda = \Lambda (\sin \theta_i + \sin \theta_m) \quad (2.1)$$

où m est l'ordre de diffraction, λ la longueur d'onde, θ_i l'angle d'incidence et θ_m l'angle de diffraction, tous deux mesurés par rapport à la normale au réseau. Un réseau conventionnel répartit l'énergie entre plusieurs ordres, dont une fraction importante est perdue dans l'ordre 0. Un réseau blazé résout ce problème en dotant chaque rainure d'un profil triangulaire asymétrique incliné d'un angle θ_b , appelé angle de blaze, comme illustré sur la figure 2.1. Chaque facette agit alors comme un micro-miroir orienté de façon à concentrer l'énergie diffractée vers l'ordre souhaité à la longueur d'onde de blaze λ_b , donnée par :

$$\lambda_b = 2\Lambda \sin \theta_b \quad (2.2)$$

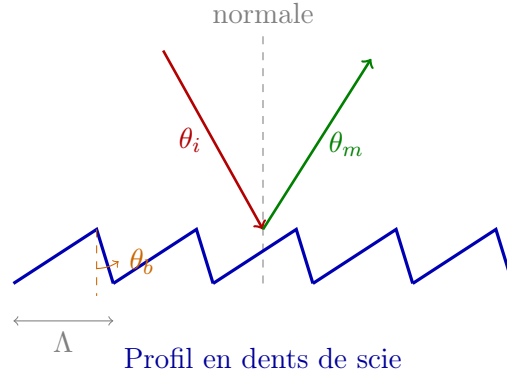


FIGURE 2.1 – Schéma de principe d’un réseau de diffraction blazé réfléchissant. Le profil en dents de scie oriente chaque facette selon l’angle de blaze θ_b afin de concentrer l’énergie diffractée vers l’ordre $m = 1$.

Dans le cas du réseau GR13-0616, la longueur d’onde de blaze est de $1,6 \mu\text{m}$, très proche de la longueur d’onde centrale du laser ($\lambda_0 = 1555 \text{ nm}$). Cette proximité garantit que la quasi-totalité de l’énergie est diffractée vers l’ordre 1, minimisant ainsi les pertes dans les ordres non utilisés. Le pas du réseau vaut $\Lambda = 1/600 \approx 1,67 \mu\text{m}$, valeur qui sera utilisée dans la suite pour calculer la dispersion angulaire du système.

Contraintes expérimentales

L’ensemble du montage doit être intégré sur une table optique de dimensions :

$$900 \times 600 \text{ mm}^2 \quad (2.3)$$

Le dimensionnement devra donc vérifier :

- la compatibilité de l’encombrement du montage avec les dimensions de la table optique ;
- la compatibilité de l’étalement spectral avec la surface active du SLM ;
- le respect des conditions de polarisation requises par le modulateur spatial de lumière ;
- le maintien d’une efficacité de diffraction élevée au niveau des réseaux ;
- la cohérence globale de l’architecture optique retenue.

Ces contraintes guideront les choix de conception et permettront de valider l’architecture expérimentale retenue.

2.3 Dimensionnement du setup expérimental

L'objectif de cette section est de dimensionner quantitativement les principaux paramètres du système de mise en forme spectrale. La démarche suit une logique progressive : les caractéristiques spectrales de la source sont d'abord établies, puis la dispersion introduite par le réseau est calculée, et enfin l'étalement spatial du spectre dans le plan du SLM est évalué et comparé aux dimensions actives du modulateur.

2.3.1 Largeur spectrale de l'impulsion laser

L'une des premières étapes du dimensionnement consiste à déterminer la largeur spectrale de l'impulsion laser. Cette grandeur conditionne directement l'étalement spatial du spectre dans le système dispersif et donc l'occupation du modulateur spatial de lumière.

Le laser délivre des impulsions de durée $\Delta t = 150$ fs. En supposant un profil spectral de type *sech*², le produit temps-bande vérifie $\Delta t \cdot \Delta \nu = 0.315$, ce qui donne :

$$\Delta \nu = \frac{0.315}{\Delta t} = \frac{0.315}{150 \times 10^{-15}} = 2.1 \times 10^{12} \text{ Hz} \quad (2.4)$$

La largeur spectrale en longueur d'onde s'obtient par dérivation de la relation $\nu = c/\lambda$:

$$\Delta \lambda = \frac{\lambda_0^2}{c} \Delta \nu = \frac{(1555 \times 10^{-9})^2}{3 \times 10^8} \times 2.1 \times 10^{12} \quad (2.5)$$

$$\boxed{\Delta \lambda \simeq 17 \text{ nm}} \quad (2.6)$$

Les bornes spectrales de l'impulsion sont donc :

$$\lambda_{\min} = \lambda_0 - \frac{\Delta \lambda}{2} = \boxed{1546.5 \text{ nm}} \quad \lambda_{\max} = \lambda_0 + \frac{\Delta \lambda}{2} = \boxed{1563.5 \text{ nm}} \quad (2.7)$$

soit un spectre s'étendant sur l'intervalle $\lambda \in [1546.5 ; 1563.5]$ nm. Ces bornes seront utilisées dans la suite pour évaluer la dispersion introduite par le réseau et l'étalement du spectre sur le SLM.

2.3.2 Réseau de diffraction et dispersion angulaire

Pour notre montage, le réseau est utilisé en configuration hors-Littrow afin d'éviter que le faisceau diffracté ne se propage sur le même trajet que le faisceau incident, tout en restant proche de la condition de blaze pour conserver une

efficacité de diffraction élevée. En utilisant l'équation (2.1) et en appliquant la condition de blaze $\theta_i \simeq 2\theta_b - \theta_m$, où θ_b désigne l'angle de blaze, on obtient après développement trigonométrique l'angle diffracté :

$$\boxed{\theta_m = \theta_b \pm \arccos\left(\frac{\lambda}{2\Lambda \sin \theta_b}\right)} \quad (2.8)$$

Pour $\lambda_0 = 1555$ nm, $\Lambda = 1670$ nm et $\theta_b = 28,41$, les deux solutions sont :

$$\theta_m = 40,3 \Rightarrow \theta_i = 16,52 \quad \text{ou} \quad \theta_m = 16,52 \Rightarrow \theta_i = 40,3 \quad (2.9)$$

La dispersion angulaire du réseau s'obtient en dérivant l'équation (2.1) par rapport à λ :

$$\boxed{\frac{d\theta}{d\lambda} = \frac{m}{\Lambda \cos \theta_m}} \quad (2.10)$$

Cette expression ne dépend pas explicitement de l'angle d'incidence, mais en dépend indirectement à travers θ_m . Les deux configurations donnent respectivement :

$$\left. \frac{d\theta}{d\lambda} \right|_{\theta_m=40,3} = \frac{1}{1,67 \times \cos(40,3)} \simeq 0,785 \text{ rad}/\mu\text{m} \quad (2.11)$$

$$\left. \frac{d\theta}{d\lambda} \right|_{\theta_m=16,52} = \frac{1}{1,67 \times \cos(16,52)} \simeq 0,625 \text{ rad}/\mu\text{m} \quad (2.12)$$

2.3.3 Étalement spectral dans le plan du SLM

Étalement angulaire

Pour une largeur spectrale $\Delta\lambda = 17$ nm, l'étalement angulaire total vaut :

$$\Delta\theta = \frac{d\theta}{d\lambda} \Delta\lambda \quad (2.13)$$

ce qui donne, selon la configuration :

$$\Delta\theta|_{\theta_m=40,3} = 0,785 \times 10^{-3} \times 17 \simeq 1,33 \times 10^{-2} \text{ rad} \quad (2.14)$$

$$\Delta\theta|_{\theta_m=16,52} = 0,625 \times 10^{-3} \times 17 \simeq 1,06 \times 10^{-2} \text{ rad} \quad (2.15)$$

Étalement spatial dans le plan focal

La lentille étant placée à une distance focale f du réseau, le SLM se trouve dans le plan focal image. L'étalement spatial du spectre sur le SLM vaut alors :

$$\boxed{\Delta x = f \Delta \theta} \quad (2.16)$$

Pour $f = 500$ mm :

$$\Delta x|_{\theta_m=40.3} = 500 \times 1.33 \times 10^{-2} \simeq 6.65 \text{ mm} \quad (2.17)$$

$$\Delta x|_{\theta_m=16.52} = 500 \times 1.06 \times 10^{-2} \simeq 5.3 \text{ mm} \quad (2.18)$$

Dans les deux configurations, l'étalement spectral reste bien inférieur à la largeur active du SLM ($L_x = 15.36$ mm), confirmant que l'intégralité du spectre est accessible au modulateur :

$$\Delta x \ll L_x = 15.36 \text{ mm} \quad (2.19)$$

2.4 Mise en œuvre du setup expérimental

2.4.1 Architecture retenue

Après le dimensionnement théorique du système, la mise en œuvre expérimentale du montage a été réalisée sur une table optique de dimensions $900 \times 600 \text{ mm}^2$. Afin de faciliter l'implantation des différents composants et de vérifier la compatibilité du montage avec l'espace disponible, une représentation à l'échelle du setup a tout d'abord été réalisée en utilisant les dimensions réelles de la table optique. Cette étape a permis d'anticiper les contraintes d'encombrement et de définir le positionnement des différents éléments.

La source laser femtoseconde étant installée sur une table adjacente à la table optique principale, le faisceau est acheminé vers le montage à l'aide d'une fibre optique reliée à un collimateur. Le collimateur est placé de manière à obtenir un faisceau parallèle à la surface de la table optique et à maintenir une hauteur constante tout au long du trajet optique.

En sortie du collimateur, le faisceau traverse successivement une lame demi-onde, un polariseur puis une seconde lame demi-onde. Cet ensemble permet de contrôler la puissance du faisceau tout en imposant l'état de polarisation requis pour le fonctionnement optimal du modulateur spatial de lumière.

Afin d'adapter le montage aux dimensions de la table optique, plusieurs miroirs plans ont été utilisés pour replier le trajet du faisceau. Un premier miroir placé

à l'extrémité de la table permet de dévier le faisceau, tandis qu'un second miroir l'oriente vers le premier réseau de diffraction.

Le premier réseau réfléchissant est positionné de manière à ce que le faisceau incident forme un angle d'environ (40°) avec la normale au réseau. Pour la longueur d'onde centrale du laser, le faisceau diffracté à l'ordre ($m=1$) forme un angle d'environ (16°) avec cette même normale. La géométrie retenue conduit ainsi à un angle d'environ (56°) entre les directions du faisceau incident et du faisceau diffracté.

Après diffraction, le faisceau est dirigé vers une première lentille cylindrique convergente de focale ($f = 500$) mm qui collimate le faisceau incident en transformant la dispersion angulaire introduite par le réseau en une séparation spatiale des longueurs d'onde. Afin de respecter les contraintes d'implantation sur la table optique, un miroir intermédiaire est placé à une distance de 20 cm après cette lentille. Le modulateur spatial de lumière est ensuite positionné à une distance de 30 cm après ce miroir, de manière à se situer dans le plan de Fourier du système 4f.

Après réflexion sur le SLM, le faisceau est replié par un autre miroir placé à une distance de 30 cm. Une seconde lentille convergente identique à la première est positionnée à 20 cm de ce miroir. Enfin, un second réseau de diffraction est installé à une distance de 50 cm de cette lentille afin de recombinaison les différentes composantes spectrales et de reconstituer le faisceau en sortie du système.

L'ensemble de cette architecture permet de conserver les propriétés du montage 4f tout en réduisant significativement son encombrement grâce à l'utilisation de miroirs de renvoi adaptés à la géométrie de la table optique.

Le setup expérimental réalisé est représenté sur la figure 2.2.

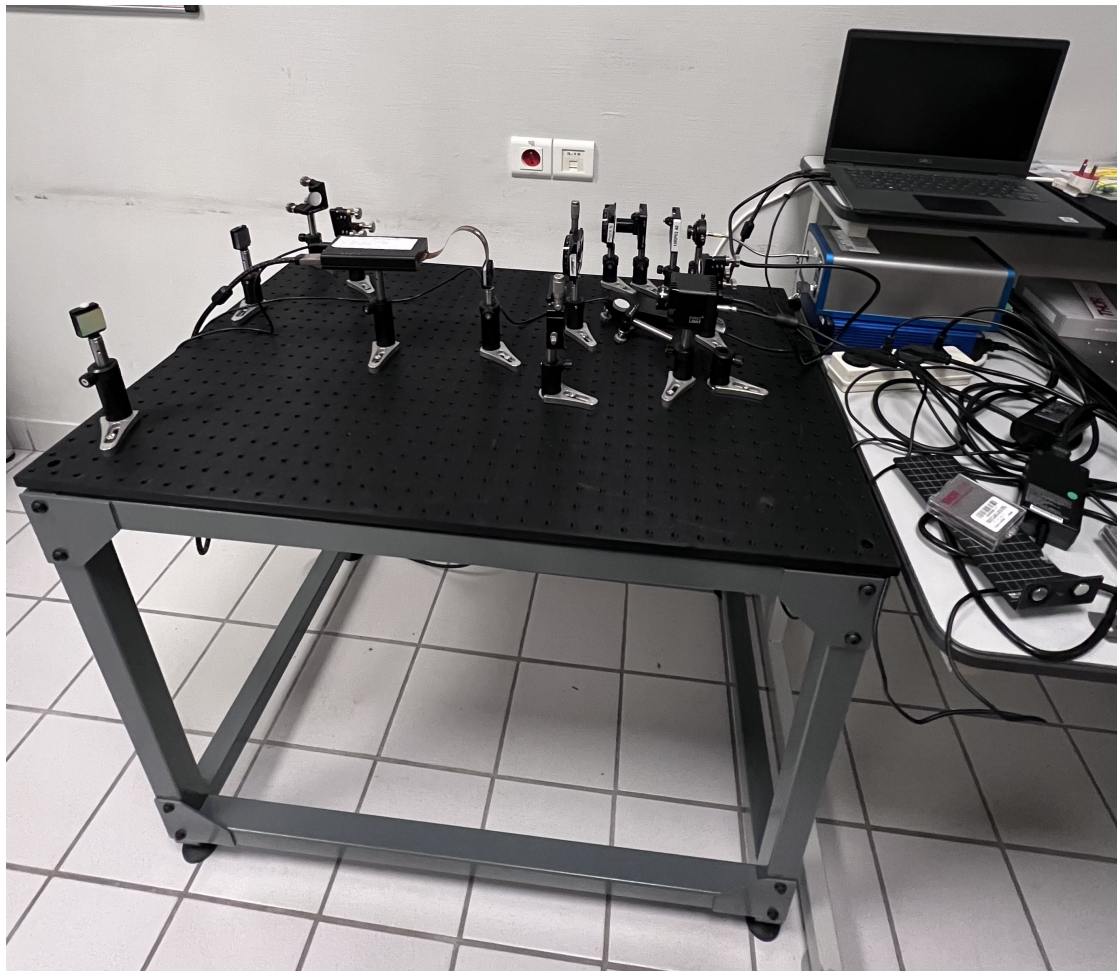


FIGURE 2.2 – Photographie du montage expérimental de mise en forme spectrale réalisé sur table optique $900 \times 600 \text{ mm}^2$.

Afin de mieux visualiser l'agencement spatial des composants, le montage a également été modélisé en trois dimensions à l'aide du logiciel **FreeCAD**. Les figures 2.3 et 2.4 présentent respectivement une vue de profil et une vue de dessus de cette modélisation, permettant d'apprécier le repliement du trajet optique ainsi que le positionnement relatif des différents éléments sur la table.

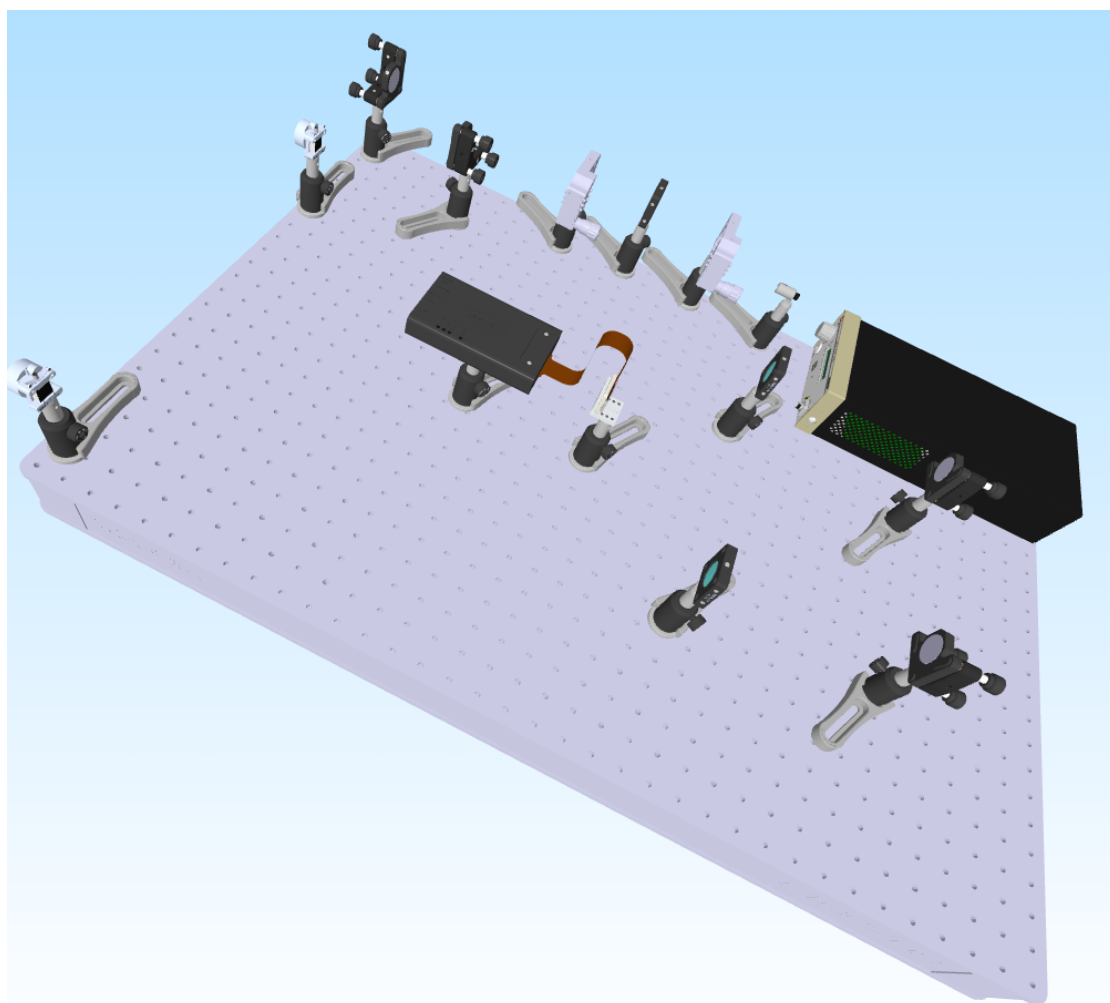


FIGURE 2.3 – Modélisation 3D du montage en vue de profil réalisée sous FreeCAD. Cette vue illustre la hauteur constante du faisceau et l'alignement vertical des composants.

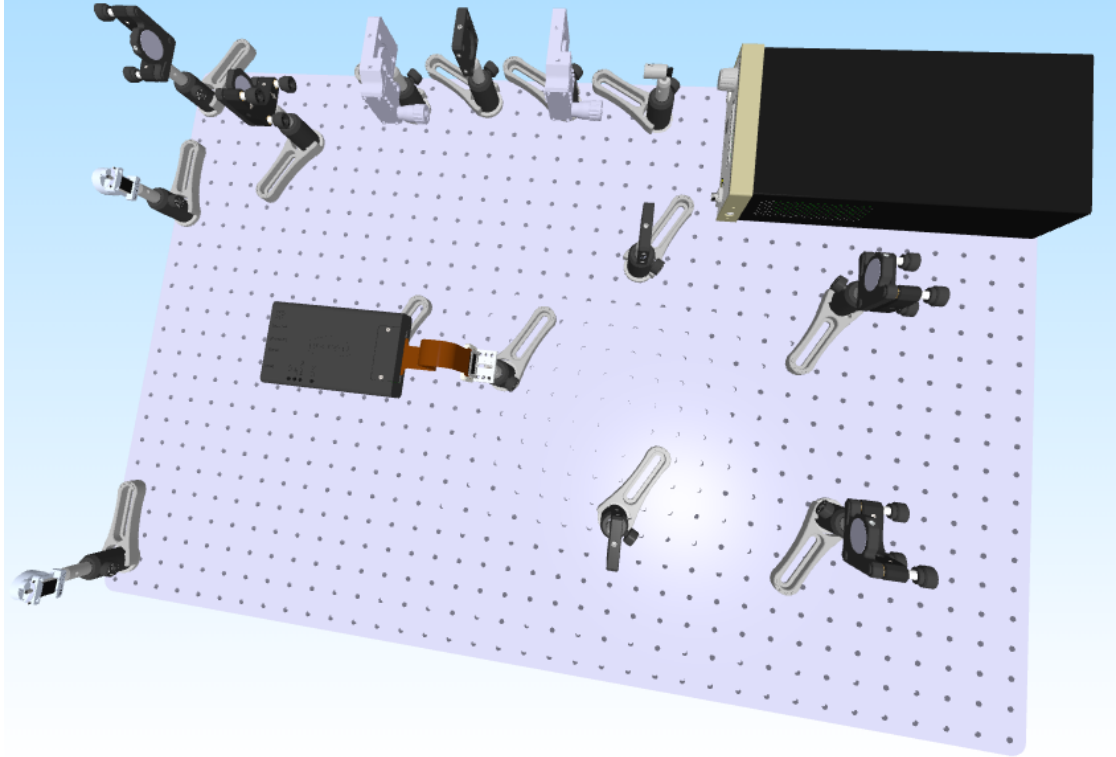


FIGURE 2.4 – Modélisation 3D du montage en vue de dessus réalisée sous Free-CAD. Cette vue met en évidence le repliement du trajet optique et l’implantation des composants dans le plan de la table.

2.4.2 Caractérisation expérimentale du SLM

Le SLM : un élément optique multifonction programmable

Le modulateur spatial de lumière est un composant remarquable en ce sens qu’il peut jouer, au sein d’un même montage, le rôle de plusieurs éléments optiques distincts selon le masque de phase qui lui est appliqué. En affichant différentes distributions de phase pixel par pixel, le SLM peut se substituer à une lentille, à un réseau de diffraction, à un prisme, ou encore à une combinaison de ces fonctions. Cette reconfigurabilité en temps réel constitue l’un de ses atouts majeurs pour les applications de mise en forme d’impulsions femtoseconde.

Les masques utilisés dans le cadre de cette étude ont été générés à l’aide du logiciel HOLOEYE. La figure 2.5 présente trois exemples illustrant cette polyvalence.

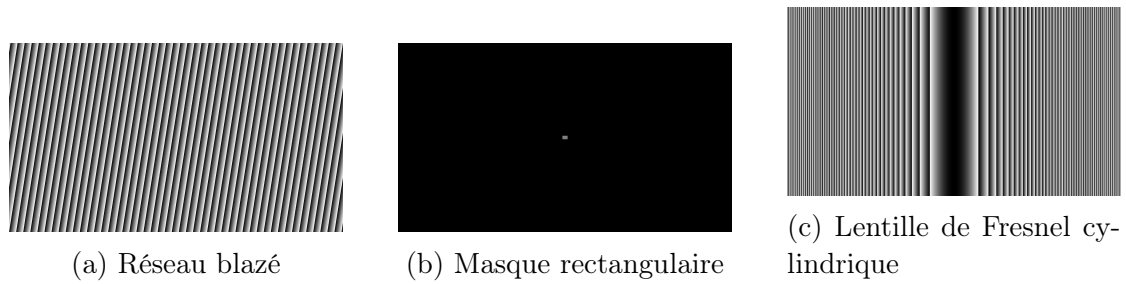


FIGURE 2.5 – Exemples de masques de phase affichés sur le SLM via le logiciel HOLOEYE, illustrant sa capacité à émuler différentes fonctions optiques.

Le premier masque (réseau blazé) redistribue l'énergie du faisceau entre différents ordres de diffraction, à la manière d'un réseau physique. Le second (masque rectangulaire) permet une modulation sélective par zones spectrales. Le troisième (lentille de Fresnel cylindrique) introduit une focale programmable dans une direction transverse. Ces trois exemples illustrent la richesse fonctionnelle du SLM et justifient son rôle central dans le système de mise en forme.

Étude du masque réseau linéaire et contrôle des ordres de diffraction

Parmi les masques disponibles dans le logiciel HOLOEYE, le masque de type **réseau linéaire** est particulièrement adapté pour étudier le comportement diffractif du SLM. Lorsqu'il est affiché, le SLM se comporte comme un réseau de diffraction programmable : le faisceau incident est réparti entre plusieurs ordres de diffraction, dont les principaux sont l'ordre 0 (faisceau non diffracté) et les ordres ± 1 .

Ce masque est caractérisé par deux paramètres ajustables dans le logiciel :

- le **niveau de gris**, qui contrôle l'amplitude de modulation de phase et détermine la répartition de l'énergie entre les ordres ;
- le **facteur de zoom**, qui modifie la période spatiale du réseau affiché et agit donc sur l'angle de diffraction des ordres ± 1 .

Les observations ont été réalisées à l'aide d'une caméra infrarouge SWIR placée en sortie du système.

Dans un premier temps, le profil du faisceau a été enregistré sans masque (écran blanc), constituant la référence de l'expérience (figure 2.3).

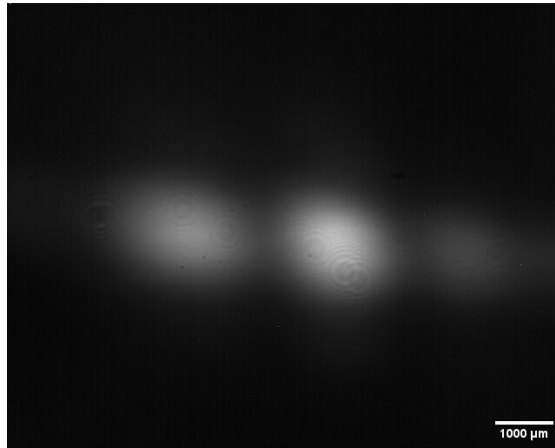


FIGURE 2.6 – Profil du faisceau de référence avant modulation par le SLM

Profil d'intensité du faisceau avant modulation

Le profil d'intensité du faisceau incident a été obtenu à l'aide du logiciel ImageJ en réalisant une coupe transversale passant par le centre du faisceau.

La Figure (2.4) présente la variation de l'intensité lumineuse en fonction de la position sur le détecteur, on observe une distribution gaussienne présentant un maximum unique correspondant au faisceau incident avant toute modulation par le SLM.

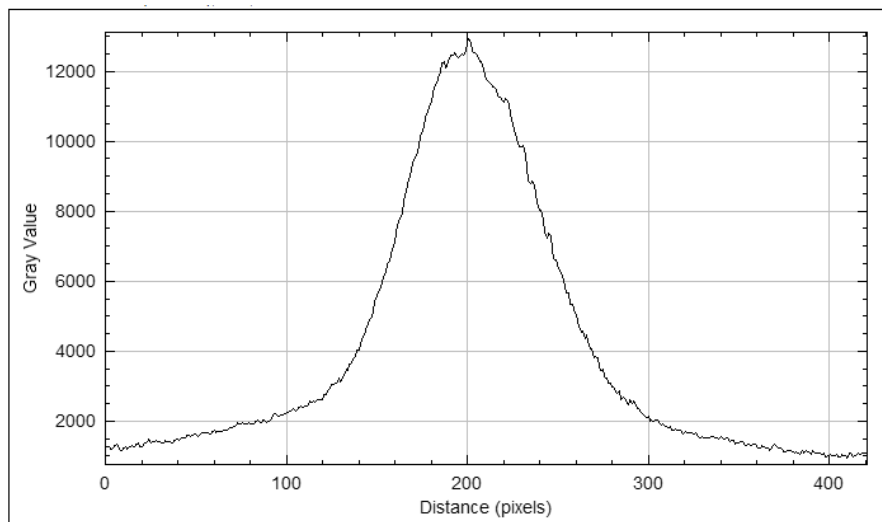


FIGURE 2.7 – Profil d'intensité de faisceau avant la modulation par le SLM

Evolution de la distribution spatiale du faisceau après l'interaction avec le SLM

Cette mesure constitue une référence permettant de comparer l'évolution de la distribution spatiale du faisceau après l'introduction des masques de phase sur le modulateur spatial de lumière.

Le masque réseau linéaire horizontal représenté dans la figure (2.5) a ensuite été affiché sur le SLM.

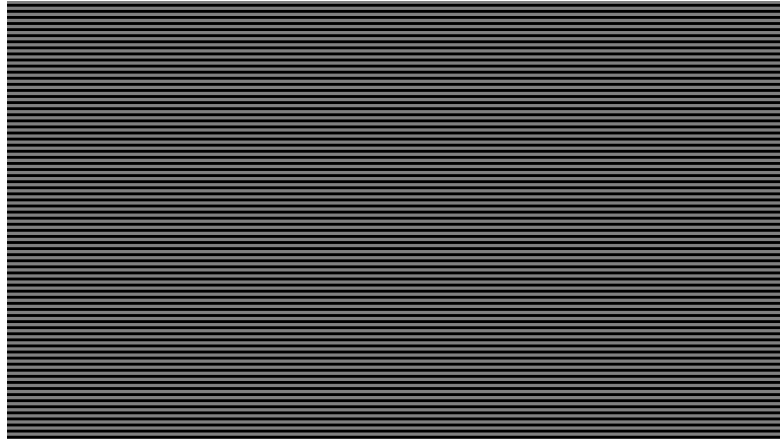


FIGURE 2.8 – Masque du réseau linéaire horizontal

Pour un niveau de gris de 37 et un facteur de zoom de 100 %, les trois ordres 0 et ± 1 sont simultanément visibles figure (2.6), ce qui confirme que le SLM produit bien une diffraction effective.

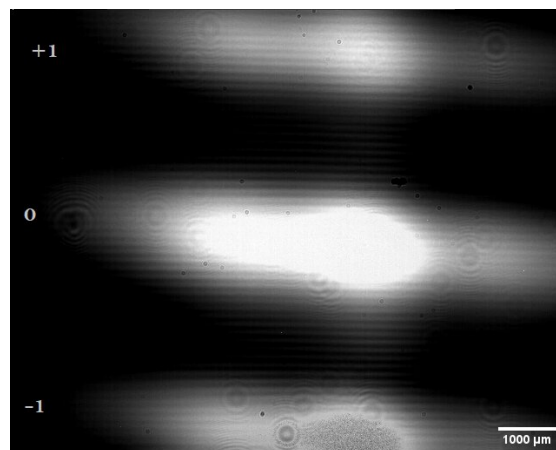


FIGURE 2.9 – Observation simultanée des ordres +1, 0 et -1 (niveau de gris : 37, zoom : 100 %)

Profil d'intensité des ordres -1 , 0 et $+1$

Avant optimisation complète des paramètres du masque et de la polarisation, trois ordres de diffraction sont simultanément observés.

Le profil d'intensité extrait à l'aide d'ImageJ met clairement en évidence la présence de trois maxima distincts correspondant aux ordres -1 , 0 et $+1$.

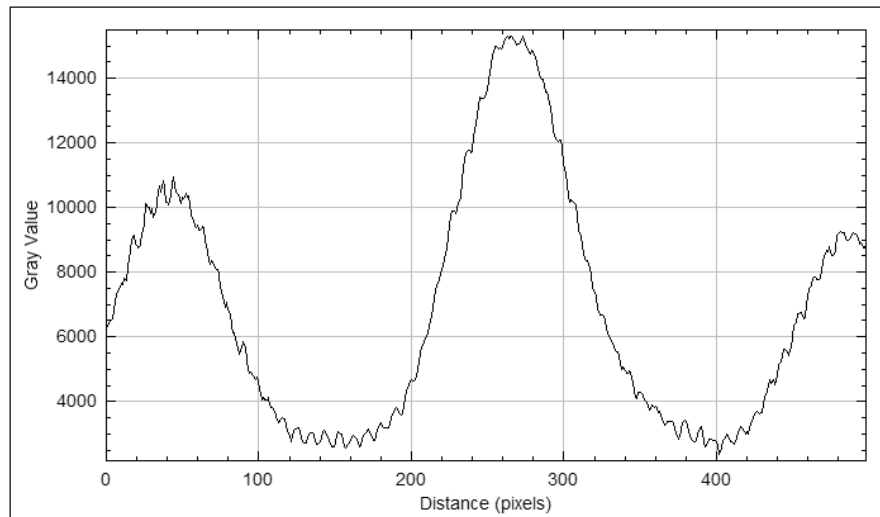


FIGURE 2.10 – Profil d'intensité pour les ordres $+1$, -1 et 0

La présence du pic central indique qu'une partie de l'énergie lumineuse demeure dans l'ordre 0 . Cette situation traduit une modulation de phase incomplète et un réglage encore perfectible des paramètres expérimentaux.

Optimisation de la polarisation et suppression de l'ordre 0

La répartition de l'énergie entre les ordres de diffraction dépend non seulement des paramètres du masque, mais aussi de l'état de polarisation du faisceau incident. En effet, le SLM à cristaux liquides ne module la phase que pour une polarisation linéaire bien définie ; toute déviation par rapport à cette condition se traduit par une modulation incomplète et un maintien de l'ordre 0 .

Un réglage fin de la polarisation a donc été effectué à l'aide du polariseur et des deux lames demi-onde. Après optimisation, les paramètres retenus sont :

- angle du polariseur : 48° ;
- angle de la seconde lame demi-onde : 270° ;
- niveau de gris du masque réseau : 73.

Ces réglages combinés permettent d'amener le déphasage introduit par le SLM au voisinage de π , condition nécessaire pour qu'un réseau de phase binaire transfère

le maximum d'énergie vers les ordres ± 1 tout en annulant l'ordre 0.

Le résultat obtenu est présenté sur la figure (2.7) : l'ordre 0 a disparu complètement, et les deux ordres ± 1 sont devenus largement prédominants.

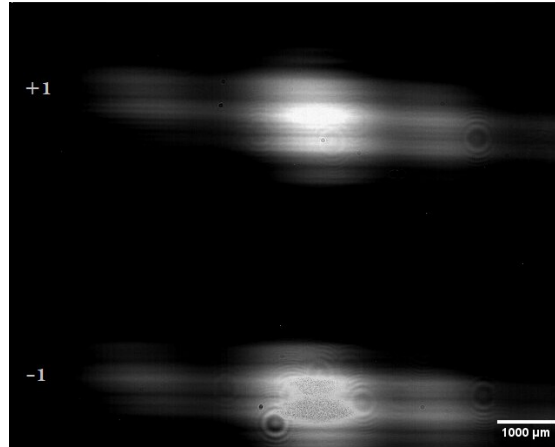


FIGURE 2.11 – Suppression de l'ordre 0 et prédominance des ordres ± 1 après optimisation de la polarisation (polariseur : 48° , lame $\lambda/2$: 270° , niveau de gris : 73, zoom : 138 %)

Profil d'intensité des ordres +1 et -1

Afin de mettre en évidence cette répartition, un profil d'intensité a été extrait le long de l'axe reliant les deux lobes diffractés.

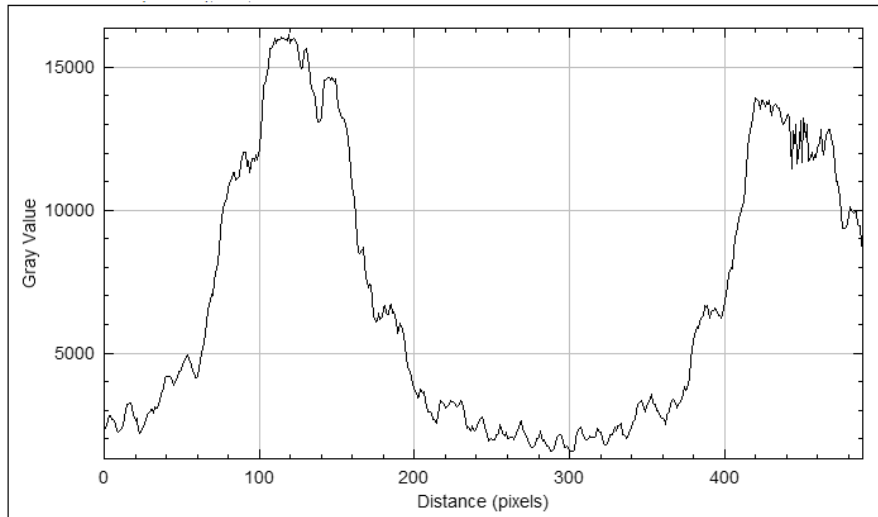


FIGURE 2.12 – Profil d'intensité du faisceau après la modulation par le SLM

La Figure montre l'apparition de deux maxima d'intensité distincts correspondant aux ordres de diffraction $+1$ et -1 . La faible intensité observée entre les deux pics confirme l'atténuation de l'ordre 0 et traduit un fonctionnement proche du régime optimal du SLM.

Ce résultat valide le bon fonctionnement du SLM dans des conditions proches du régime idéal et confirme l'importance du réglage de la polarisation pour exploiter pleinement ses capacités de modulation.

Influence du facteur de zoom sur la séparation des ordres ± 1

Le facteur de zoom agit sur la période spatiale du réseau linéaire affiché sur le SLM. Une augmentation du facteur de zoom correspond à une augmentation du pas du réseau, tandis qu'une diminution du facteur de zoom réduit ce pas. D'après l'équation des réseaux de diffraction, l'angle de diffraction est inversement proportionnel au pas du réseau. Ainsi, lorsque le facteur de zoom augmente, les ordres de diffraction ± 1 se rapprochent de l'axe optique, ce qui est en accord avec les observations expérimentales.

Une fois les conditions de suppression de l'ordre 0 établies, l'influence du facteur de zoom sur la séparation spatiale des ordres ± 1 a été étudiée de manière quantitative, en maintenant le niveau de gris et les angles de polarisation constants.

La figure (2.10) illustre l'évolution visuelle de cette séparation pour trois valeurs du facteur de zoom.

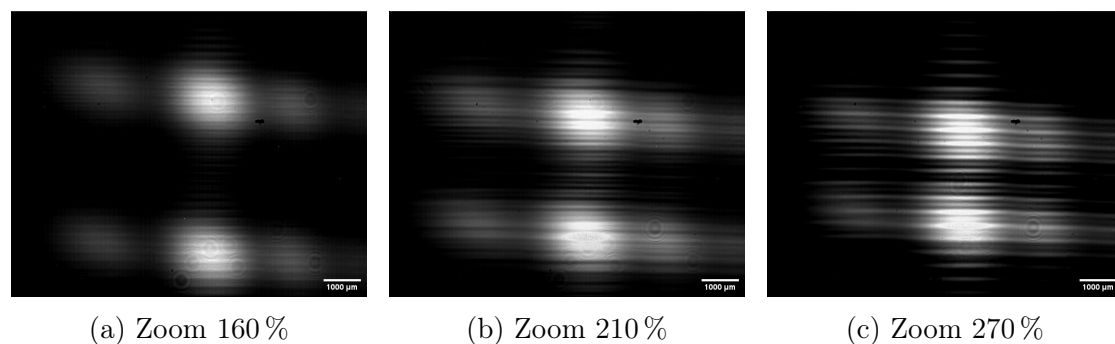


FIGURE 2.13 – Évolution de la séparation des ordres ± 1 en fonction du facteur de zoom. Un zoom croissant entraîne un rapprochement progressif des deux lobes.

Les distances ont été mesurées par analyse d'image avec le logiciel Fiji, après calibration spatiale de la caméra SWIR. Les résultats sont regroupés dans le tableau 2.3.

TABLE 2.3 – Distance entre les ordres ± 1 en fonction du facteur de zoom (niveau de gris : 73, polariseur : 48° , lame $\lambda/2$: 270°).

Facteur de zoom (%)	Distance (μm)
93	7065
138	4800
160	4305
210	3120
240	2715
270	2235

La courbe de la figure 2.14 confirme une relation inverse entre le facteur de zoom et la distance des ordres.

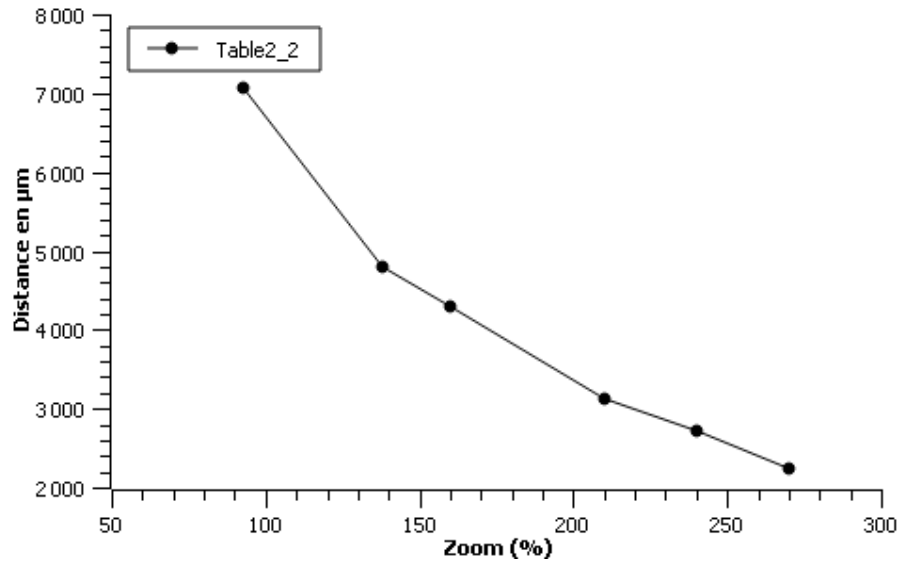


FIGURE 2.14 – Distance entre les ordres ± 1 en fonction du facteur de zoom affiché sur le SLM.

Ce comportement s'explique directement par la physique du réseau : augmenter le facteur de zoom dilate le motif affiché sur le SLM, ce qui réduit sa fréquence spatiale et donc l'angle de diffraction des ordres ± 1 , conformément à la relation $\sin \theta_{\pm 1} = \pm \lambda / \Lambda$, où Λ est la période du masque affiché.

Ces résultats confirment que le SLM constitue bien un réseau de diffraction entièrement reconfigurable, dont les propriétés dispersives peuvent être ajustées en

temps réel par simple modification numérique du masque, sans aucune intervention mécanique sur le montage.

Discussion des résultats obtenus

Les résultats obtenus sont globalement cohérents avec les observations réalisées lors des manipulations. Les mesures montrent une évolution progressive de la distance entre les ordres $+1$ et -1 lorsque le facteur de zoom varie. Cette tendance est également visible directement sur les images enregistrées par la caméra, où l'on observe un rapprochement des deux lobes pour les valeurs élevées du facteur de zoom.

L'absence d'écarts importants entre les différentes mesures indique une bonne reproductibilité des résultats. Ces observations confirment que les paramètres du masque affiché sur le SLM permettent de contrôler efficacement la répartition spatiale de l'énergie lumineuse et la position des ordres de diffraction.

2.5 Conclusion

Au cours de ce chapitre, l'ensemble du montage expérimental de mise en forme d'impulsions basé sur une architecture 4-f a été présenté ainsi que les différents composants optiques utilisés. Les calculs préliminaires ont permis de dimensionner le système et de vérifier sa compatibilité avec les caractéristiques du laser femto-seconde et du modulateur spatial de lumière.

Une étude expérimentale du SLM a ensuite été menée afin d'observer les différents ordres de diffraction générés par les masques de phase affichés. L'influence des paramètres de modulation, notamment le facteur de zoom, a été analysée à travers l'observation des figures de diffraction et la mesure de la distance entre les ordres (± 1).

Les résultats obtenus ont permis de mettre en évidence le rôle du SLM comme réseau de diffraction programmable et de valider expérimentalement son aptitude à contrôler la répartition spatiale du faisceau. Cette phase de caractérisation constitue une étape essentielle avant l'exploitation du SLM pour les applications de mise en forme spectrale et de traitement optique de l'information qui seront abordées dans le chapitre suivant.

Conclusion générale

L'objectif principal de ce travail était la conception, la mise en œuvre et la caractérisation expérimentale d'un système de mise en forme spectrale basé sur un montage optique 4f intégrant un modulateur spatial de lumière. Ce type d'architecture constitue aujourd'hui un outil de référence pour le contrôle des impulsions ultracourtes grâce à sa capacité à agir indépendamment sur les différentes composantes spectrales d'un faisceau laser.

Dans un premier temps, les principes théoriques relatifs aux impulsions femtosecondes, à la diffraction par les réseaux optiques et au fonctionnement des modulateurs spatiaux de lumière ont été étudiés. Cette analyse a permis de dimensionner les différents éléments du système et de définir une configuration adaptée aux contraintes expérimentales du laboratoire.

La réalisation du montage expérimental a ensuite nécessité l'implantation des composants optiques sur une table de dimensions limitées tout en conservant les propriétés fondamentales du système 4f. L'utilisation de plusieurs miroirs de renvoi a permis de réduire l'encombrement du montage sans modifier son fonctionnement optique.

Une attention particulière a été portée à la caractérisation du modulateur spatial de lumière. Différents masques de phase ont été générés et affichés sur le SLM afin d'étudier leur influence sur la diffraction du faisceau laser. Les observations réalisées à l'aide d'une caméra infrarouge SWIR ont permis de mettre en évidence les différents ordres de diffraction produits par le dispositif ainsi que l'importance du réglage de la polarisation pour obtenir une modulation de phase efficace.

L'étude expérimentale a également montré que les paramètres du masque affiché sur le SLM, notamment le niveau de gris et le facteur de zoom, influencent directement la répartition spatiale de l'énergie lumineuse. L'optimisation de ces paramètres a permis d'obtenir une forte atténuation de l'ordre zéro et de favoriser les ordres de diffraction ± 1 , caractéristique d'un fonctionnement proche du régime idéal d'un réseau de phase binaire.

Les mesures réalisées sur la distance séparant les ordres de diffraction ont confirmé l'influence de la fréquence spatiale du motif affiché sur le SLM. Les résultats obtenus sont en accord avec le comportement attendu d'un réseau de diffrac-

tion programmable et démontrent la capacité du modulateur spatial de lumière à contrôler précisément la distribution spatiale du faisceau.

Dans l'ensemble, les objectifs fixés au début de cette étude ont été atteints. Le montage expérimental développé constitue une plateforme fonctionnelle permettant l'étude et la mise en œuvre de techniques avancées de mise en forme spectrale d'impulsions ultracourtes.

Les perspectives de ce travail concernent principalement l'exploitation complète du système 4f pour la mise en forme temporelle d'impulsions femtosecondes. Des travaux futurs pourront notamment porter sur la calibration précise de la réponse en phase du SLM, l'application de fonctions de phase complexes, la compensation de dispersion ainsi que la génération d'impulsions façonnées destinées à des applications en contrôle cohérent, spectroscopie ultrarapide ou traitement optique de l'information.

Déclaration relative à l'utilisation d'outils d'intelligence artificielle

Dans le cadre de la rédaction de ce rapport, des outils d'intelligence artificielle générative notamment Chatgpt ont été utilisés ponctuellement comme assistance à la reformulation, à l'amélioration du style rédactionnel et à la correction linguistique de certains passages.

L'ensemble des travaux scientifiques présentés dans ce document, notamment la conception expérimentale, les manipulations réalisées, les calculs effectués, les mesures acquises, l'analyse des résultats ainsi que les conclusions tirées de l'étude, sont le fruit du travail des auteurs et ont été réalisés dans le cadre du stage sous l'encadrement des responsables scientifiques.

Les outils d'intelligence artificielle n'ont été utilisés qu'à des fins d'aide à la rédaction et n'ont pas contribué à la production des données expérimentales ni à l'élaboration des résultats scientifiques présentés dans ce rapport.

Bibliographie

- [1] Jean-Claude Diels and Wolfgang Rudolph. *Ultrashort Laser Pulse Phenomena : Fundamentals, Techniques, and Applications on a Femtosecond Time Scale*. Academic Press, Amsterdam, 2 edition, 2006.
- [2] Andrew M. Weiner. Femtosecond pulse shaping using spatial light modulators. *Review of Scientific Instruments*, 71(5) :1929–1960, 2000.
- [3] Antoine Monmayrant, Benoit Chatel, and Benoit Girard. High-resolution femtosecond pulse shaping. *Review of Scientific Instruments*, 81(3) :033103, 2010.
- [4] Daniel Brunner, Miguel C. Soriano, Claudio R. Mirasso, and Ingo Fischer. Parallel photonic information processing at gigabyte per second data rates using transient states. *Nature Communications*, 4 :1364, 2013.
- [5] Mathilde Hary, Daniel Brunner, Lev Leybov, Piotr Ryczkowski, John M. Dudley, and Goëry Genty. Principles and metrics of extreme learning machines using a highly nonlinear fiber. *Nanophotonics*, 2025. Received January 9, 2025 ; Accepted June 6, 2025 ; Published online June 26, 2025.
- [6] Orazio Svelto. *Principles of Lasers*. Springer, New York, 5 edition, 2010.
- [7] H. A. Haus. Mode-locking of lasers. *IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics*, 6(6) :1173–1185, 2000.
- [8] Ursula Keller. Recent developments in compact ultrafast lasers. *Nature*, 424 :831–838, 2003.
- [9] Matthias Wollenhaupt, Andreas Assion, and Thomas Baumert. *Femtosecond Laser Pulses : Linear Properties, Manipulation, Generation and Measurement*. Springer, 2011.
- [10] Jean-Claude Diels and Wolfgang Rudolph. *Femtosecond Laser Pulses : Linear Properties, Manipulation, Generation and Measurement*. Springer, 2006.
- [11] Koji Sugioka and Ya Cheng. Ultrafast lasers—reliable tools for advanced materials processing. *Light : Science & Applications*, 3(4) :e149, 2014.
- [12] Martin J. Booth. Adaptive optics in microscopy. *Philosophical Transactions of the Royal Society A*, 365(1861) :2829–2843, 2007.

- [13] Arthur Ashkin, James M. Dziedzic, John E. Bjorkholm, and Steven Chu. Observation of a single-beam gradient force optical trap for dielectric particles. *Optics Letters*, 11(5) :288–290, 1986.
- [14] Arthur Ashkin. Optical trapping and manipulation of neutral particles using lasers. *Proceedings of the National Academy of Sciences*, 94(10) :4853–4860, 1997.
- [15] Alan E. Willner, Hao Huang, Yan Yan, Yongxiong Ren, Nisar Ahmed, Guodong Xie, Changlei Bao, Long Li, Yi Cao, Zhe Zhao, Jian Wang, Martin P. J. Lavery, Moshe Tur, Siddharth Ramachandran, Andreas F. Molisch, Nima Ashrafi, and Solyman Ashrafi. Optical communications using orbital angular momentum beams. *Advances in Optics and Photonics*, 7(1) :66–106, 2015.
- [16] Andrei V. Ermolaev, Mathilde Hary, Lev Leybov, Piotr Ryczkowski, Anas Skalli, Daniel Brunner, Goëry Genty, and John M. Dudley. Limits of nonlinear and dispersive fiber propagation for an optical fiber-based extreme learning machine. *Optics Express*, 2025. Preprint / Submitted manuscript.
- [17] Anastasiia Sheveleva, Andrei V. Ermolaev, John M. Dudley, and Christophe Finot. Unsupervised classification of non-linear dynamics in optical fiber propagation using intensity clustering. *Results in Optics*, 17 :100731, 2024.