



HAL
open science

Etude et amélioration spatio-temporelles de l'intensité et du contraste dans les lasers PW

Lucas Ranc

► **To cite this version:**

Lucas Ranc. Etude et amélioration spatio-temporelles de l'intensité et du contraste dans les lasers PW. Optique [physics.optics]. Université Paris-Saclay, 2022. Français. NNT : 2022UPASP090 . tel-04789816

HAL Id: tel-04789816

<https://pastel.hal.science/tel-04789816v1>

Submitted on 19 Nov 2024

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.

Étude et amélioration spatio-temporelles de l'intensité et du contraste dans les lasers PW

Study and improvement of the spatio-temporal intensity
and contrast in PW laser chains

Thèse de doctorat de l'Université Paris-Saclay

École doctorale n° 572, Ondes et Matière (EDOM)
Spécialité de doctorat : Physique
Graduate School : Physique, Référent : Institut d'Optique

Thèse préparée au sein du Laboratoire Charles Fabry de l'unité de recherche UMR 8501 (IOGS, Université Paris-Saclay, CNRS), sous la direction de **Frédéric Druon**, Directeur de recherche, le co-encadrement de **Dimitris Papadopoulos**, Ingénieur de recherche (LULI, École polytechnique, IP Paris) et de la tutrice de **Sandrine Ricaud**, Thales

Thèse soutenue à Paris Saclay, le 18 octobre 2022, par
Lucas RANC

Composition du jury :

Membres du jury avec voix délibérative

Sophie Kazamias Prof. Dr., IJClab, Université Paris Saclay	Présidente
Vincent Bagnoud Prof. Dr., GSI - Darmstadt	Rapporteur et examinateur
Gilles Cheriaux Ingénieur de recherche, Dr., INPHYNI, Institut de Physique de Nice	Rapporteur et examinateur
Christophe Dorrer Sr. Scientist, Dr., LLE, Université de Rochester	Examineur

Membres du jury sans voix délibérative

Frederic Druon Directeur de recherche, Laboratoire Charles Fabry	Directeur
Dimitris Papadopoulos Ingénieur de recherche, Dr., LULI, École polytechnique	Co-encadrant
Olivier Chalus Dr., Thales LAS	Invitée

Titre : Étude et amélioration spatio-temporelles de l'intensité et du contraste dans les lasers PW

Mots clés : Laser de puissance, Optique - Instruments, Diagnostiques spatio-temporels

Résumé : Le travail de recherche faisant l'objet de ce document se situe dans le cadre d'une collaboration regroupant une dizaine de laboratoires spécialistes des lasers intenses. Le Laboratoire pour l'Utilisation des Lasers Intenses (LULI) et le Laboratoire Charles Fabry (LCF) font partie des laboratoires fortement impliqués dans la réalisation de la chaîne laser Apollon qui délivrera à termes des impulsions ultra-brèves de puissance crête 10 petawatts (PW). La focalisation de telles impulsions laser permet l'obtention d'un éclairage ultra-intense sur la cible. Une des interrogations scientifiques les plus importantes et prometteuses du moment en termes d'impact pour cette classe de lasers ultra-intenses est la caractérisation des couplages spatio-temporels car ils peuvent provoquer une baisse d'intensité ou du contraste temporel.

Les travaux présentés dans cette thèse CIFRE avec l'entreprise Thales qui est l'un des leaders mondiaux sur le marché des lasers PW se situent donc dans le cadre des travaux de recherche de cette nouvelle génération de lasers multi-petawatts. Une première partie de la thèse présente les résultats d'une campagne de caractérisation des effets spatio-temporels du faisceau 1 PW issu du laser Apollon. Une seconde partie de la thèse présente l'étude et l'amélioration du contraste temporel des impulsions du laser Apollon. Des améliorations sur les chaînes lasers Apollon et Thales ont été réalisées suite à ces travaux et des améliorations notables ont été obtenues. Ces changements ont eu un impact important sur le design des nouvelles chaînes PW notamment en ce qui concerne la criticité du choix de certaines optiques de grande dimension qui n'était pas suffisamment pris en compte jusqu'à maintenant.

Title : Study and improvement of the spatio-temporal intensity and contrast in PW laser chains

Keywords : high-power laser, Optics- Instruments, spatio-temporal sensors

Abstract : This document is part of a collaboration between ten laboratories specialized in intense lasers. The Laboratoire pour l'Utilisation des Lasers Intenses (LULI) and the Laboratoire Charles Fabry (LCF) are among the laboratories strongly involved in the realization of the Apollon laser chain which will deliver ultra-short pulses of 10 petawatts (PW) peak power. The focusing of such laser pulses allows to obtain an ultra-intense illumination on the target. One of the most important and promising scientific questions of the moment in terms of impact for this class of ultra-intense lasers is the characterization of the space-time couplings because they can cause a decrease in intensity or temporal contrast.

The work presented in this CIFRE thesis with the company Thales, which is one of the world leaders in the PW laser market, is therefore part of the research work on this new generation of multi-petawatt lasers. A first part of the thesis presents the results of a campaign of characterization of the space-time effects of the 1 PW beam from the Apollon laser. A second part of the thesis presents the study and the improvement of the temporal contrast of the Apollon laser pulses. Improvements on the Apollon and Thales laser chains were carried out following this work and significant improvements were obtained. These changes have had an important impact on the design of the new PW chains, especially regarding the criticality of the choice of some large optics which was not sufficiently taken into account until now.

Table des matières

Table des matières	v
I Introduction	1
1 Introduction générale	3
1.1 Généralités	4
1.1.1 Progression de la puissance crête	4
1.1.2 Genèse du CPA	6
1.1.3 Les défis	8
1.2 Contexte de la thèse	9
1.3 Les couplages spatio-temporels (SPT)	10
1.3.1 Champ électrique	10
1.3.2 Phase spectrale	12
1.3.3 Phase spatio-temporelle	13
1.3.4 Exemples de couplages spatio-temporels	15
1.4 Description incomplète du champ aux fortes puissances	21
1.5 Qualité temporelle des impulsions, le contraste	22
2 Philosophie des lasers face aux couplages SPT	25
2.1 Distorsions spatiotemporelles dans une chaîne laser PW	26
2.2 Effets spatio-temporels dans les lasers pétawatts	31
2.2.1 Intensité	31
2.2.2 Contraste	37
2.2.3 Conclusion	42
2.3 Développement des outils de caractérisation SPT et SPS	43
2.3.1 Légitimité du compromis à faire pour les lasers pétawatts	51
2.4 Démarches et stratégies expérimentales proposées	52

II	Couplages spatio-temporels impactant l'intensité	55
3	Étude spatio-temporelle de la chaîne 1 PW d'Apollon	57
3.1	Avant propos	58
3.2	Intérêt du développement d'une nouvelle technique	59
3.2.1	Caractérisation spatio-temporelle avec une technique hyperspectrale	60
3.3	Organisation de l'étude	61
3.4	Le prototype	64
3.5	L'outil développé par Imagine Optic	66
3.6	Calibration et évaluation des capacités de résolution spatio-spectrales des mesures de front d'onde hyperspectral	69
3.6.1	Dispositif expérimental pour le compresseur 1 PW	75
3.6.2	Résultats expérimentaux sur le compresseur 1 PW	77
3.7	Conclusion	81
4	Analyse numérique des données expérimentales	83
4.1	Du signal au diagnostic spatio-temporel	84
4.2	Exploitation des données spatio-spectrales	85
4.2.1	Comparaison et validation de l'approche proposée	89
4.2.2	Décomposition en polynôme de Zernike	90
4.2.3	Conclusions sur l'approche proposée	98
4.3	Analyse numérique	101
4.3.1	Impact du tilt	109
4.3.2	Impact de la courbure	112
4.3.3	Impact sur le faisceau amplifié	116
4.4	Conclusion	122
III	Couplages spatio-temporels impactant le contraste	125
5	Impact de la qualité de surface	127
5.1	Généralités et études antérieures dans ce domaine	128
5.2	Contexte de l'étude	130
5.2.1	Conditions expérimentales	130
5.3	Organisation de l'étude	132
5.4	Impact de la qualité de surface	133
5.4.1	Effets de modulation rapide de la phase spectrale sur l'intensité d'une impulsion	133
5.4.2	Analyse de surface et généralisation de la DSP	133

5.5	Mesure d'une surface par un profilomètre	145
5.6	Utilisation et performance des modèles à base de DSP	150
6	Validation des hypothèses et amélioration du contraste	157
6.1	Exploitation des résultats sur le DSP	158
6.1.1	Campagne expérimentale	163
6.2	Retour sur l'hypothèse de la problématique du miroir convexe	165
6.3	Modèles simplifiés	167
6.4	Transfert technologique vers un système laser industriel	169
6.5	Complément aux contributions axiales	170
6.6	Conclusion	176
IV	Conclusion générale	179
7	Conclusion	181
A	Annexes	185
A.1	Cross-corelateur de troisième ordre	185
A.2	Simulation et optimisation d'un compresseur	187
A.3	Paramètres de calcul des contributions axiales et non-axiales	188
A.3.1	La taille du faisceau, w	189
A.3.2	Le coefficient spatio-spectral γ	191
A.3.3	La longueur de corrélation, l_c	192
A.4	Polynômes de Zernike	193
A.5	Contributions de l'OPCPA sur le contraste temporel	195
B	Contributions scientifiques liées aux travaux de la thèse	197
B.1	Liste des contributions scientifiques	197
B.2	Articles scientifiques	200
	Bibliographie	246

Première partie

Introduction

Chapitre 1

Introduction générale

Objectifs

Ce chapitre a pour objectif de présenter le contexte des travaux de recherche sur les lasers de puissance faisant l'objet de ce manuscrit. Ainsi, il conviendra de définir les défis qu'impose leur montée en puissance, utilisant la technique d'amplification à dérive de fréquence. De plus, pour visualiser et caractériser le laser, il sera utile d'établir une description analytique du laser par un champ électrique complexe.

Sommaire

1.1	Généralités	4
1.1.1	Progression de la puissance crête	4
1.1.2	Genèse du CPA	6
1.1.3	Les défis	8
1.2	Contexte de la thèse	9
1.3	Les couplages spatio-temporels (SPT)	10
1.3.1	Champ électrique	10
1.3.2	Phase spectrale	12
1.3.3	Phase spatio-temporelle	13
1.3.4	Exemples de couplages spatio-temporels	15
1.4	Description incomplète du champ aux fortes puissances	21
1.5	Qualité temporelle des impulsions, le contraste	22

1.1 Généralités

1.1.1 Progression de la puissance crête

Les travaux de recherche décrits dans ce manuscrit ont été portés dès leur commencement par une atmosphère motivante due à l'attribution du prix Nobel de Physique dans le domaine étudié.

En effet, au tout début de ma thèse, en octobre 2018, Donna Strickland et Gérard Mourou ont été récompensés par l'Académie royale des sciences de Suède pour leurs travaux de recherche réalisés il y a plus de 30 ans. Ce prix Nobel de Physique récompense la mise au point de la technique laser d'amplification à dérive de fréquence (aussi appelée CPA pour *Chirped Pulse Amplification*) [1]. (Cette récompense est partagée avec Arthur Ashkin pour son invention de pinces optiques laser [2].) Cette distinction récompense aussi le fait que ces travaux ont connu de plus en plus d'applications sociétales au cours du temps.

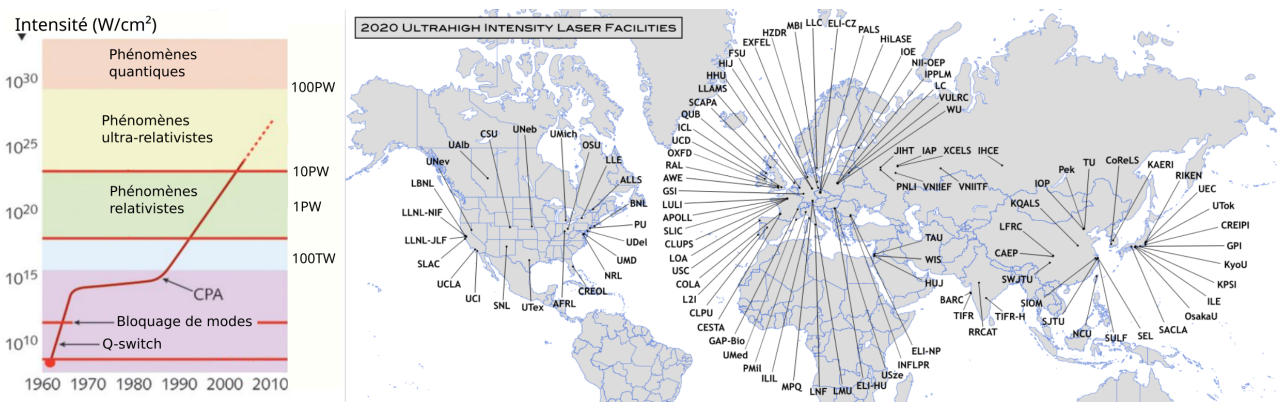


FIGURE 1.1 – (gauche) Évolution de l'intensité des lasers [3] (droite) Carte des lasers à très haute intensité recensés par ICUIL, *International Committee on Ultra-High Intensity Lasers* en 2020 [4]

Depuis les premières mises en évidence dans les années 1960–70, le laser a vu ses caractéristiques se développer dans une large variété d'applications faisant interagir lumière et matière. Ces interactions ont un intérêt aussi bien industriel que scientifique, comme l'illustre l'exemple du laser impulsionnel ultra-bref (durée d'impulsion inférieure à la picoseconde) utilisé comme une sorte d'appareil photo rapide. Ce type de dispositif a émergé

au cours des années 1970 et est basé généralement sur le verrouillage des modes en phase dans un oscillateur laser. Les systèmes laser à impulsions courtes représentent l'état de l'art en termes de précision temporelle et permettent de mettre en oeuvre la technique appelée pompe-sonde [5-7] qui consiste à envoyer deux impulsions : une première pour déclencher un phénomène (physique, chimique, etc.) et une seconde pour sonder l'effet. En répétant autant de fois que nécessaire à différents intervalles, on peut ainsi reconstituer l'évolution du processus. Les lasers impulsions sont maintenant couramment utilisés. Les présents travaux de recherche utilisent comme source d'impulsions ultra-brèves un oscillateur Ti :Sa dont le milieu amplificateur de Saphir est dopé au Titane [8]. Ces lasers oscillateurs [9] ont des énergies de l'ordre de quelques nJ et permettent d'analyser le mouvement électronique en régime faiblement non-linéaire (zone violette figure 1.1). Les lasers Ti :Sa femtoseconde peuvent être amplifiés par la technique d'amplification CPA qui a notamment permis de générer des impulsions de plus en plus énergétiques jusqu'à, à l'heure actuelle, plusieurs centaines de joules et ultra-brèves de l'ordre de quelques dizaines de femtosecondes (10^{-15} s). Elle a donc *in fine* augmenté considérablement l'éclairement lumineux sur la cible expérimentale [10, 11]. (L'éclairement lumineux correspond, en photométrie, au flux lumineux sur une surface donnée.) Cette augmentation de l'éclairement a permis d'adresser diverses applications de recherche telles que la génération de sources secondaires de rayonnement (rayon X, γ) [12, 13], l'accélération de particules (protons ou électrons [14-16]), la génération d'harmoniques d'ordre élevé [17-19], etc (la figure 1.1 montre l'évolution de l'interaction laser-matière mise en jeu en fonction des gammes d'éclairement). Ces instruments laser s'adressent aussi à des applications civiles critiques telles que l'oncologie avec la proton-thérapie [16], la chirurgie laser ophtalmique [20, 21], l'imagerie bio-chimique ou bio-médicale grâce à la résolution de phénomènes ultra-rapides, etc.

Du "petit" laser femto utilisé pour la chirurgie réfractive pour la découpe de la cornée dans le processus de correction de la myopie aux "grands" instruments de recherche de la physique moderne, les chaînes laser femto font partie intégrante de la science et de la technologie de manière quasi ubiquitaire.

Pour la suite du manuscrit, l'éclairement comme défini en photométrie sera appelé par abus de langage : *intensité*. Elle est exprimée en Watt par centimètre² [W/cm^2]. On s'intéressera à la valeur crête de cette grandeur qui correspond à une puissance maximum instantanée sur la surface où est focalisé le faisceau. On s'intéressera aussi à la puissance crête qui est l'énergie d'une impulsion divisée par sa durée. Tandis que l'énergie totale délivrée reste faible de l'ordre du Joule (soit l'élévation de 1 gramme d'eau de 1 degré), la lumière cohérente au régime femtoseconde permet de délivrer une puissance crête considérable de l'ordre de $40\text{J}/40\text{fs} \approx 1$ pétaWatt (PW), soit la puissance d'un million de centrales nucléaires (mais bien-sûr pendant ce temps extrêmement court).

1.1.2 Genèse du CPA

Les premières tentatives d'amplification se sont vite heurtées à des effets catastrophiques soit sur les optiques de transport soit sur l'amplificateur lui-même à cause des intensités crêtes qui devenaient trop élevées et dépassant les seuils de dommage. La première idée fut de passer par une augmentation du diamètre des optiques, ce qui aboutit à une génération de lasers géants malgré leur performances toujours limitées en puissance crête. L'idée fondatrice du CPA consiste à passer par étalement temporel des composantes spectrales du faisceau, à les amplifier séparément puis *in fine* à les réunir à nouveau. La mise en oeuvre utilise un oscillateur, un étireur, un amplificateur et un compresseur (figure 1.3). Cette technique est basée sur l'utilisation de réseaux de diffraction permettant de créer une dispersion de vitesse de groupe positive (étireur) ou négative (compresseur) (cf. fig 1.2)

La technique CPA a apporté une solution à la question de l'amplification et elle est à présent une technique classique. Elle a en effet permis aux lasers femtoseconde de monter en puissance crête à partir des années 1990 avec par exemple les premières démonstrations de lasers téraWatts [22]. Ces lasers TW, une fois focalisés sur cible permettent de dépasser le seuil d'ionisation de la matière pour des intensités de l'ordre de $\sim 10^{13-15} \text{ W}/\text{cm}^2$ (cible solide). Il en résulte une intensité crête suffisante pour permettre des démonstrations expérimentales en régime ultra-relativiste. En effet, une intensité crête très élevée est syno-

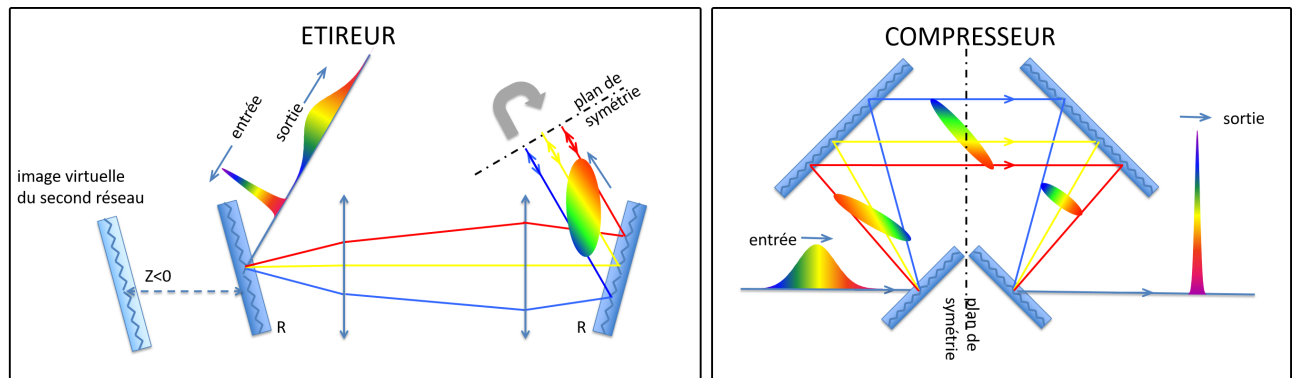


FIGURE 1.2 – Schéma du principe de fonctionnement d'un système d'imagerie à dispersion positive (étireur) ou négative (compresseur)

nyme d'un fort champ électrique pouvant donner accès à des accélérations de particules. Nous citerons l'accélération de faisceaux de particules chargées par sillage laser [23, 24], la création de faisceaux d'harmoniques d'ordre élevé en régime attoseconde (10^{-18} s) [25](par recombinaison par effet tunnel d'un électrons accéléré cf. fig 1.1), ... Les laboratoires ont donc commencé à exploiter ces lasers pour des expériences d'interaction à très haute intensité $I > \sim 10^{18-20}$ W/cm² sur cible solide ou cellule de gaz pour des expériences liées à la physique des plasmas). La puissance de ces instruments n'a de cesse d'augmenter pour atteindre des phénomènes ultra-relativistes voire quantiques [26, 27] (la zone verte puis orange sur la figure 1.1).

On parle aujourd'hui de lasers pétawatts voire *multi-pétawatt* pétaWatt (PW) pour désigner cette catégorie de lasers où l'intensité devient colossale : $I > 10^{22-23}$ W/cm². Ces lasers à *très haute* intensité font l'objet d'un recensement dans la littérature [28-30] ou encore par ICUIL, *International Committee on Ultra-High Intensity Lasers*, qui organise une conférence internationale qui leur est dédié tous les 2 ans (cf. carte en 1.1).

Que ce soit dans les secteurs civil ou militaire, la promesse d'avoir accès à de nouvelles découvertes à ces régimes de très haute intensité poussent beaucoup de pays dans une course à la puissance en vue de disposer d'une position de pionnier dans le domaine. C'est au sein de ces recherches que s'inscrit mon projet de thèse à travers le développement du laser 10 PW Apollon.

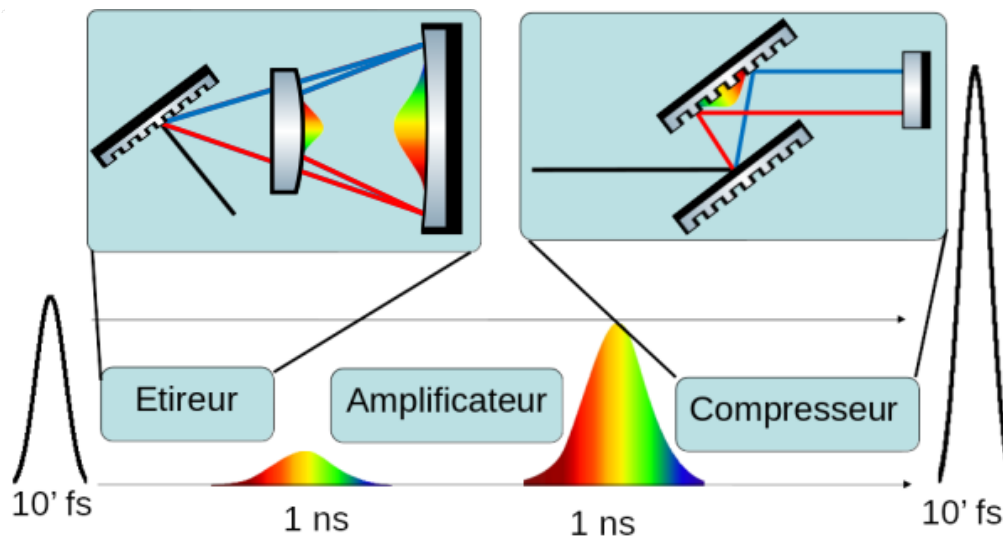


FIGURE 1.3 – Schéma du principe de l'amplification CPA : un oscillateur génère une impulsion d'une dizaine de femtosecondes qui est étalée temporellement par l'étireur (durée de l'ordre de la nanoseconde), puis amplifiée (du nanoJoule au Joule), avant d'être comprimée parfaitement (compresseur) à la durée initiale.

1.1.3 Les défis

Les avantages de la technique CPA la rendent quasi incontournable. Cependant, on constate deux aspects :

- l'étalement spatial du spectre expose les composantes spectrales à des chemins différents (qui est le principe de base de ces systèmes étireurs et compresseurs à réseaux)
- la taille importante des optiques est de nature à introduire des défauts de planéité des surfaces créant des chemins non-idéaux.

Il en résulte que ces composantes spectrales sont potentiellement exposées à des défauts différents. Un *couplage spatio-temporel* est souvent inévitable. Cela introduit une dégradation de la qualité spatiale et temporelle des impulsions du laser, ces défauts pouvant en outre être couplés de façon non-linéaire.

Or les applications des lasers à impulsions ultra-brèves nécessitent de délivrer l'intensité maximale, c'est-à-dire une énergie dans le volume le plus *localisé* possible tant spatialement que temporellement : un dégroupement risque d'entraîner un impact irréversible sur la structure de la cible compromettant la validité de l'expérience utilisateur.

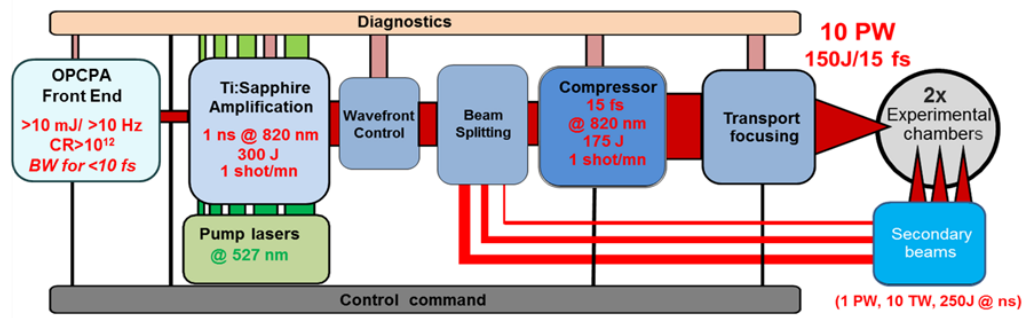


FIGURE 1.4 – Schéma bloqué du laser Apollon

Il est donc important de chercher à minimiser les dégradations spatio-temporelles, car elles impactent la qualité de l'impulsion et l'intensité sur cible.

C'est pourquoi l'objectif du présent travail a été d'étudier les phénomènes de couplages spatio-temporels pour établir les éléments critiques de la chaîne laser concernant ces dégradations. Le présent document expose les travaux de recherche expérimentale sur l'étude de ces phénomènes de couplage et des pistes d'amélioration quand cela est possible.

1.2 Contexte de la thèse

Les travaux de recherche présentés ici se placent dans un environnement de recherche à la fois académique et industriel. Tout d'abord, dans le cadre académique avec le développement du laser Apollon¹ sur le plateau de Saclay (Île de France), et industriel avec le développement des lasers pétawatts au sein de l'entreprise Thales. Sur le laser Apollon, notons que de nombreux laboratoires à la pointe de la recherche de lasers ultra-intenses participent à son développement, tels que le Laboratoire pour l'Utilisation des lasers Intenses (LULI), le Laboratoire Charles Fabry (LCF), le Laboratoire d'Optique Appliquée (LOA), etc. Il y a une dizaine d'années, ces laboratoires ont décidé de collaborer pour réaliser un laser multi-PétaWatt au travers du laser *Apollon 10PW* [31-33] devant délivrer à terme des impulsions de 150 Joules (J) en 15 femtosecondes (fs). De nombreuses réalisations uniques ont d'ores et déjà été effectuées et ont suscité l'intérêt de la société Thales LAS (ex-TOSA)

1. ILE (Institut de la Lumière Extrême), puis CILEX-Apollon (Centre Interdisciplinaire Lumière Extrême puis Infrastructure de Recherche Apollon)

basée à Élançourt (Île de France), déjà pionnière dans le domaine des lasers pétawatts. On peut citer le développement du laser 1PW nommé BELLA (Berkeley Lab Laser Accelerator) aux USA en 2012. Thales est le premier industriel à avoir installé un système laser pétawatt dans le monde. Ce rapprochement académique- industriel a été très fructueux. Et dans le cadre des projets Européens ELI (visite virtuelle [34]), Thales a démontré en 2020 un laser 10PW pour le projet ELI-NP en Roumanie [35, 36]. Ces succès et ces réalisations expérimentales permettent à la recherche de découvrir des domaines encore inexplorés (cf. fig 1.1). Mes travaux de recherche se situent dans la continuité de cette collaboration entre les laboratoires du Plateau de Saclay et l'entreprise Thales. Ainsi, Thales et les laboratoires LULI (école polytechnique - IPP) et LCF (Institut d'Optique Graduate School - Université Paris-Saclay) du consortium Apollon ont proposé de continuer l'étude et l'amélioration de ces lasers. Les travaux faisant l'objet de ce manuscrit s'associent à ces enjeux et ces défis de recherche actuels sous la forme d'une thèse CIFRE (Convention Industrielle de Formation par la Recherche) regroupant un industriel, un laboratoire et un doctorant. Les présents travaux se sont appuyés sur la collaboration de trois équipes de recherche : le groupe Lasers du LCF et l'équipe laser du LULI, impliqués dans le projet Apollon ainsi que l'équipe laser de Thales. Ces travaux sont essentiellement expérimentaux et sont consacrés à la physique des lasers de puissance. Grâce à cette collaboration tripartite, ce travail expérimental a pu être réalisé à la fois sur le laser Apollon et dans le département R& D du groupe Thales.

1.3 Les couplages spatio-temporels (SPT)

1.3.1 Champ électrique

Pour étudier ces phénomènes théoriquement et expérimentalement, on peut décrire de manière analytique une impulsion laser par son champ électrique complexe aussi bien en fonction du temps (ou fréquences) que de l'espace (ou fréquences spatiales). Dans cette section seront introduites quelques notions au sujet de la description d'une impulsion laser par son champ électrique ainsi que des quantités relatives aux effets de couplages spatio-

temporels que j'utiliserai par la suite.

Ainsi pour la suite de ce document, on considérera un champ électrique avec sa représentation complexe $\mathbf{E}(x, y, z, t)$ se propageant dans la direction donnée par son vecteur d'onde \vec{k} selon z ayant une enveloppe $E_0(x, y, z, t)$ variant lentement devant $2\pi/\omega_0$ (ω_0 pulsation correspondant à la fréquence de la porteuse) :

$$\begin{aligned}\mathbf{E}(\vec{r}, t) &= E_0(\vec{r}, t) \times \exp^{i\vec{k}\cdot\vec{r}-i\omega_0 t} \\ \mathbf{E}(x, y, z, t) &= E_0(x, y, z, t) \times \exp^{ikz-i\omega_0 t}\end{aligned}\quad (1.1)$$

Avec $E_0(x, y, z, t)$ dans le cas d'une impulsion gaussienne de la forme :

$$E_0(0, 0, 0, t) = A \times \exp^{-t^2/\tau_0^2 - i\omega_0 t} \quad (1.2)$$

où A l'amplitude du champ et $\tau_0 = \Delta t / \sqrt{2 \ln 2}$ dont Δt représente la largeur à mi-hauteur (FWHM) du profil d'intensité temporel $I(0, 0, 0, t)$ proportionnelle à $|\mathbf{E}(0, 0, 0, t)|^2$. Pour toute position z , cette grandeur $\mathbf{E}(x, y, t)$ peut être représentée dans ses dimensions spatiale et temporelle mais aussi dans l'un de ses espaces duaux par transformation de Fourier : spatio-temporel (x, y, t) et (k_x, k_y, t) ou spatio-spectral (x, y, ω) et (k_x, k_y, ω) où ω et k_{xy} sont respectivement les fréquences temporelles et spatiales.

Prenons pour exemple un cas simple 1D où le champ électrique est décrit dans son domaine spectral :

$$\mathbf{E}(x = 0, y = 0, z = 0, \omega) = \text{TF}[\mathbf{E}(t)](\omega) = \int \mathbf{E}(t) \exp\{i\omega t\} dt = \mathbf{E}(\omega) \exp\{-i\varphi(\omega)\} \quad (1.3)$$

où module quadratique du champ $|\mathbf{E}(\omega)|^2$ est proportionnel au profil d'intensité spectrale (noté $I(\omega)$) appelé simplement *spectre* et $\varphi(\omega) = \text{Arctan}(\text{Im}(\mathbf{E})/\text{Re}(\mathbf{E}))$ la phase spectrale.

Le spectre d'un laser se mesure aisément à l'aide d'un spectromètre classique (spectromètre à réseaux typiquement). Cependant, un spectre ne permet pas à lui seul de trouver la durée de l'impulsion temporelle (par transformée de Fourier inverse) car il ne prend pas

en compte la phase de l'impulsion qui peut avoir des formes très variées. Le calcul basé uniquement sur le profil spectral (avec une phase plate) donnera la durée (nommée dans la suite FTL pour Fourier Transform Limit) la plus courte que cette impulsion laser peut avoir. On peut voir sur la figure 1.5 une représentation du champ d'un même spectre mais pour deux phases différentes.

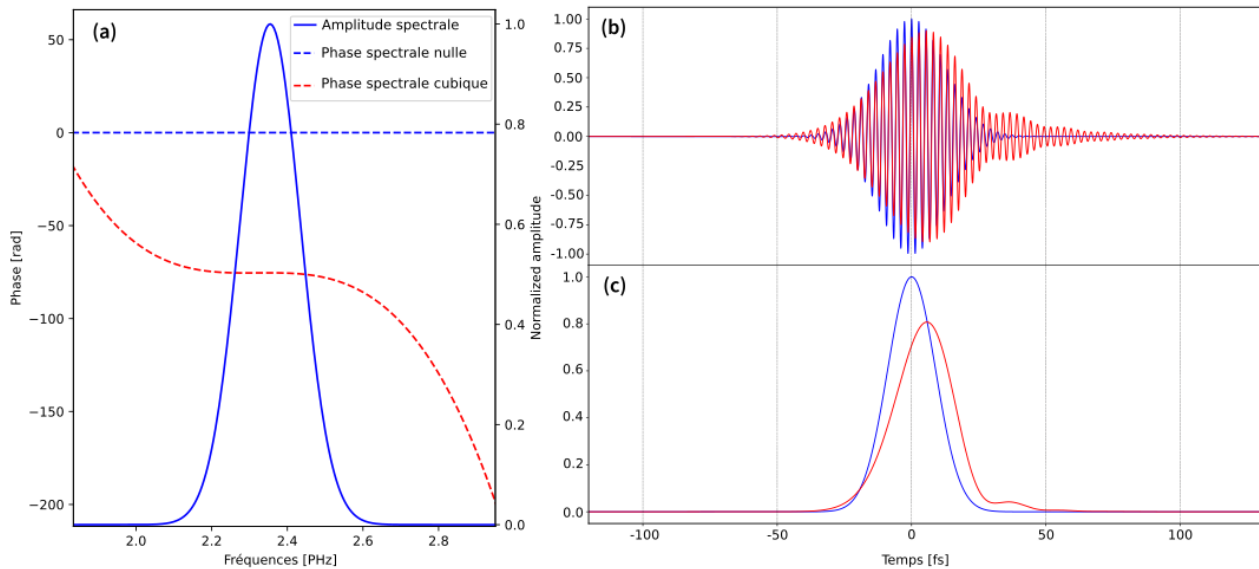


FIGURE 1.5 – Représentation du spectre (a) du champ électrique (b) et du profil d'intensité (c) pour une impulsion gaussienne à 800 nm de durée $\Delta t=20$ fs (FWHM) et de phase soit nulle (bleu) soit cubique (rouge).

1.3.2 Phase spectrale

Dans le cas de la génération d'une impulsion laser, l'oscillateur (au début de la chaîne CPA) utilisant le verrouillage des modes en phase va délivrer des impulsions ultra-brèves avec un large spectre (>200 nm dans le cas d'Apollon) et en limite de Fourier (la phase spectrale à l'origine est plate voire quasi plate). En considérant toujours un cas 1D, la distribution spectrale va subir l'impact des éléments dispersifs (étireur, matériaux amplificateur et compresseur). Cet impact va se répercuter sur la phase spectrale $\varphi(\omega) = \varphi_{\text{etir.}} + \varphi_{\text{mat.}} + \varphi_{\text{compr.}}$. Le compresseur devra idéalement être configuré pour compenser et donc annuler cette phase pour comprimer l'impulsion amplifiée à la durée minimale. Un moyen d'étudier cette phase est d'écrire $\varphi(\omega)$ sous la forme d'un polynôme grâce au développement en série de Taylor

et d'étudier l'impact de chacun des coefficients de ce développement, séparément :

$$\varphi(\omega) = \sum_{n=0}^{\infty} \frac{\varphi(\omega_0)^{(n)}(\omega - \omega_0)^n}{n!} \quad (1.4)$$

$$\varphi(\omega) = \varphi(\omega_0) + \varphi(\omega_0)^{(1)}(\omega - \omega_0) + \frac{\varphi(\omega_0)^{(2)}(\omega - \omega_0)^2}{2} + \frac{\varphi(\omega_0)^{(3)}(\omega - \omega_0)^3}{6} + \dots \quad (1.5)$$

Cette série permet ainsi de décomposer la phase spectrale en termes des plus aux moins significatifs jusqu'à un ordre n . Les termes $n = 2$ et $n = 3$ sont les principaux ordres impactant la phase et ils servent notamment aux calculs pour la configuration du compresseur [ref annexe]. En effet, en analysant le type de phase associé les différents ordres n , ces deux termes sont les plus importants à compenser.

- $n = 0$ une phase absolue (i.e. utile pour ajuster la phase CEP [37] pour des applications de HHG par exemple) mais ne joue pas sur la durée de l'impulsion
- $n = 1$ un délai de groupe (group delay (GD) en anglais) : terme linéaire montrant la pente de la phase qui correspond à un simple retard de l'impulsion
- $n = 2$ la dispersion de délais de groupe (group delay dispersion (GDD) en anglais) : on peut voir cela comme mesurant la qualité de la synchronisation des longueurs d'onde, elle impacte la durée de l'impulsion. On parlera de GVD (group velocity dispersion) lors d'une propagation dans un matériaux
- $n = 3$ la dispersion de troisième ordre (Third order dispersion TOD).
- $n > 4$ ordres supérieurs difficile à compenser, mais leur amplitude diminue avec n .

Les ordres supérieurs ou égaux à $n=2$ sont signes de distorsion modifiant la distribution d'énergie dans le temps, la durée et donc l'intensité de l'impulsion.

1.3.3 Phase spatio-temporelle

Ce que l'on souhaite déterminer est le champ \mathbf{E} à une position \mathbf{z} . J'exprime donc ici $\mathbf{E}(\mathbf{x}, y, t)$ ou $\mathbf{E}_0(\mathbf{x}, y, \omega)$ sous la forme :

$$\mathbf{E}(\mathbf{x}, y, t) = \mathbf{E}_0(\mathbf{x}, y, \omega) \times \exp^{+i\phi(\mathbf{x}, y, t)} \iff \mathbf{E}(\mathbf{x}, y, \omega) = \mathbf{E}_0(\mathbf{x}, y, \omega) \times \exp^{-i\varphi(\mathbf{x}, y, \omega)} \quad (1.6)$$

où la phase *spatio-spectrale* est donc exprimée en fonction de sa position (x, y) dans le faisceau laser. Un développement supplémentaire en série de Taylor précédent (eq. 1.5) se généralise sous la forme :

$$\varphi(x, y, \omega) = \sum_{n=0}^{\infty} \sum_{m=0}^{\infty} \sum_{p=0}^{\infty} \frac{\varphi(x_0, y_0, \omega_0)^{(n,m,p)} (\omega - \omega_0)^n (x - x_0)^m (y - y_0)^p}{n!m!p!} \quad (1.7)$$

Le but ici n'étant pas de développer complètement ce calcul, notons néanmoins les particularités de certains termes remarquables $\varphi^{(n,m,p)}$ de cette phase spatio-spectrale en réorganisant cette somme multiple :

$$\begin{aligned} \varphi(x, y, \omega) &= \sum_{m,p=0}^{\infty} \varphi^{(0,m,p)} + \sum_{n \geq 1}^{\infty} \varphi^{(n,0,0)} \\ &+ \varphi^{(1,1,0)} (\omega - \omega_0) (x - x_0) + \varphi^{(1,0,1)} (\omega - \omega_0) (y - y_0) \\ &+ \varphi^{(1,2,0)} (\omega - \omega_0) (x - x_0)^2 / 2 \\ &+ \varphi^{(2,1,0)} (\omega - \omega_0)^2 (x - x_0) / 2 + \dots \end{aligned} \quad (1.8)$$

Il pourra être utile alors d'utiliser la notation $\Phi^{(n,m,p)}$ pour mentionner les polynômes couplés :

$$\begin{aligned} \varphi(x, y, \omega) &= \varphi(x, y, \omega_0) + \varphi(x_0, y_0, \omega) \\ &+ \Phi^{(1,1,0)} + \Phi^{(1,0,1)} \\ &+ \Phi^{(1,2,0)} + \Phi^{(2,1,0)} \\ &+ \Phi^{(2,2,0)} + \dots \end{aligned} \quad (1.9)$$

Dans cette représentation de la phase, nous retrouvons des termes remarquables à l'ordre 0 :

- $\varphi(x, y, \omega_0)$ la phase spatiale, un observable purement spatial déterminé à une fréquence donnée (typiquement la fréquence centrale). La mesure de cet observable aussi appelée mesure de front d'onde spatial est réalisée par une technique Shack-Hartmann [38] ou interférométrique [39, 40]. Cette distorsion peut faire l'objet de cor-

rection de front d'onde avec un miroir déformable (se déformant autant que possible à $-\varphi(x, y, \omega_0)$ laissant une phase résiduelle négligeable)

- $\varphi(x_0, y_0, \omega)$, la phase spectrale que l'on a décrit dans la section précédente (section 1.3.2). Sa mesure peut aussi faire l'objet d'une correction souvent utile pour une pré-compensation spectrale à l'aide de module acousto-optique (AOPDF [41, 42]).

Les ordres suivants par conséquent prennent en compte les termes couplés spatio-spectralement (ou spatio-temporellement (par transformée de Fourier)). Il convient quand même de s'arrêter sur quelques ordres 1 et 2 bénéficiant d'une appellation assez usuelle dans la littérature :

- $\Phi^{(1,1,0)}$ ou $\Phi^{(1,0,1)}$ sont des termes couplés d'ordre 1 (linéaire dans les domaines $((x, \omega)$ ou $(y, \omega))$ généré par une inclinaison de front d'impulsion aussi appelée en anglais PFT pour *Pulse Front Tilt* ou une dispersion angulaire dont verra un exemple dans la section suivante (sec. 1.3.4)
- $\Phi^{(1,2,0)}$ correspond à un couplage linéaire en fréquence et quadratique spatialement généré par une courbure du front d'impulsion aussi appelé PFC en anglais *Pulse Front Curvature*
- $\Phi^{(2,2,0)}$ correspond à un couplage quadratique en fréquence et en spatial généré par une dispersion *radiale* quadratique du délais de groupe

1.3.4 Exemples de couplages spatio-temporels

La représentation numérique de l'effet de distorsions imposée par la phase spatio-temporelle permet d'isoler *in-situ* les termes $\Phi^{(n,m,p)}$ et leur impact soit en champ proche soit en champ lointain. Dans cette section, on pourra examiner une représentation des termes couplés d'ordre 1 et 2 cités ci-dessus sur un champ $\mathbf{E}(x, y, t)$. Pour faciliter la visualisation, on observera des coupes en deux dimensions de couplages imposés sur (x, t) (et les domaines de Fourier complémentaires).

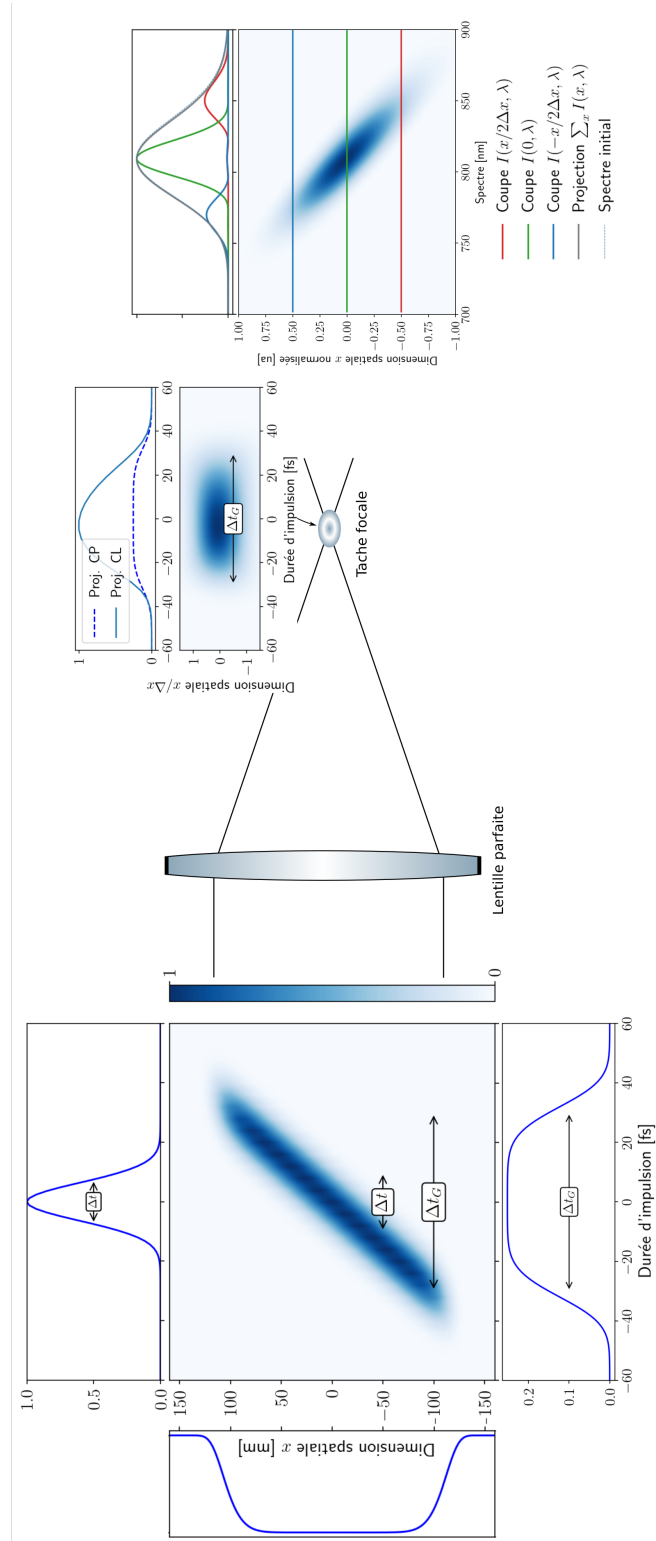


FIGURE 1.6 – Simulation d’une inclinaison de front d’impulsion (PFT) de 0.3 fs/mm focalisé par une lentille parfaite. A gauche de la lentille, le champ proche dans le domaine (x, t) dont on projette les axes mettant en évidence l’impact du PFT sur la durée d’impulsion (Δt_G). A droite de la lentille est représentée la tache focale en (x, t) et le domaine (x, λ) montrant l’inhomogénéité spectrale au travers de la tache..

Termes de couplages d'ordre 1

Observons dans un premier temps un couplage du premier ordre de $\Phi^{(n,m,p)}$: l'inclinaison du front d'impulsion (PFT). Ce couplage $\Phi^{(1,1,0)}$ est linéaire dans le domaine (x, t) et il s'exprime généralement en fs/mm. La figure Fig. 1.6 représente un PFT de 0,3 fs/mm (au champ proche) sur un champ supergaussien spatialement de diamètre $D = 200\text{mm}$ et gaussien temporellement de $\Delta_t = 15\text{fs}$ (FWHM). Un effet prismatique d'optique, un dérèglement du compresseur (etc.) provoqueront cette inclinaison. La présence de ce couplage décale temporellement les composantes spectrales linéairement provoquant un allongement temporel global Δt_G de l'impulsion au champ proche. La propagation d'un tel faisceau vers une optique focalisante (une lentille "idéale" par exemple) va provoquer en son foyer une dispersion angulaire. Dans ce cas, comme chaque composante spectrale (relativement à la fréquence centrale) n'atteint pas la lentille au même moment, l'impulsion au foyer présente un allongement égal au Δt_G au champ proche. De plus, il y a une dispersion angulaire car, en présence de cette inclinaison, la lentille ne "voit" pas les composantes spectrales au même axe (en x) et donc la lentille focalise ces composantes au même plan de Fourier mais avec des directions différentes. En d'autres termes, il y a un effet chromatique sur la coupe $I(x, \lambda)$ que l'on peut observer sur la figure 1.6.

C'est généralement une distorsion spatio-temporelle que l'on souhaite réduire mais cette répartition angulaire peut être mise à profit comme *technique* dans les expériences de phare attosecondes [43]. Son principe consiste en la focalisation d'impulsions ultra-intenses avec un PFT suffisamment faible pour pouvoir générer des impulsions attoseconde mais assez forte pour les isoler à l'aide filtres spatiaux.

En outre, il s'agit de générer cette distorsion en dérégulant faiblement le compresseur. En reprenant les notations des analyses [44, 45], ce dé-réglage induit un angle $\alpha = c \times \text{PFT}$ en le front de phase et le front d'impulsion :

$$c\text{PFT} = 2 \times \tan^{-1} \left(\lambda_0 \left| \frac{\partial \varphi}{\partial \lambda} \right|_{\lambda_0} \right) \quad (1.10)$$

où le terme $\left| \frac{\partial \varphi}{\partial \lambda} \right|_{\lambda_0}$ correspond au *chirp angulaire*.

En admettant que la baisse d'intensité $\frac{I_0}{I}$ du laser n'est due qu'au dérèglement du compresseur, il est possible de déterminer la quantité de PFT exprimée [fs/mm] :

$$\text{PFT} = 2/c \times \tan^{-1} \left(\frac{2\lambda_0 \ln(2) \sqrt{\frac{I_0}{I} - 1}}{\pi(D\Delta\lambda)_{\text{FWHM}}} \right) \quad (1.11)$$

Inversement, il est possible de déterminer le dérèglement θ du compresseur en connaissant d'une part les paramètres de la loi de diffraction des réseaux du compresseur comme l'angle d'entrée du faisceau (AOI), l'angle de réflexion α_R , d le nombre de traits/mm, etc. Et d'autre part, en admettant que θ soit petit devant 1 rad ($< 1\text{mrad}$) [44, 46]. Alors :

$$\theta = -\frac{d}{\lambda_0} \cos \text{AOI} \frac{\tan(c\text{PFT}/2)}{\tan(\alpha_R)} \quad (1.12)$$

Parmi les termes d'ordre 1, nous avons vu une dispersion angulaire au champ lointain provoquée par un inclinaison du front d'impulsion. Alors, inversement, s'il s'agit d'une dispersion angulaire au champ proche (dans le domaine (x, ω)) il y aura un *chirp spatial* sur le plan focal. En effet, les composantes spectrales ayant des directions différentes seront (par transformée de Fourier) traduites en positions sur la plan focal. Toutefois, il est important de préciser qu'un faisceau ayant préalablement un *chirp spatial* se propageant dans un milieu dispersif, présentera une inclinaison de front d'impulsion mais pas de dispersion angulaire [45].

Termes de couplages d'ordre 2

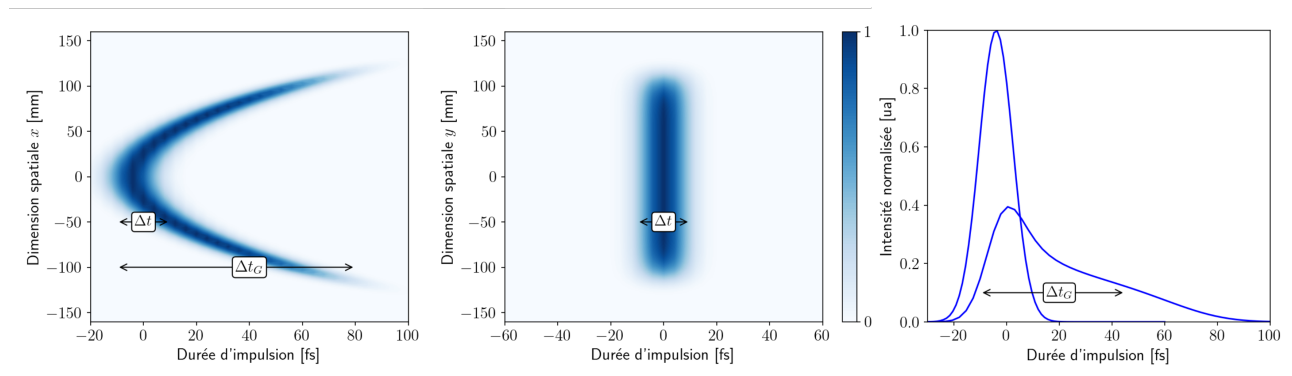


FIGURE 1.7 – Représentation d'une courbure de front d'impulsion de $0,006 \text{ fs/mm}^2$ (gauche) dans le domaine (x, t) . (milieu) Domaine (y, t) sans couplages. (droite) Intégration (selon l'axe spatial) montrant la baisse relative d'intensité due au couplage $\Phi^{(1,2,0)}$.

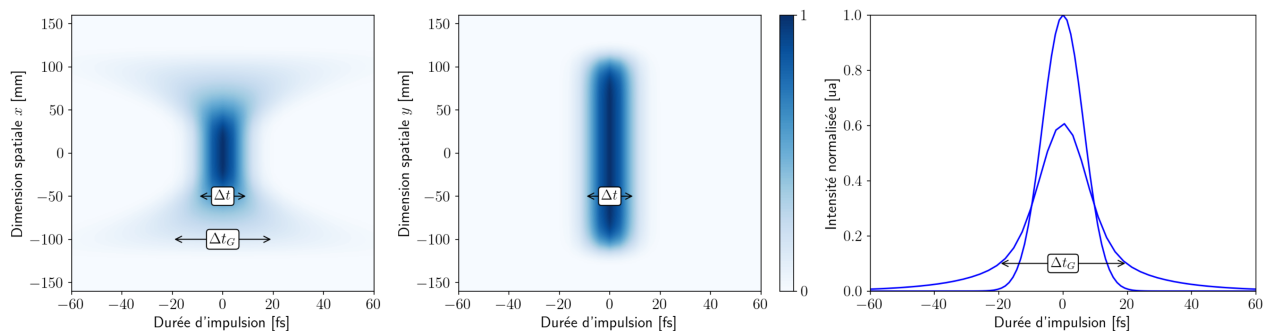


FIGURE 1.8 – Représentation d'un RGDD de $0,02 \text{ fs}^2/\text{mm}^2$ (gauche) dans le domaine (x, t) . (milieu) Domaine (y, t) sans couplages. (droite) Intégration (selon l'axe spatial) montrant la baisse relative d'intensité due au couplage $\Phi^{(2,2,2)}$.

Observons à présent un couplage du deuxième ordre de $\Phi^{(n,m,p)}$: la courbure du front d'impulsion (PFC). Ce couplage $\Phi^{(1,2,0)}$ est quadratique dans le domaine (x, t) et il s'exprime généralement en fs/mm^2 . Pour un souci de comparaison et de compréhension, il peut être utile de représenter la dimension (y, t) . La figure Fig. 1.7 représente un PFC de $0,006 \text{ fs/mm}^2$. Cette distorsion spatio-temporelle se manifeste par courbure du front d'impulsion qui est souvent provoquée par des afocaux à lentilles ou une lentille simple. Par analogie avec le PFT, cette distorsion impose aussi un allongement temporel global Δt_G par rapport à sa durée initiale et un effet chromatique. On parle par exemple d'aberration chromatique de lentille. Cela induit une élongation de l'impulsion au travers du foyer (selon l'axe de propagation z) car les composantes spectrales sont focalisées plus ou loin en regard de la

longueur d'onde centrale. Une solution pour combattre cette distorsion est d'utiliser des lentilles achromatiques (doublets, triplet, ...) ou des miroirs courbes. Ainsi, les ordres de couplage de PFC $\Phi^{(1,2,0)}$ et dispersion radiale linéaire de délais de groupe $\Phi^{(2,1,0)}$ peuvent être réduits très fortement.

Pour aller plus loin dans les ordres, prenons un exemple qu'une lentille achromatique ne pourra pas compenser : un couplage d'ordre supérieur $\Phi^{(2,2,0)}$ représenté sur la figure 1.8. Ce couplage représente une variation radiale quadratique de GDD introduisant une variation radiale de la dispersion temporelle [47, 48]. En effet, ces lentilles sont souvent épaisses et induisent un GVD différent radialement.

1.4 Description incomplète du champ aux fortes puissances

On a vu dans la section précédente un moyen de représenter le champ électrique avec sa phase spatio-temporelle ainsi que quelques exemples le démontrant. Au fur et à mesure de l'accroissement de l'intensité des lasers femtoseconde depuis les années 1990 (diminution de la durée d'impulsions et de la taille de la tache focale, augmentation de l'énergie, ...), ces systèmes ont vu aussi apparaître de nouveaux éléments parfois non-linéaires (XPW, fibre creuses, OPCPA) pour pouvoir améliorer leurs performances en termes de durée et de qualité temporelle, notamment avec pour but ultime de maximiser l'intensité délivrée sur cible. De plus, un système laser contemporain dispose de toute sortes de techniques qui s'adaptent plus ou moins automatiquement. De nombreuses techniques font maintenant partie de la routine de l'alignement de la grande majorité des chaînes lasers à impulsions ultra-brèves à haute intensité : caméras pour mesure profils spatiaux ou de pointé, spectromètres, analyseur de front d'onde avec correction par miroir déformable[49], auto-corrélateurs ou cross-corrélateurs (FROG [50], SPIDER [51] ou WIZZLER [52, 53], ...), etc.

Cependant, cette optimisation ne prend pas en compte, ou suppose comme faibles, les dépendances éventuelles entre les caractéristiques spatiales et temporelles de l'impulsion. La caractérisation usuelle des lasers femtoseconde de forte puissance ne suffit plus. En effet, comme nous l'avons vu pour la phase spectrale section 1.3.2 : essayer de reconstruire le champ $\mathbf{E}(x, y, t)$ à partir de profils temporels d'une part et spatiaux d'autre part tel que $\mathbf{E}(x, y, t) = \mathbf{E}(x, y) \times \mathbf{E}(t)$ n'est plus suffisant et il faut prendre en compte la phase spatio-temporelle. En réalité, comme nous le verrons dans la suite, la présence de couplages spatio-temporels sur le faisceau laser à ultra-haute intensité peut avoir des conséquences dramatiques du fait du large spectre et du grand diamètre du faisceau mis en jeu.

1.5 Qualité temporelle des impulsions, le contraste

La présence de tels couplages spatio-temporels possède des *signatures* caractéristiques impactant l'intensité des impulsions sur les différents domaines de Fourier. Il y a néanmoins une caractéristique dont l'étude est devenue primordiale depuis l'émergence des lasers à très haute intensité. La caractérisation en échelle linéaire n'étant plus suffisante : la mesure de contraste temporel s'est imposée comme un observable supplémentaire de la qualité temporelle. Dans ce domaine, le contraste s'exprime comme le rapport entre l'intensité normalisée du pic central et tout élément de faible intensité. Son altération s'exprime généralement sur une échelle de temps bien plus grande que celle de l'impulsion (ici la femtoseconde) : c'est-à-dire à l'échelle de la dizaine voire de la centaine de picosecondes avant et après l'impulsion, sous la forme des structures présentées sur le graphe figure 1.9 ci-dessous. On peut y observer des plateaux, des pré- et post-impulsions, et des piédestaux.

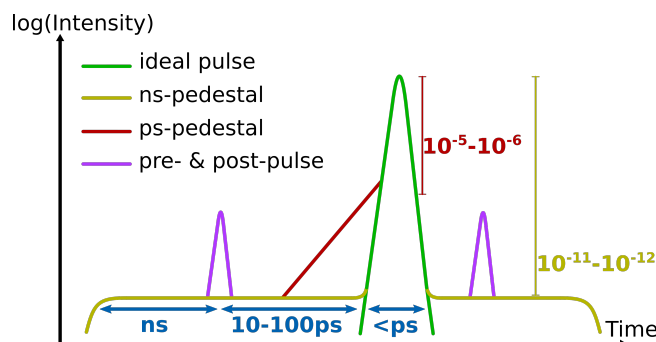


FIGURE 1.9 – Schéma représentant le logarithme de l'intensité d'une impulsion laser idéale en fonction du temps, et son altération sous forme de piédestaux aux régimes nanoseconde et picoseconde.

Comme les impulsions ont maintenant une intensité supérieure à $I = 10^{20-22} \text{W/cm}^2$, ces structures peuvent être problématiques même lorsqu'elles sont dix ordres de grandeur plus bas. De fait, on se situe donc à $I = 10^{10-12} \text{W/cm}^2$: le seuil auquel des plasmas sont générés. Il est important de remarquer que certaines structures sont présentes notamment avant l'impulsion et peuvent (en fonction de l'application) invalider les conditions expérimentales tant la période de relaxation de ces plasmas est très grande par rapport au régime temporel de l'impulsion. Par exemple, cette problématique existe dans le cadre d'expériences d'interactions lumière-matière à haute intensité sensibles à la formation de pré-plasma.

En effet, il y a l'apparition de structures temporelles à une intensité $10^{-5} - 10^{-12}$ relativement à l'impulsion principale qui introduisent une dégradation de la qualité spatiale et temporelle des impulsions et sont générées par exemple par des diffusions (composantes spectrales exposées à des chemins optiques et des défauts différents). Il peut être utile de représenter les ordres de grandeur de l'intensité à ne pas dépasser pour éviter la formation de pré-plasmas. Le diagramme d'intensité en fonction du temps en figure (a) 1.10 (fig.8 dans [3]) a constitué une base pour les spécifications du contraste d'Apollon afin d'atteindre une intensité du pic central de l'ordre de 10^{20-22}W/cm^2 sur cible solide :

- à 1 ps le rapport de contraste idéal doit être mieux que 10^7
- à 10 ps le rapport de contraste idéal doit être mieux que 10^9
- à 100 ps le rapport de contraste idéal doit être mieux que 10^{11}

On peut aussi trouver dans la littérature des études de cas d'une interaction avec une cible gaz ou cible solide : par exemple dans les travaux de l'équipe de Kalashnikov et al. [54], on retrouve des spécifications similaires pour des intensités typiques de laser à haute intensité.

De manière générale, une grande majorité des travaux de la littérature de la fin des années 2000 signalent que les installations laser pétawatt nécessitent de développer voire rechercher de nouvelles technologies pour répondre à ces exigences et garantir une large bande passante spectrale de $> 150 \text{ nm}$ et un fort contraste.

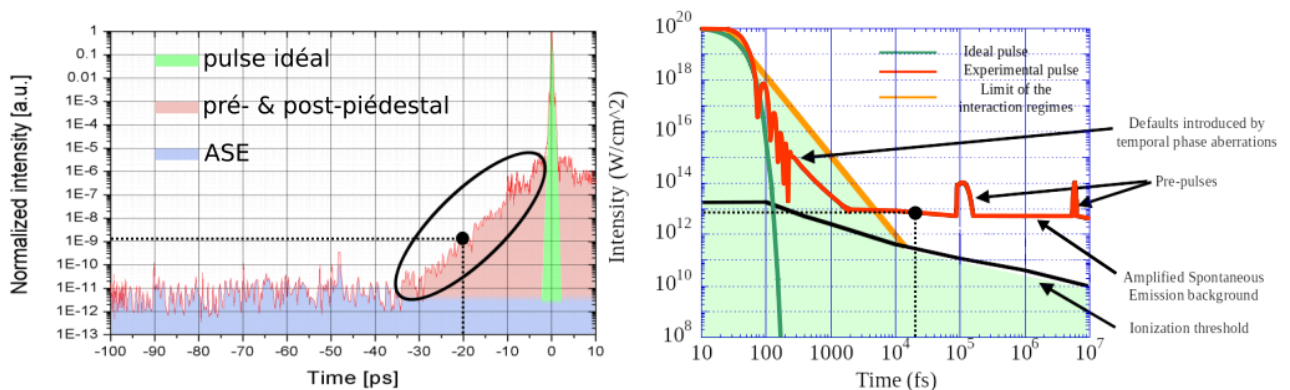


FIGURE 1.10 – (gauche) Mesure de contraste réalisée sur le laser pilote d'Apollon en 2013[31] qui comporte un piédestal typique s'étalant sur quelques dizaine de picosecondes (entouré). (droite) Diagramme représentant les seuils d'intensité en fonction de sa position temporelle[3]

Un première mesure du contraste d'Apollon, figure Fig. 1.10, a été réalisée sur le pilote

d'Apollon en 2013 et présentée en conférence en 2015 [31]. On peut y observer la dégradation du contraste mentionnée plus haut. Cela semble se manifester par la présence d'un piédestal qui résulte d'un couplage spatio-temporel sur les impulsions. La zone entourée en noir nous intéresse tout particulièrement dans la présente étude. Celle-ci est motivée par la nécessité de respecter les spécifications du projet Apollon. La comparaison des valeurs d'intensité du piédestal p_s de la figure Fig. 1.10 sur le diagramme en figure Fig. 1.10 montre des valeurs hors gabarit, avec le risque conséquent de création de pré-plasma. L'étude et l'amélioration du contraste font l'objet du chapitre 3 de ce manuscrit.

Chapitre 2

Philosophie des lasers face aux couplages

SPT

Objectifs

À partir de l'introduction faite sur la phase spatio-temporelle ou spatio-spectrale dans le chapitre 1, l'objectif de ce chapitre est d'aborder les différents défis et enjeux actuels pouvant générer des problématiques spatio-temporelles dans les lasers pétawatts. Un point crucial de l'étude se situe dans l'analyse de données expérimentales mettant en avant des indicateurs spatio-temporels. Et il est utile d'aborder dans ce chapitre les principales méthodes et dispositifs originaux de caractérisation et d'amélioration spatio-temporelles proposés aux lasers pétawatts jusqu'à présent.

Sommaire

2.1	Distorsions spatiotemporelles dans une chaîne laser PW	26
2.2	Effets spatio-temporels dans les lasers pétawatts	31
2.2.1	Intensité	31
2.2.2	Contraste	37
2.2.3	Conclusion	42
2.3	Développement des outils de caractérisation SPT et SPS	43
2.3.1	Légitimité du compromis à faire pour les lasers pétawatts	51
2.4	Démarches et stratégies expérimentales proposées	52

2.1 Distorsions spatio-temporelles dans une chaîne laser PW

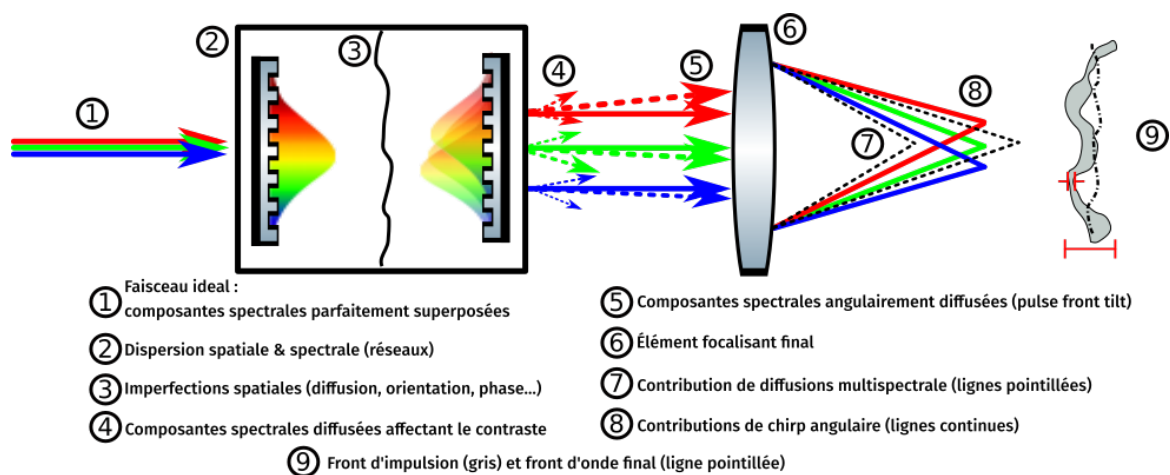


FIGURE 2.1 – Schéma de la diversité de distorsions spatiales accumulées par les composantes spectrales

Le schéma figure 2.1 permet de détailler en une version simplifiée les phénomènes abordés au chapitre précédent. C'est-à-dire la propagation d'un faisceau idéal (1) dans les différents étages d'une chaîne laser CPA (oscillateur, étireur, optiques, amplificateurs, compresseur, ...). Pour rappel, les imperfections (3) de ces composants amènent les composantes spectrales à suivre des chemins optiques différents et à accumuler des aberrations (chromatiques, sphériques, etc.). Le faisceau laser subira leurs défauts respectifs résultant en des distorsions spatio-temporelles; ceci s'appliquera d'autant plus lorsque le spectre est dispersé : les défauts spatiaux entraînent directement un couplage entre le spatial et le spectral avec des modifications d'orientation des différentes composantes spectrales ou des termes de diffusion (4, 5) entraînant des variations de phases spatio-spectrales stochastiques. Par conséquent, lorsque ce faisceau est focalisé (6), il n'y a plus une seule contribution (7, 8) mais plusieurs affectant la forme, la durée et le contraste de l'impulsion. Par exemple en (9), une mesure locale de durée n'est plus représentative car elle ne prend pas en compte les distorsions du front d'impulsion global. La mesure locale peut donner une durée *courte* alors qu'elle peut être globalement *longue*.

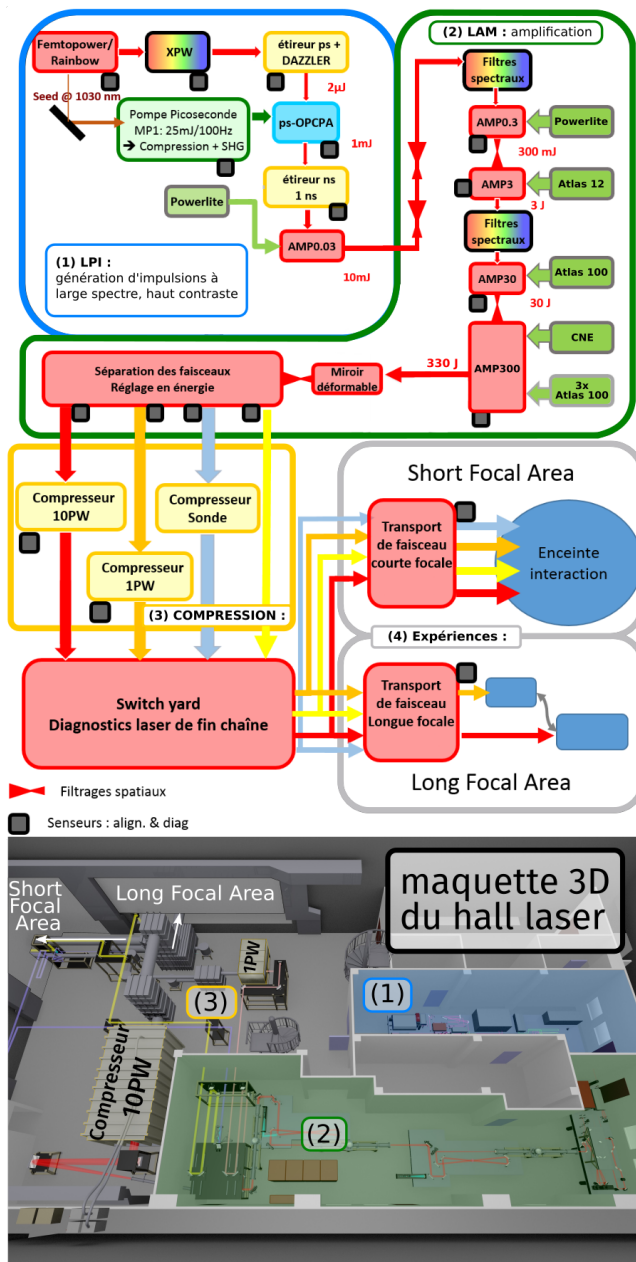


FIGURE 2.2 – Le haut de la figure montre le schéma de l’installation Apollon avec les différents étages d’amplification CPA : (1) la génération d’impulsions à large spectre et haut contraste, (2) la zone d’amplification jusqu’à la centaine de Joules, (3) la compression des impulsions et (4) la distribution vers les chambres expérimentales. Le bas de la figure montre l’implantation du laser à l’aide d’une vue 3D

Les chaînes laser comme Apollon n'échappent pas à ces problématiques : leurs conceptions (*design* en anglais) et configurations ont bénéficié de travaux de recherche qui ont permis d'échapper à certaines limitations imposées par les distorsions spatio-temporelles. Pour illustrer ces travaux de recherche, regardons le schéma de l'installation laser Apollon Fig. 2.2. Nous retrouvons donc l'architecture du CPA : (1, zone bleue) un étage de génération d'impulsions étirées, (2, zone verte) des étages d'amplification, (3, zone orange) un étage de compression. Et il est suivi par (4, zone grise) un étage de propagation vers les optiques de focalisation et ainsi les chambres expérimentales.

De manière assez générale, la qualité des impulsions des lasers est définie par la partie la plus critique de la chaîne laser : le pilote (ou front-end en anglais) où se situe l'essentiel de la mise en forme des impulsions. Ceci avant de rejoindre des étages d'amplificateurs (à plus faible gain) et le compresseur où le faisceau est de plus grande taille (assujettis aux couplages spatio-temporels). Ainsi le pilote laser qui se situe en zone (1) a pour but de délivrer une impulsion à large spectre et fort contraste – que les étages suivants ne se "contenteront" que de préserver. Une grande partie des travaux déjà réalisés mettent en oeuvre le contrôle de la phase spectrale et séparément spatiale pour précompenser, et ainsi minimiser, les effets linéaires et non-linéaires dans les étages suivants. En effet, Apollon utilise des dispositifs permettant de diminuer des défauts de phase en combinant trois techniques – maintenant classiques dans les lasers de classe petawatt – permettant de satisfaire les spécifications suivantes : obtenir et maintenir une large bande passante spectrale et un très haut contraste pour l'injection des étages d'amplification. Le choix de conception s'est tourné vers une configuration dite hybride basée sur l'utilisation : d'un double CPA avec un étage XPW et un étage d'OPCPA en régime ps, avant l'étireur ns de la chaîne haute énergie.

Une première technique consiste en l'utilisation d'un filtre non-linéaire dit XPW pour *génération d'ondes à polarisation croisée* (crossed-polarized wave generation) [55, 56]. Les processus non-linéaires sont souvent utilisés dans les lasers ultra-brefs pour modifier leurs propriétés (temporelles, spectrales ou de contraste). Ici, la technique XPW consiste en un lissage des impulsions (car l'intensité des sorties est proportionnel à $I(t)^3$) permettant l'at-

ténuation de défauts de phase spectrale d'une part et l'augmentation du contraste, d'autre part (dans la limite de la qualité de l'extinction des polariseurs). Dans le cas d'Apollon, cette technique est dans une configuration à deux cristaux BaF₂ [56]. La réponse non-linéaire de ce matériau qui nous intéresse ici est caractérisée par sa *susceptibilité* $\chi^{(3)}$ d'ordre 3 et dans le cas de l'XPW, par les termes non-diagonaux de ce tenseur. Comme ce filtre a une action cubique sur l'intensité $I(t)$, la durée d'impulsion diminuera en conséquence d'un facteur racine de trois. Ainsi, ce filtre non-linéaire est parfois mentionné comme un générateur spectral. Cela peut permettre de pré-compenser partiellement le rétrécissement spectral des amplificateurs. Cette technique ayant une efficacité assez faible (10–20%), et se faisant avec des impulsions comprimées, elle se fait, en général, en sortie d'une chaîne CPA au mJ. D'avantage de détails sur son implémentation sur Apollon sont indiqués dans les références suivantes [57, 58].

La deuxième technique est l'OPCPA (optical parametric chirped pulse amplification) qui est largement utilisée dans le contexte de systèmes de classe PW. Ceci permet la génération d'impulsions à large bande spectrale avec un contraste (CR) élevé. Cette amplification paramétrique OPCPA [58] est le plus souvent en régime picoseconde (lié aux technologies de pompes). C'est une technique d'amplification utilisant un cristal non-linéaire d'ordre 2 $\chi^{(2)}$ (dans le cas Apollon, un cristal de BBO) pour réaliser un mélange à 3 photons (signal–pompe et idler). Cette architecture amplificatrice joue un rôle important car le BBO possède une acceptation spectrale très grande (>200 nm à 800 nm). L'amplification peut se faire à un gain extrêmement élevé (jusqu'à 10^7 [59]) qui a le bénéfice d'être à la fois instantané et de ne pas générer de super-fluorescence si son gain est supérieur à 10^5 ; il n'y a pas de charge thermique et le contraste est proportionnel au gain. L'enjeu majeur est de constituer une source de pompe laser à la durée d'impulsion de l'ordre de la picoseconde délivrant suffisamment d'énergie à la bonne longueur d'onde (ici 515 nm). L'implémentation de cette technique sur l'installation Apollon a nécessité plusieurs travaux de thèses ainsi que des développements spécifiques notamment sur le système de pompe [60–62].

La troisième technique repose sur l'utilisation d'un étireur spécifique avec de très faibles

aberrations. Il s'agit d'un système d'imagerie de type Öffner [63-65] à deux réseaux [64, 65] développé à Apollon. Cet élément permet d'étirer les impulsions à une durée de 1,3 ns et il permet de contrôler proprement la phase spectrale. Sa configuration vise à parfaitement pré-compenser les $\Phi^{(2,0,0)}$ et $\Phi^{(3,0,0)}$ introduit par la dispersion des matériaux comme le Ti:Sa des amplificateurs ou le verre des afocaux à lentilles. Les ordres supérieurs sont ajustés par un (ou plusieurs) module accousto-optique (AOPDF [41, 42] (ici un DAZZLER). La configuration exacte de cet étireur fera l'objet d'un développement dans le Chapitre 4.

La zone d'amplification située en (2) sur la Fig. 2.2. Les différents sous-ensembles d'amplification en (2) se chargent principalement de la montée en énergie à la centaine de Joules. Ceci en maximisant l'extraction de l'énergie grâce à des amplificateurs en géométrie *multi-passages* (MP). La configuration de ces multi-passages est classique et conventionnelle. Cependant le rétrécissement spectral et le décalage vers le rouge (redshift) est minimisé en gardant un gain dans ces amplificateurs suffisamment faible. Cette configuration permet aussi de minimiser la contribution de l'ASE (Émission Spontanée Amplifiée ou Amplified Spontaneous Emission) [66] qui dégrade le contraste. Cette configuration d'amplification peut atteindre une intensité suffisamment élevée pendant la propagation du laser dans les matériaux de la chaîne laser pour entraîner des effets indésirables. Il en résulte des effets non-linéaires importants lorsque l'indice de réfraction des matériaux commence à dépendre de l'intensité. Cet indice a été très largement étudié dans la littérature tant son influence va jouer un rôle tout à fait dévastateur lorsque sa partie non-linéaire est importante. Cette partie non-linéaire entraîne un déphasage non-linéaire et des distorsions de front d'onde qui résultent par exemple en une auto-focalisation du faisceau ou une auto-modulation de phase et des couplages spatio-spectraux. Une façon de quantifier l'accumulation de cette phase est de calculer l'intégrale B du système et configurer le laser en maintenant sa valeur très inférieure au radian. Les phases résiduelles purement spatiales, en sortie de cette zone d'amplification, peuvent être compensées par un miroir déformable pour ajuster la phase spatiale et compenser les défauts accumulés pendant la propagation du faisceau jusqu'en chambre expérimentale (4).

2.2 Effets spatio-temporels dans les lasers pétawatts

L'impact des effets spatio-temporels a été très tôt reconnu comme l'une des limitations les plus importantes et difficiles à maîtriser pour préserver la puissance crête et l'intensité crête dans le cadre des installations laser pétawatt voire multi-pétawatt [67]. Un certain nombre d'équipements de métrologie ont été développés [68, 69] et montrent des techniques pour quantifier l'impact et éventuellement la dégradation de la qualité des impulsions du laser en fonction des distorsions spatio-temporelles. Avant de décrire la démarche et la stratégie expérimentale proposées dans ce manuscrit pour l'étude et l'amélioration spatio-temporelles sur les lasers pétawatts, il convient dans un premier temps, de distinguer les phénomènes spatio-temporels en deux catégories. La première catégorie correspond aux effets de couplages spatio-temporels impactant l'intensité d'une impulsion, la seconde catégorie aux couplages impactant spécifiquement le contraste (CR : contrast ratio) temporel. Dans un deuxième temps, il convient de préciser les différents appareils de caractérisation développés spécifiquement pour l'étude spatio-spectrale ou spatio-temporelle idoines à ces deux catégories.

2.2.1 Intensité

Pour mettre en évidence l'impact des distorsions spatio-temporelles sur un faisceau laser idéal, regardons la simulation de l'influence de couplages $\Phi^{(n,m,p)}$ introduit dans le chapitre précédent (avec l'inclinaison de front d'onde (PFT), la courbure du front d'onde (PFC) et la dispersion radiale quadratique du délai de groupe (GRqDD)). Le formalisme utilisé ici peut être retrouvé dans d'autres travaux de la littérature [69-71], ce qui permet de faire des comparaisons sur les résultats obtenus.

Pour chaque simulation, nous représentons un calcul de la baisse relative de l'intensité au foyer d'un faisceau soumis à un couplage spatio-temporel pour un diamètre donné.

La figure Fig. 2.3 montre la baisse relative d'intensité d'un laser ayant une inclinaison de son front d'onde due par exemple à un compresseur mal aligné (de l'ordre de 1 degré). Ce

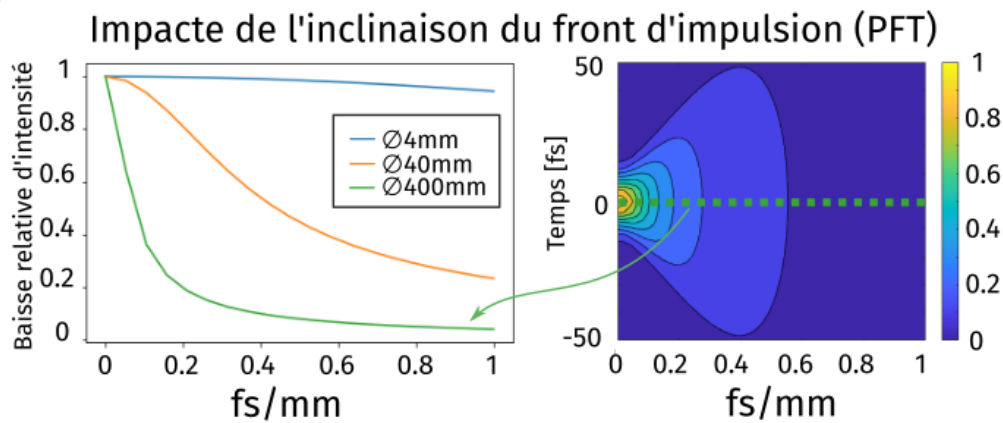


FIGURE 2.3 – (Gauche) Baisse relative d’intensité en fonction du PFT pour 3 diamètres différents. (Droite) Diagramme 2D de la baisse relative d’intensité pour un diamètre de 400 mm en fonction du PFT et de la durée d’impulsion

couplage spatio-temporel n’est pas corrigible par un miroir déformable. Cette inclinaison provoque une modification de la localisation de l’énergie de l’impulsion dans l’espace et le temps. Pour rappel, la figure Fig. 1.6 montrait l’élongation globale de l’impulsion focalisée pouvant avoir localement une durée ultra-courte.

Le graphe de gauche de la figure Fig. 2.3 montre l’impact d’une inclinaison de front d’onde $\Phi^{(1,1,0)}$ (PFT) croissante sur l’intensité du faisceau laser focalisé. Chacun des cas est simulé pour une impulsion de 15 fs (FWHM), super-gaussienne (d’ordre 10) spatialement et gaussienne spectralement, en fonction de l’inclinaison de front d’onde (PFT) en fs par mm. Ce graphe comporte 3 cas pour lesquels on fait varier le diamètre du faisceau de 4 mm à 400 mm. La plage de variation de ce couplage spatio-temporel correspond au désalignement du parallélisme des réseaux d’un compresseur jusqu’à 200 μrad .

Nous observons sur ce graphe la diminution de l’intensité faisceau focalisé si le PFT augmente. Il est important de remarquer que l’augmentation de la taille du faisceau laser provoque une diminution plus importante. Par exemple, si on compare les courbes verte (400 mm) et bleue (4 mm), nous observons pour la verte une diminution de 80% de l’intensité et pour la bleue une diminution inférieure au pourcent pour une même inclinaison de front d’onde de $\sim 0,2 \text{ fs/mm}$. Le graphe de droite de la figure Fig. 2.3 ajoute la dimension temporelle. Ainsi, nous voyons le diagramme en deux dimensions représentant la baisse

relative d'intensité au foyer en fonction de l'inclinaison du front d'onde en fs/mm et de la durée d'impulsion en fs. Cette simulation est réalisée pour une impulsion de diamètre 400 mm, toujours de 15 fs (FWHM) super-gaussienne spatialement et gaussienne spectralement, en fonction de l'inclinaison de front d'onde (PFT) en fs/mm. On peut remarquer qu'une coupe selon la ligne pointillée de ce diagramme donne le profil d'intensité de la courbe verte sur le graphe gauche. Ce diagramme permet de constater à la fois l'élongation temporelle globale mais aussi la baisse relative d'intensité provoquée en fonction de l'inclinaison du front d'onde. Cette figure Fig. 2.3 montre que les installations laser ayant des faisceaux de grande taille seront plus impactés par un PFT donné que ceux de plus petite taille. Les installations pétawatt qui comportent de grandes optiques (typiquement d'une dizaine de centimètres) sont de facto fortement sensibles à l'alignement des composants optiques comme le compresseur par exemple.

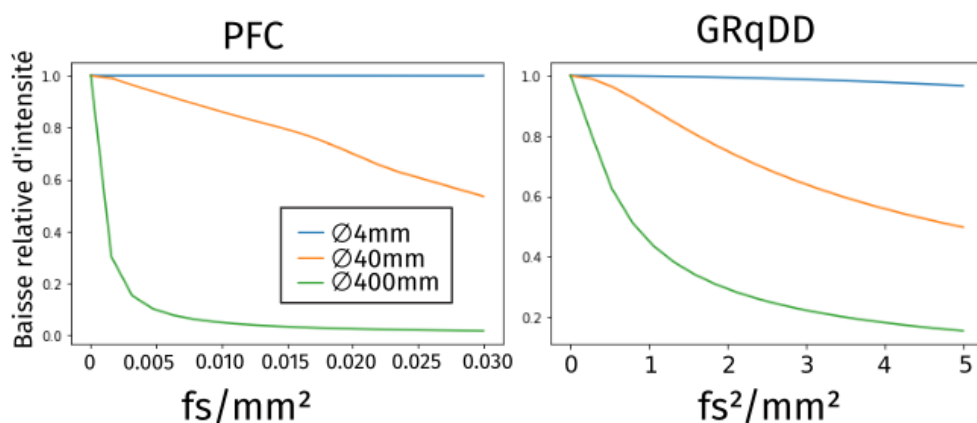


FIGURE 2.4 – (Gauche) Baisse relative d'intensité en fonction du PFC pour 3 diamètres différents. (Droite) Baisse relative d'intensité en fonction du GRqDD pour 3 diamètres différents.

La figure Fig. 2.4 montre la baisse relative d'intensité d'une impulsion laser ayant une courbure de son front d'onde qui se manifeste lors de l'utilisation de systèmes d'imagerie non-achromatiques tels des afocaux à lentilles simples. Ce couplage spatio-temporel peut être fortement réduit voire corrigible par l'utilisation de lentilles achromatiques (doublets, triplets,...). Une limite à cette solution est l'épaisseur des lentilles utilisées. Car cela impose une variation radiale quadratique de GDD introduisant alors une variation radiale de la dispersion spectrale (cf. Fig. 1.8). Il convient de regarder l'impact de ce couplage spatio-

temporel sur une plage de valeur typique de lentilles achromatiques [72]. La figure Fig. 2.4 représente, à gauche, une simulation de l'impact d'une courbure de front d'onde $\Phi^{(1,2,0)}$ (PFC) croissante sur l'intensité du faisceau laser focalisé; et, à droite, pour un exemple de variation d'un couplage plus complexe : la variation radiale quadratique de GDD $\Phi^{(2,2,0)}$ (GRqDD). La plage de variation du PFC correspond à la courbure introduite par une lentille simple générant un délai entre le front de phase (courbé) et le front d'impulsion (en fonction dimension radiale) qui produit une distance focale équivalente (induite). Ici, on considère une courbure jusqu'à $\sim 0,03 \text{ fs/mm}^2$ ou plutôt un faisceau collimaté de focale infinie jusqu'à une focale équivalente de 2 mètres en utilisant le cas d'une lentille simple en silice dans le section (2) de la référence [73] :

$$\text{PFC} [\text{fs/mm}^2] = \frac{(-\lambda_0)10^{-9}}{cf(n(\lambda_0) - 1)} \left(\frac{dn}{d\lambda} \right)_{\lambda=\lambda_0} \quad (2.1)$$

où n l'indice de réfraction du matériau évalué à la longueur d'onde centrale λ_0 dont le chromatisme longitudinal total induit sur la largeur spectrale correspond à

$$\frac{df}{d\lambda} = -\frac{f}{n-1} \left(\frac{dn}{d\lambda} \right) \quad (2.2)$$

Comme pour la figure Fig. 2.3, les deux simulations comportent 3 cas pour lesquels on fait varier le diamètre de 4 à 400 mm d'un faisceau laser de 15 fs (FWHM) avec la longueur d'onde centrale à 820 nm, super-gaussienne spatialement et gaussienne spectralement, en fonction de la courbure de front d'onde (PFC) en fs/mm^2 et en fonction du GRqDD en fs^2/mm^2 . Observons le premier ordre de couplage courbe $\Phi^{(1,2,0)}$ (PFC) sur le graphe de gauche. On constate la diminution de l'intensité faisceau focalisé si le PFC augmente. Il est important de remarquer que l'augmentation de la taille du faisceau laser provoque une diminution plus importante. Par exemple, si on compare les courbes verte (400 mm) et bleu (4 mm), on observe pour la verte une diminution de 90% de l'intensité et pour la bleue un diminution inférieure au pourcent pour une même courbure de front d'impulsion de $\sim 0,005 \text{ fs/mm}^2$.

Dans le cas où on utilise une lentille achromatique, alors le chromatisme longitudinal

doit être théoriquement nul $\frac{df}{d\lambda} = 0$ et donc ne doit pas introduire de couplage spatio-temporels. L'épaisseur de l'achromat causera tout de même un GVD uniforme (indépendant de la position radiale) sur l'ensemble du faisceau. On peut déterminer le délais avec l'équation (29) de la référence [73].

De plus, on peut regarder des couplages d'ordre plus élevé provoqués par une lentille simple, par exemple un GDD variant selon l'axe radial linéairement voire quadratiquement. Nous pouvons voir un exemple de variation linéaire sur le figure Fig. 2.5 de [46] qui montre la non-homogénéité du spectre d'une impulsion laser ultra-brève en fonction de la dimension radiale. Sur la courbe de droite de la figure Fig. 2.4, nous observons une simulation dans le cas quadratique qui montre l'impacte sur l'intensité en fonction de $\Phi^{(2,2,2)}$ (GRDD) croissante.

On observe que ces couplages deviennent d'autant plus importants avec la taille de faisceau car la valeur de dispersion est dépendante de la dimension radiale. La compensation, même des aberrations résiduelles, devient donc nécessaire quand l'étalement temporel δt_G de l'impulsion causée par le retard des différentes composantes spectrales, devient significatif comparé à la durée de la transformée de Fourier du spectre de l'impulsion.

En conclusion, l'usage de lentilles simples avec un large spectre et un large diamètre de faisceau implique un accumulation d'effets spatio-temporels comme le PFC $\Phi^{(122)}$, le GRDD $\Phi^{(222)}$ et les supérieurs. Pour y palier, une approche consiste à utiliser des lentilles corrigées chromatiquement (doublets, triplets,...). De plus, d'autres effets délétères peuvent être impliqués comme des effets non-linéaires liés aux flux et du GDD variant selon l'axe radial. De plus, l'obtention de lentilles achromatiques devient de plus en plus complexe et coûteuse à mesure que la taille du faisceau augmente (> 100 mm). Un autre approche consiste à utiliser des dispositifs à miroirs paraboliques auxquels on associe un ou des miroirs déformables pour compenser les aberrations liées à la précision d'alignement des paraboles. Et cela s'ajoute aux problèmes de fabrication notamment en regard du polissage.

En conclusion, nous avons vu ci-dessus que l'augmentation de la taille du faisceau laser va entraîner la réduction de l'intensité au foyer pour des couplages spatio-temporels d'ordre 1 et 2. Et nous constatons dans les trois cas (PFT, PFC et GRDD) que l'impact des dis-

torsions spatio-temporelles peut être dramatique pour les faisceaux multi-petawatts dont le grand diamètre (140 – 400 mm) imposé par les seuils de dommage en énergie accentue les problèmes.

Inhomogénéité spectrale causée par l'amplification

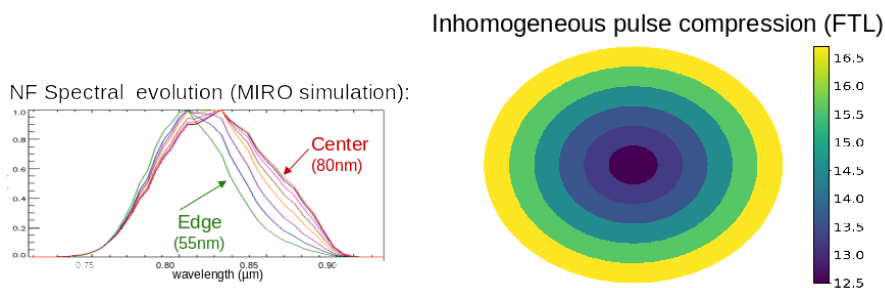


FIGURE 2.5 – Saturation inhomogène du gain pour un faisceau spatialement Gaussien et influence spatio-spectrale (inhomogeneous Spatio-temporal gain saturation)

En pratique, regardons un exemple concret de modification de l'intensité par couplage spatio-temporel liée à une amplification inhomogène. Comme nous le constatons plus haut, les composantes spectrales de faisceaux de grande taille sont sujettes à une distribution spatiale non uniforme. Il en résulte un couplage spatio-temporel sur la phase mais aussi sur l'intensité.

Ceci provient usuellement d'une amplification inhomogène due à la distribution spatiale inégale du gain et de la saturation dans les grands cristaux laser ou encore de l'inhomogénéité inévitable de la réponse spectrale des grands miroirs (inhomogénéité liée aux contraintes technologiques lors de leur fabrication). Il est important de remarquer pour le premier cas que ce couplage est un effet dynamique qui se produit uniquement lors d'un tir laser. Et cela nécessite, donc, une caractérisation spatio-temporelle mono-coup et sur tir.

Dans le cas du laser Apollon ou d'autres lasers avec des performances similaires, l'emploi de composants technologiques classiques et l'utilisation de configurations d'amplification standards peuvent entraîner, d'après des calculs préliminaires, un décalage et des variations de 10 à 20% sur la longueur d'onde centrale et la bande spectrale d'amplification, respective-

ment. L'impact sur la phase spectrale est également important avec des variations estimées jusqu'à plusieurs radians sur les bords du faisceau ou en bord de bande du spectre. Le résultat de ces fortes variations spatiales de l'amplitude et de la phase spectrales du faisceau sur les impulsions délivrées au foyer, s'avère alors délétère. Cela impacte sur la durée locale de l'impulsion avec comme conséquence une chute de l'intensité crête sur cible. Mais surtout ces distorsions causent une redistribution temporelle de l'énergie pouvant engendrer une perte de contraste. À l'exception d'études préliminaires [31, 58] et des rapports internes concluant à des risques potentiels, ces effets n'ont jamais été étudiés en profondeur car il est très difficile de mettre en oeuvre une caractérisation spatio-temporelle sur un faisceau laser pétawatt car il doit être fait sur un faisceau compressé et à pleine énergie. Au cours des travaux réalisées pendant la thèse, nous avons développé un appareil "*few-shot*" nécessitant que peu de tir (< 20) (et une méthode d'analyse numérique) permettant d'observer ce phénomène sur tir. On montrera cela dans le chapitre 5 : une démonstration expérimentale montrant l'observation de ce phénomène en fonction de la montée en énergie de la 1PW d'Apollon.

2.2.2 Contraste

Comme mentionné plus haut, l'étalement du spectre est critique pour le contrastes des impulsions. En effets, les lasers CPA sont constitués de composants optiques (notamment dans l'étireur et le compresseur) diffusant l'énergie des impulsions avec un couplage spatio-spectral. Les imperfections de ces optiques amènent les composantes spectrales à suivre des chemins optiques différents et à accumuler des aberrations (chromatiques, sphériques,...) d'une part, mais aussi des contributions dues aux effets de diffusions. Nous avons vu que les phénomènes modifiant la phase couplant l'espace et le temps, peuvent jouer un rôle important sur les faisceaux à large spectre et large diamètre. Ce rôle est d'autant plus important à l'endroit où les composantes spectrales sont étalées spatialement. De plus, les composantes spectrales peuvent aussi être exposées à des modulations stochastiques de la phase introduisant des phénomènes spatio-spectraux différents.

Des études récentes de simulations ont été réalisées, entre autres, par une équipe du *Laboratory for Laser Energetics* de l'université de Rochester. Elles montrent l'impact de la diffusion des optiques et des modulations rapides de la phase spectrale sur le contraste temporel d'impulsions laser ultra-brèves, et qu'il est important d'analyser et d'étudier théoriquement les éléments susceptibles de dégrader le qualité temporelle des impulsions de la chaîne laser. Un observable de la dégradation temporelle générée par ces modulations est la mesure de contraste, que l'on a introduit dans la section 1.5. En effet, ces modulations de phase issues de défauts des optiques (couplage spatio-temporel) vont éparpiller de l'énergie avant et après l'impulsion principale : cet étalement est présent sur une dizaine voire une centaine de picosecondes de part et d'autre. Il est important de remarquer que cet éparpillement stochastique de l'énergie n'est pas inoffensif pour les impulsions de laser pétawatts ($\sim 10^{22} \text{W/cm}^2$) : même un milliard de fois plus faible que le pic central des impulsions soit 10^{10-13}W/cm^2 , ce bruit est susceptible de dépasser le seuil d'ionisation des matériaux utilisés pour les expériences sur cible solide, créant une multitude d'effets indésirables comme des pré-plasmas. Les chaînes laser comme Apollon n'échappent pas à ces problématiques : leurs designs et configurations ont bénéficié de travaux de recherche qui ont permis d'y échapper dans un certain nombre de cas.

Les études théoriques récentes [74-77] distinguent en deux catégories l'origine spatio-temporelle des contributions impactant le contraste :

- les contributions axiales (accumulées au plan de Fourier)
- les contributions non-axiales (accumulées hors du plan de Fourier)

Contributions axiales

L'analyse des contributions axiales sur le contraste revient à une étude dans le plan de Fourier. Dans un cas général, lorsqu'un faisceau laser est focalisé dans un plan (au foyer), on parle de champ lointain pour ce plan, et de champ proche pour le plan de Fourier situé à la distance focale en amont, par exemple, pour une lentille ou un miroir sphérique. En effet, le champ électrique de la tâche focale est la transformée de Fourier du champ électrique du champ proche. Dans les lasers comme Apollon et presque tous les lasers de type CPA, le

faisceau peut se trouver à la fois focalisé et spectralement étalé dans un plan. C'est le cas sur le miroir convexe de l'étireur de type Öffner – schématisé ci-dessous figure Fig. 2.6. Comme indiqué plus haut, l'étalement spectral dans le plan de Fourier crée un couplage spatio-temporel fort qui imprimera les défauts de surface sur la phase spectrale. Il résulte des effets de diffusion de l'optique, une phase stochastique imprimée sur l'impulsion menant à un piédestal temporellement large (d'environ 100 ps) autour de l'impulsion principale avec une intensité proportionnelle au carré de la valeur quadratique moyenne (RMS σ^2) de la rugosité (micro-défauts) des miroirs. Par conséquent, la rugosité de la surface du miroir convexe faisait l'objet d'hypothèses [74-76, 78] dans la littérature concernant sa criticité sur le contraste, mais aucune démonstration expérimentale n'avait été réalisée avant nos travaux.

Pour donner un exemple concret, même les excellents composants optiques qui ont typiquement des valeurs de rugosité σ de l'ordre de 1 à 2 nm, peuvent dégrader le contraste avec des valeurs de l'ordre de 10^{-5} à 10^{-10} (sur quelques dizaines de picosecondes autour du pic principal). Ces valeurs sont incompatibles avec la majorité des expériences sensibles au contraste comme les tirs laser PW sur cibles solides e.g. : l'accélération des protons, génération de rayon gamma...À l'époque, à partir des travaux théoriques qui avaient été effectués dans le domaine, un examen plus poussé de ces phénomènes basé sur la technologie des miroirs manquaient. D'une part, il y avait un intérêt à évaluer et à quantifier les effets stochastiques pour fournir une information de la structure spatio-temporelle réelle, avec une évaluation correcte du contraste pour les utilisateurs du système laser. Et d'autre part, il y avait un intérêt à bien comprendre où ces effets étaient le plus importants (quel miroir?) afin d'envisager des solutions efficaces pour augmenter le contraste sans forcément mettre des contraintes indécentes sur tous les grandes optiques de l'étireur et du compresseur.

Contributions non-axiales

L'analyse des contributions non-axiales sur le contraste revient à une étude de toutes contributions hors du plan de Fourier. Autrement dit, nous étudions l'empreinte des ces contributions accumulées hors du plan de Fourier sur le faisceau laser. Selon BROMAGE et

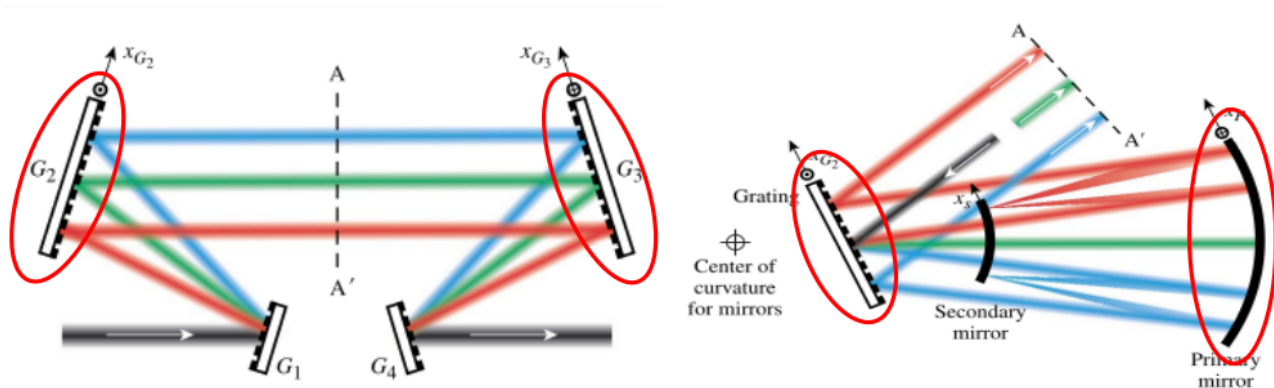


FIGURE 2.6 – Éléments optiques (entourés en rouge) faisant l’objet d’hypothèses concernant leur criticité hors du plan de Fourier (qui se situe sur le plan AA’). À gauche : schéma d’un compresseur à quatre réseaux. À droite : schéma d’un étireur de type Offner. [74]

al. dans [74], des contributions de diffusions angulaires au champ lointain (plan de Fourier) sont issues de modulations de la phase d’éléments placés en champ proche ou en champ intermédiaire, hors du plan de Fourier sur lesquels le spectre est étalé. Le spectre des impulsions laser subissent des effets de diffusion provenant des optiques hors du plan de Fourier du compresseur ou de l’étireur. Les optiques (schématisés figure Fig. 2.6) susceptibles de provoquer cette modulation de phase des composantes spectrales sont les réseaux, les dièdres, le miroir concave etc. Autrement dit, le faisceau laser spectralement étalé accumule des défauts spatiaux en champ proche qui seront observés en champ lointain. Il en résulte une grande variété possible de phénomènes de diffusions angulaires générant une dégradation de contraste, dont on examinera un exemple ci-dessous (diffusions au bords des optiques d’un compresseur). Cela suggère la mise en place de nouvelles mesures expérimentales adaptées à la détection spatiale et spectrale, avec une grande dynamique.

Diffusions aux bords des optiques Nous avons pu voir plus haut que les effets de couplages spatio-temporels peuvent être critiques avec l’augmentation de la taille des faisceaux laser pétawatt. Et nous avons noté que les effets peuvent être réduits voir compensés en fonction de leur criticité. Il existe néanmoins des difficultés à réaliser des optiques suffisamment grandes pour un faisceau laser pétawatt : des phénomènes délétères peuvent apparaître à cause de la diffusion aux bords d’optiques. À l’instar des autres classes de la-

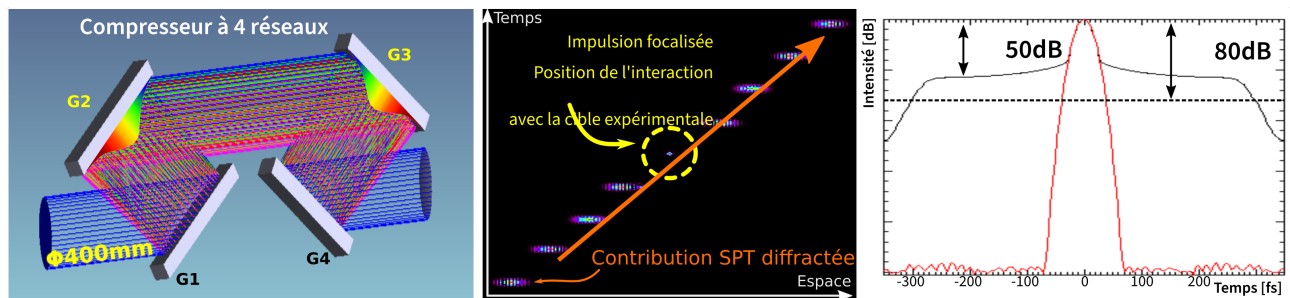


FIGURE 2.7 – (Gauche) On représente l'impact des diffusions au bord des réseaux d'un compresseur de classe pétawatt en particulier sur les réseaux G2 et G3 où le spectre est étalé. (Milieu) Une simulation MIRO autour du point de focalisation en fonction de l'espace et du temps. On observe une contribution spatiotemporelle liée aux diffusions se propageant dans l'espace et le temps (flèche). (Droite) Courbe de contraste temporel en échelle logarithme en fonction du temps : on observe un piédestal $10^{-8} - 10^{-5}$ s'étalant sur quelques centaines de fs.

sers, les optiques utilisées pour les lasers de classe pétawatt sont choisies en fonction des capacités technologiques des fournisseurs d'optiques. Mais le panel de choix est beaucoup moins large dû aux grandes dimensions. Ainsi les exigences des performances spectrales (large bande) et de seuil d'endommagement élevé doivent se confronter à la faisabilité technologique. Par exemple, la taille des réseaux dans les compresseurs de classe pétawatt est choisie en fonction des capacités technologiques existantes. Les optiques des compresseurs – typiquement sur le 2ème et 3ème réseaux d'un compresseur – font partie des optiques les plus critiques, car elles sont placées là où la diffraction a lieu et là où le faisceau est spectralement étendu (cf. Fig. 2.7). Dans le cas des réseaux de classe pétawatt, il y aura toujours une partie du faisceau se diffractant sur les bords des optiques – car les optiques sont déjà de taille métrique et en limite technologique – à la différence d'autres classes de lasers où il est possible d'avoir des réseaux suffisamment grands en regard de la taille du faisceau, pour permettre la transmission de tout le spectre avec des pertes d'énergie aux bords négligeables. Ces phénomènes de diffraction aux bords des optiques vont générer des faisceaux parasites qui vont créer des structures étalées spatio-temporellement autour du pic central des impulsions. Nous pouvons voir sur la figure Fig. 2.7 (sur le graphe du milieu) une simulation avec un code MIRO (un code de simulation, intégrant la physique des faisceaux lasers dans les chaînes de haute énergie, développé depuis les années 80 par le CEA-DAM) de ce phénomène réalisé au laboratoire LULI [79]. Nous observons sur ce graphe

un diagramme espace-temps calculé autour du point où l'impulsion laser est focalisée spatialement et temporellement. Il est important de remarquer la structure en bas à gauche disposée hors de l'axe du laser. Ces diffractions se traduisent par une contribution angulaire jusqu'au plan de Fourier. C'est la contribution spatio-temporelle liée aux diffractions des optiques se propageant dans l'espace et le temps (suivant la flèche). Nous retrouvons cette contribution sur le graphe de droite de la figure Fig. 2.7 où l'on observe la courbe de contraste temporel. On constate, sur la courbe noire, une dégradation du contraste par un piédestal $10^{-8} - 10^{-5}$ s'étalant temporellement sur quelques centaines de femtosecondes. À ce jour, les paramètres critiques (étendue temporelle, intensité de la dégradation sur le contraste, etc.) restent à être définis pour évaluer la criticité de la taille des réseaux et la forme du faisceau (super gaussienne) car l'étude théorique de cet effet qui n'a lieu que sur des durées réduites et qui n'a pas de solution technologique (accessible car on est en limite technologique actuellement), n'a jamais réellement été approfondie et aucune démonstration expérimentale n'a été réalisée.

2.2.3 Conclusion

En somme, parmi tous les effets décrits plus haut, nous avons vu les deux catégories de phénomènes spatio-temporels distingués. La première catégorie correspondant aux effets de couplages spatio-temporels impactant l'intensité d'une impulsion et la seconde catégorie, les couplages impactant spécifiquement le contraste temporel. Pour chacune de ces catégories ainsi que les sous-catégories, des exemples concrets ont été abordés pour illustrer le propos sur les enjeux et les défis des lasers pétawatts. Afin d'observer voire de quantifier soit une distorsion spatio-temporelle soit l'impact sur la qualité du faisceau laser, de nombreux équipements de métrologie ont été développés. Il convient, alors, de préciser ces équipements qui ont différentes approches pour mesurer les grandeurs physiques.

2.3 Développement des outils de caractérisation SPT et SPS

Nous allons maintenant passer rapidement en revue les outils de caractérisation spatio-temporelle existants afin d'en évaluer les performances en termes de mesures de distorsion de bas ordres (pulse front-tilt,...) ou de contraste. Avant d'aborder quelques outils pour caractériser les effets spatio-temporels, il est important de situer les capacités d'un appareil de mesure donné. C'est-à-dire, il faut se questionner sur les formes de couplages spatio-temporels qu'on veut analyser dans cette mesure complète du champ électrique en 3 dimensions. Dans le développement d'outils de métrologie où le champ est composé d'un terme d'amplitude et de phase, comme on a pu le voir plus haut, la fonction de phase spatio-spectrale $\varphi(x, y, \omega)$ est la grandeur cruciale et critique à mesurer.

Même si la description de l'ensemble des outils de métrologie ne fait pas l'objet de ce document, la très grande variété d'appareils de métrologie se divise souvent en deux catégories : une mesure spatio-temporelle (SPT) souvent basée sur une mesure temporelle en plusieurs points et une mesure spatio-spectrale (SPS) souvent basée sur une mesure spatiale en plusieurs points. En réalité, ces appareils résultent de deux procédés différents de caractérisation 2D+1D essayant d'obtenir une reconstruction tri-dimensionnelle :

- une caractérisation spatiale, spectralement résolue, où l'objet de la mesure est de déterminer l'amplitude et la phase spatiale à différentes fréquences
- ou une caractérisation spectrale, spatialement résolue, où l'objet de la mesure est de déterminer l'amplitude et la phase spectrale à différentes positions

Il est important de remarquer que la plupart des outils ont pour but de décrire complètement le champ électrique. Mais que cette caractérisation spatio-temporelle nécessite le développement d'un code spécifique souvent complexe où l'interprétation, la visualisation et l'analyse de données en font des appareils difficiles à maîtriser. Cet aspect peut représenter une source de difficultés importante pour les utilisateurs finaux pour comprendre et connaître les limites de ce type de métrologie.

Au cours de ces dernières années, plusieurs groupes de recherche ont contribué à la caractérisation des effets spatio-temporels; suggérant divers instruments de métrologie

adaptés [68, 69]. Plus particulièrement, le groupe de Fabien Quéré du CEA LYDIL a développé des techniques dites TERMITES[71] et INSIGHT[80]. Et la société ITEOX a développé une technique SRSI-ETE [81, 82] de type interférométrique (SRSI) dite étendue temporellement avec une grande dynamique. Ces techniques apportent une reconstruction 3D du champ électrique des impulsions et permettent d'analyser les couplages spatio-temporels. En effet, il n'existe pas de détecteurs spatiaux (2 dimensions) suffisamment rapides pour mesurer directement les variations temporelles du champ $E(x, y, t)$. Par conséquent, l'obtention d'une mesure spatio-temporelle directe dans les 3 dimensions simultanément (en mono-coup) avec une résolution femtoseconde est donc impossible; il faut trouver un compromis.

N.B. : L'usage est souvent de passer par la spectroscopie (à transformée de Fourier) ou par des mesures de phase spatiale par exemple. Dans ces domaines de Fourier, il est aussi difficile de combiner les 3 dimensions à peu de tir laser.

Principe du SRSI-ETE

Dans cette première méthode, on utilise une mesure de phase temporelle de type SRSI (ou wizzler) et on l'étend en rajoutant une dimension spatiale : 1D+1D.

Il faut noter que l'obtention d'une mesure spatialement résolue de cet outil est basée sur la technique, maintenant classique, SRSI [52] pour *Self-Referenced Spectral Interferometer* en anglais qui correspond à interféromètre spectral auto-référencé amélioré. La partie A) de la figure Fig. 2.8 présente le schéma de optique de principe de cette technique 1D purement temporelle. On y montre le principe utilisé pour déterminer l'amplitude et la phase d'une impulsion. Cette technique consiste à générer une réplique puis comparer deux impulsions en décalant temporellement l'une des deux, avec un délais calibré τ . La comparaison se fait par recombinaison à l'entrée d'un spectromètre où se forme un interférogramme. En pratique, cela se fait par convolution de l'impulsion à mesurer avec elle-même (auto-référence)¹. Le point clé de cette technique SRSI repose dans le fait que cette auto-référence est à la fois plus large spectralement et que sa phase est pratiquement plate. Un algorithme

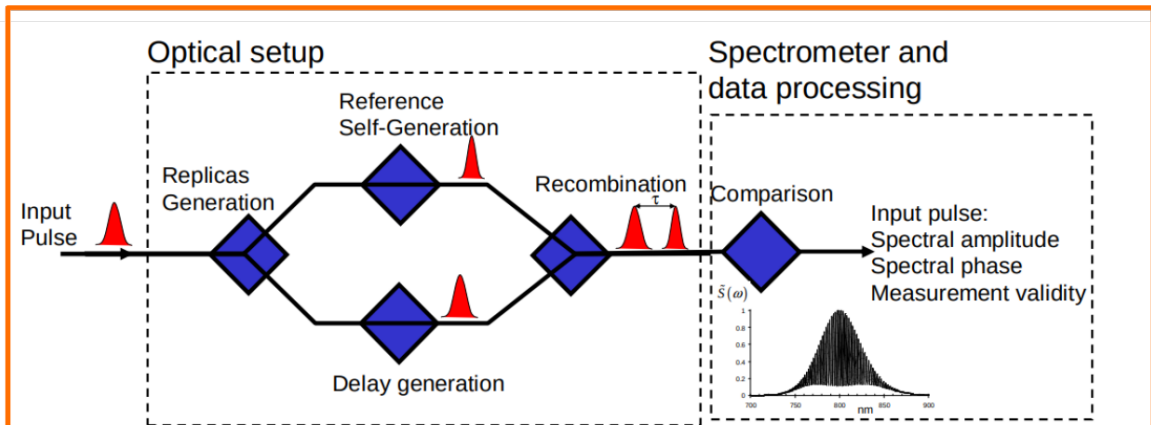
1. une réplique temporellement filtrée générée par XPW est utilisée pour augmenter la sensibilité de l'appareil et permet d'avoir une référence améliorée c'est-à-dire quasi à phase spectrale quasi plate

itératif – détaillé dans [52] – permet ensuite de calculer par succession de transformées de Fourier : l'amplitude $|E(\omega)|^2$ et la phase $\varphi(\omega)$ à partir de la sélection de la partie auto-corrélée. Le schéma dans la partie B) de la figure Fig. 2.8 montre ce processus de filtrage numérique convergeant sur la phase $\varphi(\omega)$ en utilisant la relation de Wiener-Khintchine où $\Delta\varphi(\omega) = \varphi(\omega)_{\text{xpw}} + \omega\tau - \varphi(\omega)$ dans lequel $\varphi(\omega)_{\text{xpw}}$ et $\omega\tau$ sont calibrés :

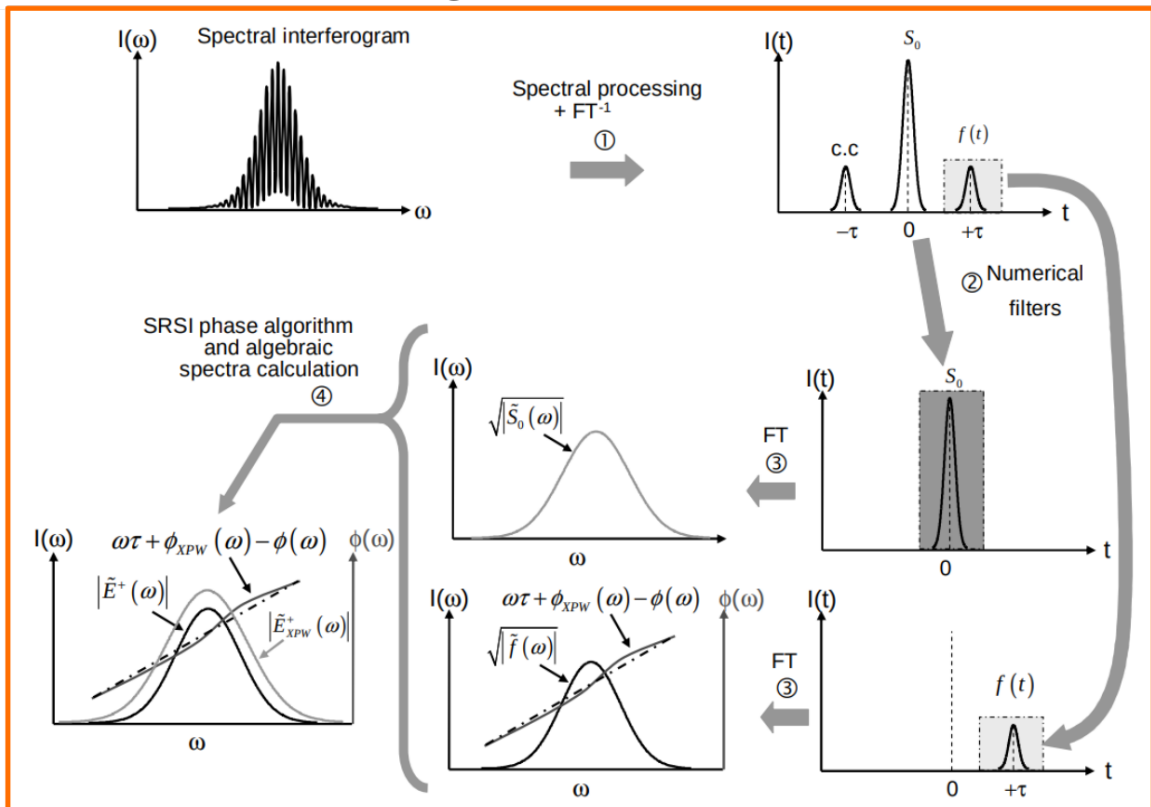
$$S(\omega) = |E(\omega) + E_{\text{xpw}}(\omega)|^2 \quad (2.3)$$

$$S(\omega) = |E(\omega)|^2 + |E_{\text{xpw}}(\omega_t)|^2 + 2 |E(\omega)E_{\text{xpw}}(\omega)|^2 \times \cos [\Delta\varphi(\omega)] \quad (2.4)$$

A) Schéma du SRSI



B) Algorithme itératif SRSI



C) SRSI-ETE - CROISSANT

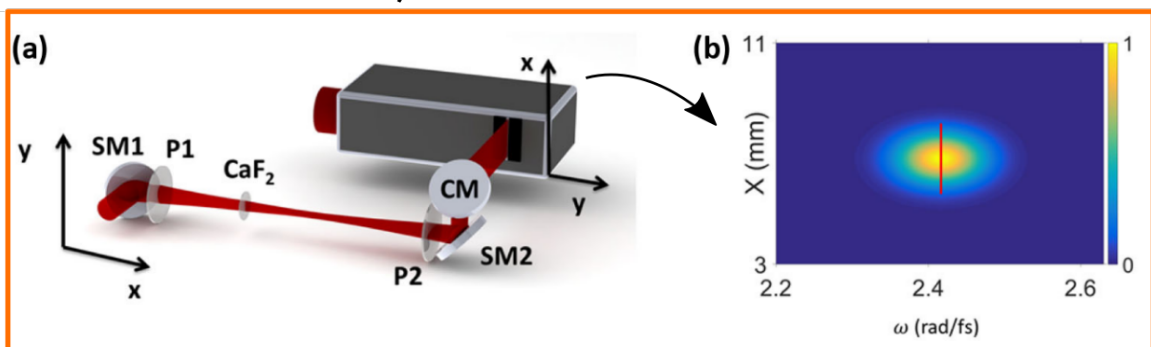


FIGURE 2.8 – Spatio-spectral cross-correlateur à grande dynamique [82-84]

La technique récemment proposée SRSI-ETE (aussi appelé CROISSANT[85]) permet de réaliser des mesures spatio-temporelles avec une dimension spatiale (1D+1D), tout en gardant une plage de dynamique supérieure à 10^8 dans une fenêtre temporelle de 10 à 20 ps. Pour obtenir la mesure spatio-temporelle, c'est-à-dire spatialement résolue : la configuration ne change pas dans le principe, mais l'implémentation optique est modifiée. Pour ajouter la dimension spatiale, le spectromètre est modifié en spectro-imageur[86] comme on peut le voir sur le schéma sur la partie C) sur la figure Fig. 2.8. On y observe un l'interférogramme en 2D (x, ω) capté par la caméra du spectro-imageur. Cette technique étant basée sur une caméra (dont une des 2D est utilisée pour le spectre, l'autre pour pour une dimension de l'espace), elle ne donne donc accès qu'à une dimension spatiale à la fois. Ainsi pour obtenir l'axe (y, ω) , il est nécessaire de *tourner* optiquement le faisceau avec un périscope. Il faudra donc effectuer au minimum deux tirs laser pour envisager de reconstruire en 3D. De plus, il est important de remarquer que la technique du SRSI-ETE a la particularité d'avoir une grande dynamique en contraste (10^8). Ainsi, la technique comporte un élément permettant de lever l'ambiguïté de chevauchement temporel entre la somme $|E(\omega)|^2 + |E_{xpw}(\omega_t)|^2$ et la trace auto-corrélée : l'ajout d'un angle calibré pour la recombinaison entre des deux répliques. Le $\Delta\varphi(\omega)$ devient alors $\Delta\varphi(x, \omega) = \varphi(x, \omega)_{xpw} + \omega\tau + k_x x - \varphi(x, \omega)$. Le terme $\omega\tau + k_x x$ a pour intérêt de séparer la trace auto-corrélée dans l'espace des fréquences temporelles mais aussi fréquences spatiales. Ce qui permet d'obtenir une mesure spatio-temporelle spatialement résolue. Davantage de détails expérimentaux sur cette technique seront donnés dans le chapitre 4.

Mesures de type TERMITES

La mesure de profils d'intensité ou de phase spatiale est souvent définie sur des spectres moyennés. Par conséquent, l'obtention d'informations polychromatique est inaccessible telle quelle. Pour y palier, certains appareils utilisent la mesure par spectroscopie à transformée de Fourier résolue spatialement sur une caméra. Dans la catégorie de mesure par spectroscopie à transformée de Fourier appliquée aux mesures spectrales spatialement résolue, l'appareil TERMITES est un bon exemple. Ainsi, le principe de mesure TERMITES repose

sur l'implémentation interférométrique suivante : un interféromètre de Michelson faisant interférer une impulsion avec elle-même "améliorée". Il est important de remarquer que la réplique doit être améliorée comme pour le SRSI : une référence plate spatialement pour le TERMITE (spectralement pour le SRSI). Ici, la réplique "améliorée" est générée avec une petite partie du faisceau d'origine et un miroir divergeant à la fois pour couvrir spatialement tout le faisceau à analyser, mais surtout en divergeant, le faisceau va s'aplatir (filtrer) en termes de phases spatiales. Ainsi, une caméra 2D peut mesurer pour une différence de marche optique donnée τ : l'interférogramme (x, y, τ) et d'obtenir la phase spatiale (x, y, τ) . Un scan sur plusieurs délais τ permet d'échantillonner l'impulsion dans la dimension du temps (2D+1D). Moyennant une translation précise, il est possible d'échantillonner suffisamment finement pour respecter le théorème de Nyquist-Shannon. De cette façon, sur la figure Fig. 2.9 extrait de [87], on peut observer une série de mesures typiques pour un échantillonnage de τ donné. Après ces étapes purement optiques, il reste à exécuter un code (développé par l'équipe de F. Quéré et al. – détaillé dans [87]) qui permet de dissocier l'amplitude et la phase inconnue de sa réplique pour :

$$S(x, y, \omega) = |E(\omega)|^2 \times |E_{\text{réplique}}(\omega)|^2 \times \exp(\Delta\varphi(x, y, \omega)) \quad (2.5)$$

où en chaque point du faisceau, on peut ainsi obtenir la différence $\Delta\varphi(x, y, \omega)$ entre le faisceau à analyser et sa réplique améliorée, en tenant compte de sa courbure. L'algorithme itératif utilisé pour reconstruire ce champ électrique, demande néanmoins beaucoup d'attention dans le choix de certains paramètres ou certaines contraintes : comme par exemple la divergence (inconnue) du faisceau entrant, ou comme un échantillonnage conséquent rendant l'algorithme particulièrement difficile à faire à cause de la grande quantité de points ou comme dans le cas des grands faisceaux qui nécessite des résolutions spatiales au bord très grandes pour mesurer les franges se resserrant de plus en plus. Il faut préciser tout de même que cette technique permet donc d'obtenir un hyper-cube de données spatio-temporelles qui fait de TERMITES un appareil de choix pour mesurer les effets spatio-temporels.

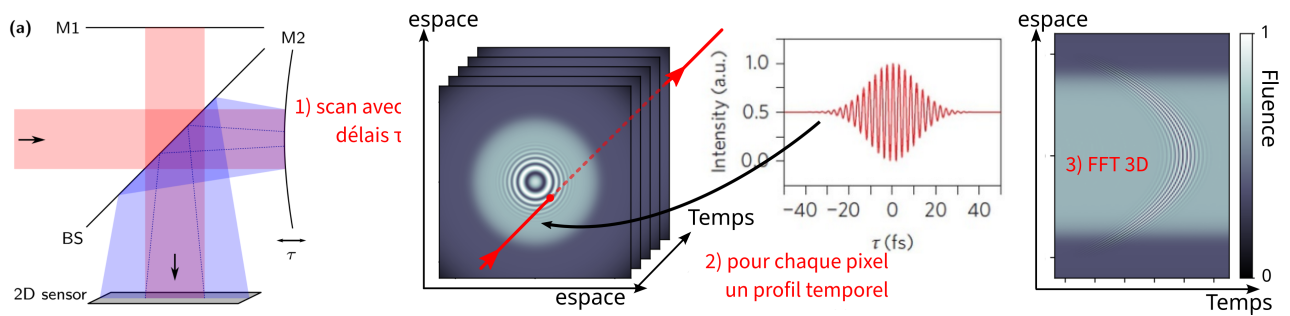


FIGURE 2.9 – (Gauche) Schéma simplifié de l'interféromètre de TERMITES (Milieu) Représentation d'interférogrammes 2D accumulés à différents délais et mesurés par la caméra de TERMITES. (Droite) Coupe 2D d'un hyper-cube générée par analyse numérique [87]

Autres méthodes

Nous avons pu aborder jusqu'à maintenant deux exemples d'appareils de métrologie basés sur une mesure spectrale ou temporelle spatialement résolue (SPS). Regardons maintenant un exemple de méthodes de caractérisation spatiales résolues en fréquences temporelles. Cette catégorie d'appareils de mesure utilise généralement des mesures de phase spatiale (front d'onde) d'un faisceau, par exemple, en utilisant un réseau de micro-lentilles (méthode de Shack-Hartmann) ou par interférométrie [39] (mesure à décalage de faisceaux). Ceci dit, certaines techniques peuvent être aussi basées sur la mesure de l'amplitude spatiale à différentes positions lors de la propagation [80] ou encore par auto-corrélation spatio-spectrale [76].

La figure Fig. 2.10 montre deux exemples d'instruments différents permettant d'analyser en mono-coup (tir à tir) la phase spatiale résolue en fréquence grâce au filtrage spectral. Dans la partie B de cette figure, une implémentation très récente [88] proposant un filtrage avec des réseaux, un analyseur de front d'onde et un spectromètre. Dans le cas de C. Dorrer et al.[89] (partie A de la figure), il s'agit d'une mesure multi-spectrale (avec un filtre de Bayer RVB) qui résout l'impulsion incidente dans les domaines spatial (x, y) et spectral ω_i . Ce filtrage permet d'avoir des macros pixels résolus en fréquences ω_i . Ainsi, cette méthode permet la mesure directe et simultanée de la fonction spatio-spectrale $\varphi(x, y, \omega_i)$ pour une impulsion laser aux fréquences temporelles $\omega_1, \omega_2, \dots, \omega_N$. Ensuite, en tenant compte de l'amplitude mesurée, il est possible de reconstituer par transformée de Fourier le champ élec-

trique $E(x, y, t)$. Cependant il est important de prendre en compte la résolution de mesure due au filtre de Bayer. Plus l'on veut de résolution spectrale ω_i , moins on a de résolution spatiale en macro-pixels. Donc il y a un compromis sur le nombre d'ordres résolubles de la phase spatiale ou spectrale.

Ces outils de caractérisation spatio-temporelle font peu à peu leurs preuves et leur développement pour les lasers à haute intensité est devenu incontournable où une gestion optimale de l'éclairement sur la cible.

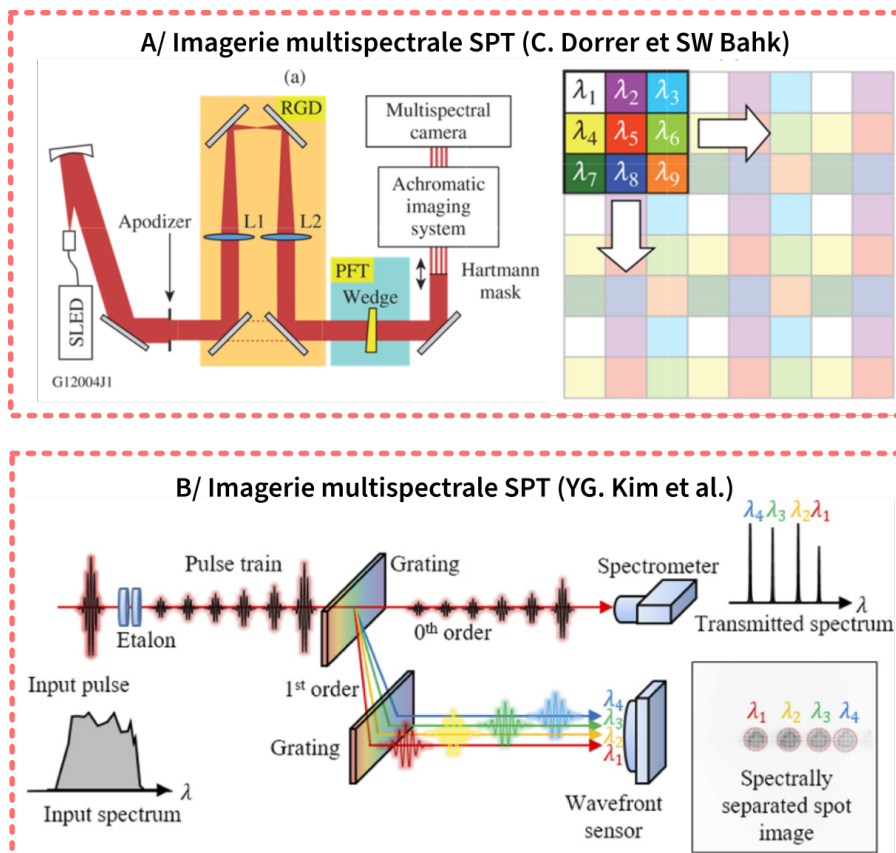


FIGURE 2.10 – (A) Schéma représentant une implémentation d'une mesure spectrale (spatialement résolue) mono-coup[89] à l'aide d'une caméra multispectrale; (B) Schéma représentant aussi une mesure spectrale (spatialement résolue) mono-coup mais à l'aide des répliques [88]

2.3.1 Légitimité du compromis à faire pour les lasers pétawatts

Pour résumer ce qui a été décrit plus haut, jusqu'à présent [44, 45, 71, 76, 81, 83, 90-92], seuls les premiers termes de la phase spatio-temporelle, qui sont les plus simples à visualiser, ont été étudiés. Ainsi, il y a une volonté légitime de produire des informations spatio-temporelles pour caractériser les lasers ultra-intenses. Il apparaît que les premiers ordres de couplage suffisent déjà à voir des phénomènes importants et que les méthodes de correction sont déjà complexes à mettre en oeuvre. Les développements récents d'outils de métrologie spatio-temporels font donc partie peu à peu du standard de la caractérisation des lasers ultra-intenses, tant ces phénomènes sont impactants pour les performances du laser. En effet, les lasers pétawatts sont très sensibles aux faibles désalignements et aux limitations technologiques qui peuvent introduire des effets résiduels dévastateurs sur les faisceaux de grand diamètre. Les appareils de métrologie précédemment étudiés ont déjà pu mettre en évidence des défauts à la mise en place de modification laser destinée à compenser partiellement voire complètement les couplages.

Cependant, la majorité des diagnostics utilisés nécessitent *in-fine* un moyennage sur un certain nombre de tirs en sous-pupille – parfois en un seul point – résultant en une observation incomplète voire très locale du champ électrique (l'impulsion peut être localement courte mais globalement longue). Les diagnostics proposés comme solution sont aussi parfois inadaptés pour les lasers ultra-brefs de type multi-PW. Car les taux de répétition sont faibles (souvent de l'ordre de 1 tir par minute) rendant le moyennage sur plusieurs centaines ou de milliers de tirs avec une large pupille, supérieure à 100 mm, difficilement réalisable. En conséquence, la communauté autour des lasers pétawatt souhaite le développement d'appareils permettant de faire une mesure spatio-temporelle 3D, avec peu de tirs lasers. Par exemple, le groupe de Fabien Quéré a développé la technique TERMITES. Cette technique apporte une puissante reconstruction 3D du champ électrique des impulsions dans le domaine SPT complexe. La limitation principale de cette technique est associée à la dynamique de la mesure et au nombre élevé ($\sim 100 - 1000$) de tirs laser nécessaire, représentant, pour un laser tel qu'Apollon à 1 tir/min, une longue durée d'acquisition.

Concrètement, l'un des objectifs de cette étude est d'utiliser et de développer les nouveaux diagnostics spatio-temporels idéalement mono-coups mais aussi les techniques *few-shots* qui nécessitent très peu de tirs ($< 10 - 20$) pour caractériser et quantifier les défauts. Les origines des distorsions spatio-temporelles et de chute de contraste dans les lasers pétawatts sont peu à peu étudiées avec les nouveaux diagnostics spatio-temporels comme TERMITES, INSIGHT ou d'autres. À ce jour, il y a déjà des phénomènes identifiés mais le développement de tels instruments est encore en pleine effervescence. Le but de ce travail est de tester de nouvelles idées pour évaluer les systèmes pétawatt.

2.4 Démarches et stratégies expérimentales proposées

Le niveau d'exigence des spécifications des lasers petawatts a pu déjà satisfaire un certain nombre d'expériences démontrant des performances uniques pouvant atteindre des phénomènes physiques inexplorés [93]. Ces exigences conduisent à des études de plus en plus approfondies depuis une dizaine d'années sur les sources laser ultra-intenses pour identifier les différentes dégradations de la qualité spatio-temporelle des impulsions et leurs origines. En pratique, comme mentionné plus haut, le large diamètre et la large bande spectrale des lasers petawatts sont sujets à une multitude de phénomènes de couplages spatio-temporels : diffraction aux bords, planéité et rugosité des optiques, amplification inhomogène, etc. L'étude proposée ici est essentiellement expérimentale et nous focalisons cette étude sur les systèmes les plus critiques en matière de couplages spatio-spectraux – les lasers pétawatts.

L'environnement expérimental de ces travaux de thèse se situent principalement sur les installations laser d'Apollon et d'un système Thales dédié à la R&D. Ces travaux sont très liés aux technologies utilisées au sein de ces chaînes, même si beaucoup de points sont généralisables aux autres lasers PW. Les outils de caractérisation spatio-temporelle susmentionnés ont été utilisés dans des campagnes de mesures définies et programmées spécifiquement dans le cadre des études liées à améliorer ces chaînes laser ainsi que leurs sous-systèmes (e.g. compresseur, étireur, afocaux,...). Ces démonstrations expérimentales

ont été réalisées, dans un premier temps, sur le pilote laser de l'installation Apollon, en mettant l'accent sur des études concernant les problématiques de contraste temporel. Et ce, pour évaluer leurs incidences vis à vis du point de fonctionnement nominal du système. Dans un deuxième temps, la caractérisation s'est étendue aux faisceaux de grand diamètre pour examiner l'incidence et l'impact des optiques de grande taille et les contributions des distorsions spatio-spectrales. L'avantage de solliciter du temps de faisceau sur le laser Apollon repose sur le fait que l'installation dispose d'un collimateur à faible aberration, permettant de caractériser, en un seul tir, la totalité du faisceau pétawatt avec des appareils dont l'ouverture est typiquement de 5–10 mm. Dans ce but, un système de forte atténuation a été développé dans l'installation et utilisé pour permettre une mesure fiable, complète et de bonne qualité.

Dans le cadre de ces travaux, il est important de préciser qu'un ensemble de données extrêmement riche a été obtenu. Un premier travail consiste donc à exploiter ces données (par exemple une collection de données des champs électriques complexe 3D) et à en déduire les informations utiles. Une particularité de cette démarche est que l'analyse des défauts dus aux couplages spatio-temporels observés soit liée aux caractéristiques de fonctionnement du système laser qui peut varier tir à tir, voire de jour en jour. C'est-à-dire que le moyennage sur un grand nombre de tirs n'est pas aisé. Notre stratégie a été d'étudier ces caractérisations expérimentales afin de déduire des hypothèses sur les éléments clés qui devront être modifiées. Pour cela, l'utilisation d'outils de simulation spécifiques a été nécessaire afin de valider les hypothèses et conclure sur l'origine de ces couplages. Cependant, l'étude proposée ici reste essentiellement expérimentale. Le développement de tels outils numériques ne représente pas le cœur du travail de thèse. Ainsi, un code de simulation tel que MIRO est un exemple de ce type d'outils suffisamment puissants que le consortium autour d'Apollon maîtrise déjà pour étudier les effets de couplage spatio-temporels. Plusieurs études de cas avaient été déjà réalisées et constituaient une fondation solide pour cette étude.

Dans le présent document, l'approche proposée de l'étude des effets spatio-temporels

(SPT) est de la diviser en deux grandes parties : une première partie concernant les effets spatio-temporels impactant l'intensité (partie 2) et une deuxième sur le contraste temporel (partie 3). Ainsi, l'objectif principal de ces travaux est l'étude pratique *in-situ* des effets spatio-temporels (décrits précédemment), avec l'ambition d'une amélioration des performances des lasers classe pétawatt. Chaque partie de ce document comporte une part théorique qui comprendra un développement de modèles et de développements d'outils de simulation, permettant la conception et la préparation des expériences. Cela consiste en des développements de codes de simulation simples basés sur les modèles existants dans la littérature. Cela permet la compréhension physique des mécanismes associés aux différents effets étudiés. Ainsi, l'objectif de ces simulations est de valider numériquement des observations expérimentales, puis de définir et prédire l'intensité de chaque effet en fonction des variables de l'expérience.

Pour confronter les simulations numériques, le point crucial de ce travail porte sur la mise en place d'une métrologie adaptée à la caractérisation d'effets spatio-temporels rarement mis en évidence, voire jamais mesurés auparavant sur les lasers pétawatts. Cela suggère la détermination et l'utilisation d'appareils de caractérisation spatio-temporelle adaptés parmi ceux présentés dans la section précédente ou nouveaux. La stratégie que nous avons adoptée pendant ces travaux est simple : croiser les résultats d'appareils de mesures ultra-innovants (ayant fait leurs preuves à l'égard des problématiques particulières des lasers PW) avec des systèmes de mesure (mis en œuvre spécifiquement) légèrement moins complets mais plus simples et plus directs dans leur interprétation. La facilité d'emploi et d'interprétation est en effet un facteur crucial pour les lasers pétawatts et multi-pétawatt qui ont un taux de répétition très faible.

Naturellement, l'ultime objectif de cette étude qui, de toute évidence, est le plus ambitieux, correspond à l'utilisation de la compréhension de l'origine des effets spatio-temporels, pour suggérer des méthodes d'amélioration.

Deuxième partie

Couplages spatio-temporels impactant l'intensité

Chapitre 3

Étude spatio-temporelle de la chaîne 1 PW d'Apollon

Objectifs

À présent, un certain nombre d'études théoriques ont permis de prédire la présence de couplages spatio-temporels au sein des sources lasers ultra-intenses compte-tenu de leur architecture. Nous avons vu, dans le chapitre précédent, que des développements de métrologie de ces couplages offrent peu à peu la possibilité de les explorer. L'objectif de ce chapitre est de présenter une étude des effets spatio-temporels impactant l'intensité des impulsions issues d'un laser de classe pétawatt.

Sommaire

3.1	Avant propos	58
3.2	Intérêt du développement d'une nouvelle technique	59
3.2.1	Caractérisation spatio-temporelle avec une technique hyperspectrale	60
3.3	Organisation de l'étude	61
3.4	Le prototype	64
3.5	L'outil développé par Imagine Optic	66
3.6	Calibration et évaluation des capacités de résolution spatio-spectrales des mesures de front d'onde hyperspectral	69
3.6.1	Dispositif expérimental pour le compresseur 1 PW	75
3.6.2	Résultats expérimentaux sur le compresseur 1 PW	77
3.7	Conclusion	81

3.1 Avant propos

Dans cette partie de thèse, nous étudions l'influence de couplages spatio-temporels sur la qualité optique des impulsions d'une chaîne laser pétawatt. Cette étude comporte une forte part expérimentale et elle est principalement réalisée sur le laser Apollon.

Le chapitre précédent montre que l'impact potentiel des couplages est beaucoup plus important lorsque les faisceaux sont de très grande taille (> 300 mm) et présentent une très grande bande spectrale (> 100 nm). Ainsi, l'impact du couplage spatio-temporel peut être décisif sur l'intensité des impulsions atteignant les cibles expérimentales. Cette partie de la thèse a pour objectif de confronter les prédictions numériques avec des observations expérimentales avec comme ambition de présenter un appareil pouvant observer et quantifier des couplages spatio-temporels.

Nous avons vu qu'il existe une mosaïque de techniques pour mesurer ces couplages. Les principaux couplages spatio-temporels mesurés jusqu'à présent sont parmi les plus simples : le chirp angulaire ou la courbure de front d'onde. Comme ces lasers possèdent des faisceaux de grande taille et de large bande spectrale, alors ils sollicitent une précision d'alignement très importante. Parmi les premières observations de couplages même simples, ces nouveaux outils de métrologie qui s'imposent peu à peu pour déterminer de fines erreurs d'alignement dans les étireurs et les compresseurs, montrent que l'impact sur l'intensité peut être assez rapidement délétère [70, 87, 88, 94, 95].

Par conséquent, le laser Apollon, comme les autres lasers de type pétawatt, nécessitent d'explorer des méthodes de caractérisation de couplage spatio-temporel. Cette exploration vise à observer mais aussi à quantifier les couplages simples ainsi que, si possible, ceux d'ordre supérieur. En effet, l'observation des couplages est très précieuse pour évaluer les contraintes posées par les défauts spatio-temporels. La quantification des défauts est encore un défi de taille. Et en regard, cela nécessite la mise en place d'études de faisabilité afin d'améliorer la qualité optique du laser. Le meilleur des cas correspond à un réaligement d'un sous-système ciblé et contrôlé par une métrologie spatio-temporelle idoine. Le

pire des cas correspond à une contrainte spatio-temporelle trop importante dont l'amélioration est compromise par la difficulté de réalisation technique. Cela indiquerait qu'il faut contourner le problème en élaborant une modification ou un changement de configuration du laser plus en profondeur.

La présente étude se place dans ce contexte. Elle vise à explorer une nouvelle technique de mesure "multi-spectrale". Elle est basée sur une détection de fronts d'onde à différentes longueurs d'onde : une mesure spatio-spectrale, donc dans ce chapitre, nous allons montrer les tests qui ont permis de donner naissance à un bon candidat pour la caractérisation spatio-temporelle de faisceaux compressés en pleine pupille sur un faisceau de type PW. Puis, dans le chapitre suivant, nous montrerons les résultats expérimentaux obtenus avec ce diagnostic.

Dans les sections suivantes, nous allons décrire l'intérêt d'une telle méthode puis l'approche proposée pour l'étude spatio-temporelle de l'intensité de laser de type pétawatt.

3.2 Intérêt du développement d'une nouvelle technique

Parmi les études récentes [70, 87, 96, 97], il est montré que l'impact des aberrations de front d'onde peut aller jusqu'à 50% (voire plus) de réduction de l'intensité délivrée. Cela souligne de manière assez alarmante le risque potentiel de ces phénomènes. Cependant, en dehors de ces travaux, aucune autre étude n'a vu le jour dans le contexte spécifique des lasers de classe pétawatt. De manière complémentaire, les diverses approches en métrologie mentionnées dans le chapitre précédent montrent que les campagnes expérimentales à de plus faibles puissances ont été réalisées et ont abouti à la démonstration de la capacité à mesurer et à analyser des effets spatio-temporels (par ex. [87, 94]). Cependant, les réalisations techniques nécessitent de nombreux tirs laser et une calibration conséquente qui n'est pas forcément des plus adaptées aux lasers à très basses cadences comme les lasers PW. De plus, les représentations du champ électrique complexes en 3D ont des particularités loin d'être évidentes à interpréter. C'est le cas même pour les couplages des premiers

ordres qui sont plus simples. D'autre part, l'association avec l'architecture du système laser et aux régimes de fonctionnement est encore un sujet qui fait l'objet de thématiques concrètes de recherche.

Ainsi, par l'intermédiaire de cette présente étude, nous avons développé un outil de détection des couplages les plus simples. De surcroît, il est important de noter que nous avons orienté l'élaboration d'un outil dans le but de réaliser une détection qui ne requiert peu de tirs laser (10-20); adapté aux lasers à faible taux de répétition. Par ailleurs, le développement de l'outil a suscité l'intérêt d'un industriel spécialiste de la détection de front d'onde : la société Imagine Optic et une collaboration a été initiée. L'ambition de cette réalisation est de montrer sa faisabilité avec peu de tirs. De plus, cette étude souligne l'intérêt de perpétuer le développement de méthodes de détection des couplages les plus simples avec un petit nombre de tirs voire en mono-coup. Enfin, elle souligne l'intérêt de rendre disponible sur le marché une méthode de mesure spatio-temporelle avec des résultats simples et facilement interprétables.

3.2.1 Caractérisation spatio-temporelle avec une technique hyperspectrale

Grâce à la linéarité des équations régissant le formalisme de propagation des ondes [98], la caractérisation spatio-temporelle d'impulsions femtoseconde (à large bande spectrale) peut être obtenue par une superposition de composantes monochromatiques. Ainsi, comme annoncé plus haut, cette technique hyperspectrale peut se baser sur une mesure de front d'onde échantillonnée à différentes longueurs d'ondes. L'échantillonnage se fait ici en utilisant un filtrage du faisceau sur une multitude d'étroites zones spectrales. Et la compilation des mesures en reliant chaque mesure de phase spatiale (devenant spectralement résolue) permet de recueillir une phase spatio-spectrale. Il est important de remarquer que la phase mesurée par cette technique est une phase relative $\Delta\varphi(x, y, \omega) = \varphi(x, y, \omega) - \varphi(x_0, y_0, \omega)$ par rapport à une mesure de référence en un point du faisceau pour relier toutes les cartes de phases (x, y, ω) . Ainsi, pour obtenir une mesure absolue, il faut faire une mesure supplémentaire afin d'obtenir la valeur de $\varphi(x_0, y_0, \omega)$ -par exemple avec un dispositif type FROG,

Wizzler ou D-scan. Et en connaissant la phase relative par longueur d'onde du faisceau, on peut retrouver la phase totale absolue en tous points de l'espace et du spectre $\varphi(x, y, \omega)$.

L'objet de la présente étude consiste principalement à évaluer les effets chromatiques du faisceau, c'est-à-dire la différence de phase spatiale entre les composantes spectrales. Nous avons pu simplifier la technique en ne mesurant que la phase relative $\Delta\varphi(\omega)$. En effet, le système Apollon intègre un contrôleur de phase de type Dazzler en son sein qui est dimensionné pour pouvoir corriger $\varphi(\omega)$ donc on peut supposer qu'il est toujours possible d'avoir un petite portion de faisceau en (x_0, y_0) telle que $\varphi(x_0, y_0, \omega)$ égale ou très proche de zéro indiquant une parfaite compression temporelle au moins en un point de l'espace. Dans un tel cas, les caractéristiques spatiales relatives $\Delta\varphi(x, y, \omega)$ suffisent pour quantifier les défauts de phase spatio-spectrale du faisceau et les différents couplages et valider si une focalisation sur cible expérimentale correcte devient possible. En effet, en réalité, et surtout lorsque de grands faisceaux et de grandes optiques sont impliqués (comme dans le cas d'Apollon) le couplage dû aux imperfections des éléments optiques (i.e. aberration de front d'onde dans le compresseur, non-uniformité de traitement de miroirs) sont les phénomènes prépondérant pouvant entraîner des effets complexes et une réduction importante de l'intensité du faisceau. Les corrections de phase spectrale sur les petits faisceaux (uniformes spatialement) sont bien maîtrisés. Ainsi, dès lors que nous obtenons une mesure de $\Delta\varphi(\omega) \neq 0$, nous pouvons analyser et confronter les différences relatives sans passer par une analyse plus complexe du champ.

Nous allons maintenant décrire l'approche proposée de cette étude spatio-temporelle.

3.3 Organisation de l'étude

En ce qui concerne notre étude des effets spatio-temporels sur l'intensité des lasers de type pétawatt, la réalisation de ces travaux de thèse s'articule en deux phases :

- une première phase dont l'objectif est de concevoir une méthode pouvant optimiser l'alignement de compresseurs de type pétawatt. C'est une phase de développement

et d'évaluation des capacités de notre méthode basée sur une technique de détection de front d'onde hyperspectrale. Puis, nous validons l'outil *expérimentalement* en réalisant une mesure du *chirp* angulaire sur un compresseur intermédiaire du pilote puis le compresseur 1 PW du laser Apollon. Cet aspect est traité dans ce chapitre.

- Dans une seconde phase, l'objectif est d'utiliser cet appareil dans un cas concret. En effet, nous utilisons l'appareil comme diagnostic spatio-temporel dans le cadre de la campagne de validation de la ligne 1 PW du laser Apollon. À l'aide d'une analyse numérique via un code MATLAB, les données de phases spatiales à différentes longueurs sont utilisées pour déduire l'impact de défauts spatio-temporels sur l'intensité du laser. Cet aspect est traité dans le chapitre suivant.

L'approche proposée dans ces travaux est expérimentale et elle est organisée en quatre étapes.

Dans la première étape, nous considérons des cas tests d'abord réalisés avec un prototype utilisant un détecteur de front d'onde hyperspectral qui combine un détecteur de front d'onde basé sur une technique d'interférométrie à décalage (SID₄) et une série de 10 filtres spectraux (cf. figure Fig. 3.2). Ensuite, nous utilisons un nouveau diagnostic de la société Imagine Optic. Nous avons établi une collaboration en participant au développement de l'analyse des résultats de ce nouvel outil. Cet outil est aussi un détecteur de front d'onde hyperspectral également : il combine un détecteur de front d'onde basé sur la technique, ici, Shack-Hartmann et un filtre spectral variable de 550 à 1000 nm. Cela permet d'échantillonner le front d'onde en tout point spectral. Nous présentons l'appareil de mesure dans la section Sec. 3.5.

Dans la deuxième étape, nous nous intéressons à la méthode d'alignement d'un compresseur en utilisant ce nouvel outil développé en collaboration avec la société Imagine Optic (Multi-Spectral-HASO). Il est question d'évaluer le *chirp angulaire* (CA) introduit par un éventuel désalignement du parallélisme des réseaux du compresseur. En effet, l'objectif est de concevoir une méthode d'alignement pour les compresseurs des faisceaux 1 PW et 10 PW du laser Apollon, cela pour minimiser le *chirp* angulaire résiduel. Pour cela, on peut soit

utiliser un faisceau d'alignement indépendant du laser soit utiliser directement un faisceau laser femtoseconde. L'objet de la présente étude est donc de mesurer ce CA résiduel avec une résolution supérieure idéalement à la précision d'alignement des réseaux. Une mécanique de précision pouvant typiquement atteindre des pas moteur de 1-10 μrad , celle du compresseur 10 PW est de donc de l'ordre de 1,8 μrad soit 4,5 nrad/nm (sur la plage spectrale d'intérêt pour le laser Apollon). En utilisant l'équation Eq. 3.1, on peut alors estimer la réduction relative d'intensité correspondante au défaut mesuré : nous devons avoir une tolérance inférieure à 10% de réduction d'intensité. Nous montrons, dans la section Sec. 3.6, que nous pouvons mesurer un *chirp angulaire* de 1,7 nrad/nm, soit une résolution de la réduction relative d'intensité de 1,56% pour le compresseur 10 PW (presque dix fois mieux que le CA introduit par un pas moteur) atteignant ainsi notre objectif de précision.

Dans la troisième étape, nous montrons expérimentalement notre méthode d'alignement de compresseurs à grandes optiques. Nous verrons, dans la section Sec. 3.6.1, la minimisation et optimisation le CA introduit. Nous utilisons l'appareil de mesure développé par la société Imagine Optic (présenté section Sec. 3.5) sur un compresseur intermédiaire en sortie du pilote laser d'Apollon. Puis nous appliquons la méthode d'alignement au le compresseur 1 PW du laser Apollon. Dans ces deux cas, nous comparons un désalignement contrôlé du parallélisme avec la mesure. Nous comparons aussi ces mesures avec une autre méthode d'alignement développée à Apollon : elle est basée sur l'utilisation de trois diodes laser combinées (760, 830, 905 nm) qui, après avoir traversé le système optique, sont focalisées sur une caméra donnant accès au décalage angulaire relatif entre chaque couleur et donc le chirp angulaire (cf. Fig. 3.14). Nous présentons ces mesures dans la section Sec. 3.6.2.

Comme nous aurons constaté que l'appareil de mesure développé par la société Imagine Optic peut être utilisé comme un outil très précis pour caractériser un faisceau sur un sous-ensemble ou sur l'ensemble du laser, nous montrons donc que cette technique de mesure est un bon candidat pour la caractérisation spatio-temporelle des chaînes laser PW. Ainsi, dans la quatrième étape, cette technique multi-spectrale est mise en oeuvre comme diagnostic spatio-temporel en fin de chaîne laser sur la ligne 1 PW. Le point clé de l'étude

est la caractérisation de couplages spatio-temporels durant la phase de validation ("commissioning" en anglais) du laser précédant sa mise en service : les expériences utilisateurs du laser Apollon. Cette étude s'intéresse notamment à l'étude comparative des phénomènes spatio-temporels passifs de ceux actifs. C'est-à-dire que nous étudions d'abord les effets statiques (passifs) de la chaîne laser puis ceux qui apparaissent avec la montée en énergie. Ainsi, l'étude qui est présentée dans le chapitre suivant, est consacrée au développement d'une méthode d'alignement de faisceaux compressés et pouvant caractériser des sous-ensembles comme l'ensemble de la chaîne laser avec une technique qui ne nécessite que très peu de tirs laser ($< 10 - 20$).

3.4 Le prototype

Nous allons maintenant aborder la description du prototype de l'appareil nous permettant de réaliser des mesures hyperspectrales avec les contraintes précédemment évoquées. L'objectif principal est de concevoir un système de mesures qui permette d'obtenir des informations spatio-temporelles. La conception se veut simple : utiliser un détecteur spatial et y intégrer "l'hyperspectralité" en utilisant simplement des filtres spectraux. On peut voir sur la figure Fig. 3.1 le schéma de principe du montage. Ainsi, la ou les captures par un détecteur spatial donne une information spatiale résolue spectralement. Dans ce schéma, le détecteur peut être un analyseur de front d'onde ou une simple caméra, réalisant des images au champ proche (collimaté) ou au champ lointain (focalisé).

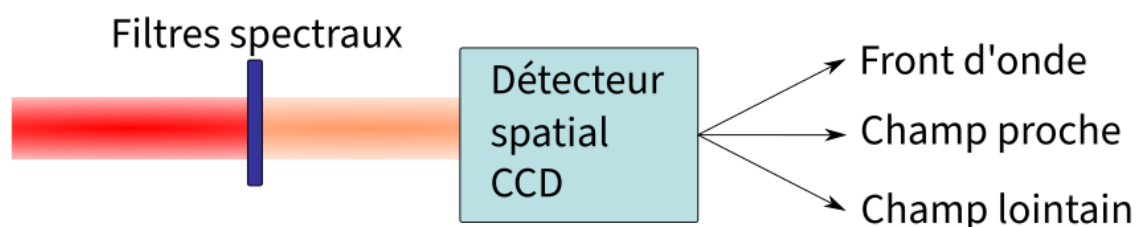


FIGURE 3.1 – Schéma de principe du prototype proposé pour réaliser des mesures spatio-temporelles.

Ainsi, nous avons conçu un outil simple et qui ne requiert que peu de tirs laser. En effet,

comme on peut voir sur la figure Fig. 3.2 nous avons choisi une dizaine de filtres sur la bande spectrale d'intérêt du laser Apollon. Le critère de choix que nous nous étions fixé, était de prendre des filtres fins spectralement. Cependant, il existe en catalogue peu de choix pour ce type de filtres entre 750 et 850 nm. C'est pourquoi nous avons aussi des filtres plus larges notamment pour les bords du spectre.

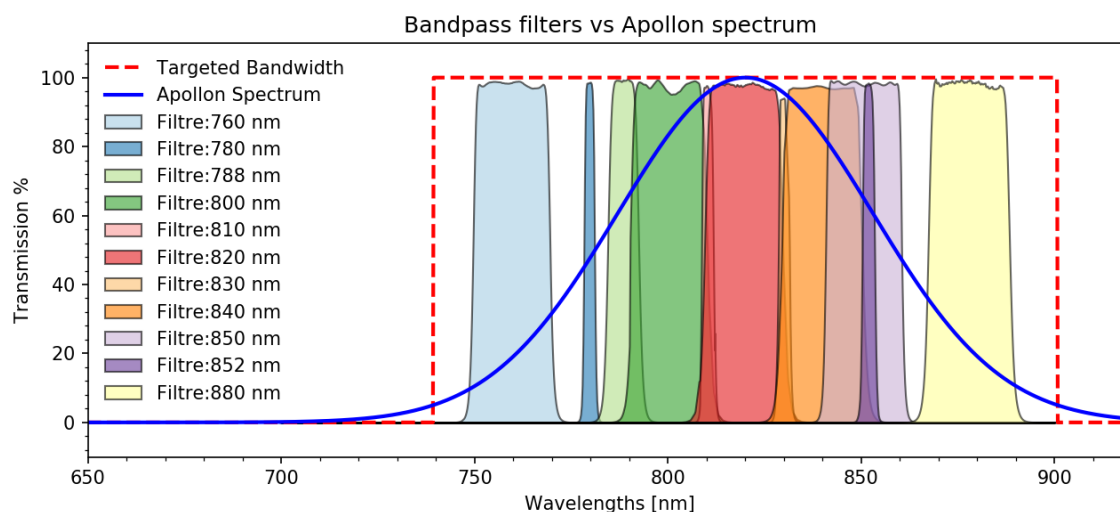


FIGURE 3.2 – Graphique montrant le spectre théorique du laser Apollon (courbe bleue) correspondant à une impulsion de 15 femtosecondes. En pointillés rouges est encadrée la zone spectrale ciblée par nos mesures spatio-spectrales. Les autres courbes (couleurs) tracées correspondent aux courbes de transmission des filtres spectraux choisis pour échantillonner cette zone spectrale.

Ces filtres ont été testés optiquement à environ $\lambda/8$ PtV (Peak to Valley) avec un analyseur de fronts d'onde (SID₄). La figure Fig. 3.3 montre les fronts d'onde mesurés et montrent une qualité optique compatible avec notre type de mesure. Par conséquent, la méthode utilisant un détecteur spatial avec ces filtres spectraux (sur le laser Apollon) a intrinsèquement un fort intérêt car il a l'avantage d'être aisément transportable à travers la chaîne laser et, de plus, il peut être implémenté facilement sur plusieurs types de détecteurs déjà existants. Cela nous a notamment permis de faire des vérifications simples et rapides sur des diagnostics déjà présents à différents points du laser simplement en y rajoutant les filtres. Ainsi, nous avons, par exemple, pu observer des taches focales par couleur tir à tir pour constituer des points de référence pour l'installation laser.

L'outil que l'on présente ci-dessous est une version industrielle de ce type d'appareil et,

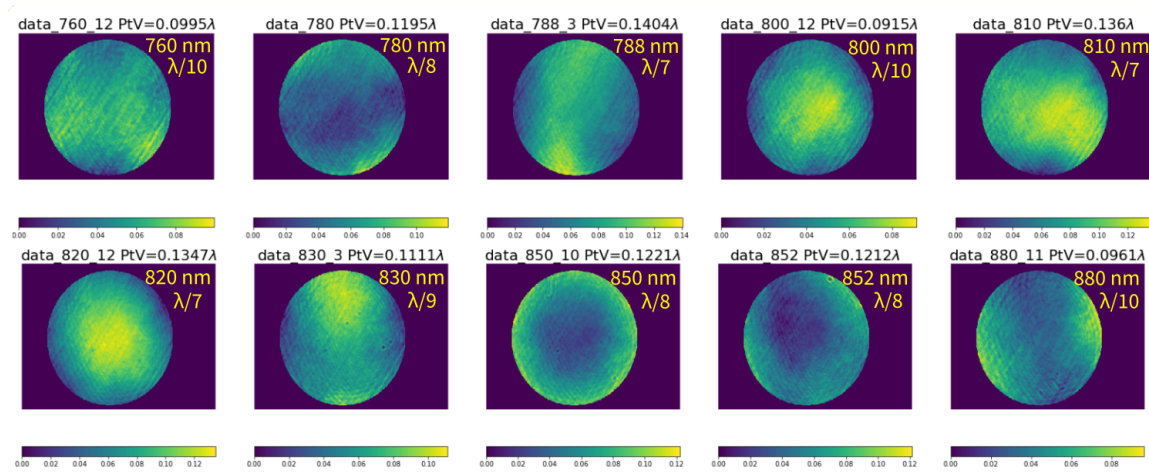


FIGURE 3.3 – Mesure des défauts de phase des dix filtres spectraux de 760 à 880 nm avec un analyseur de fronts d’onde (SID₄). La valeur mesurée est donc l’erreur de mesure associée à sa longueur d’onde et représente la qualité optique du filtre.

développé ici par la société Imagine-Optic dont le coeur de métier se porte sur les analyseurs de front d’onde. On y retrouve donc des filtres et un détecteur spatial, ici un analyseur de front d’onde. Dans ce présent document, les résultats des campagnes expérimentales sont principalement montrés avec cet appareil industriel mais ont été comparés avec notre prototype, quand cela a été possible, par soucis de compréhension et de validation.

3.5 L’outil développé par Imagine Optic

Nous allons maintenant présenter plus en détail le détecteur de front d’onde multi-spectrale que nous avons utilisé. Pour rappel, il a été développé par la société Imagine Optic et leur preuve de concept a été présentée dans la même conférence que notre prototype. Afin de faire converger les efforts de conception d’un appareil de mesure spatio-temporelle, nous avons élaboré ensemble une collaboration visant à tester cet outil dans des conditions réelles en laboratoire. Ce détecteur permet de faire une analyse à différentes longueurs d’onde d’un faisceau laser comprimé ou non. La détection consiste en une compilation des fronts d’onde après un balayage sur une région spectrale donnée. Ce détecteur est schématisé sur la figure Fig. 3.4. C’est un outil qui dispose d’un détecteur de front d’onde dit "HASO" basé sur la technique Shack-Hartmann. Ce détecteur "HASO" est composé d’un

réseau de 66x50 micro-lentilles, ce qui permet d'obtenir une résolution spatiale a priori suffisante pour les mesures de front d'onde des faisceaux PW. Il est bon de noter que le champ du détecteur convient pour un faisceau de 4 à 5 mm. Cela permet, dans notre cas, d'avoir une zone utile de 45×45 à 50×50 micro-lentilles. L'échantillonnage spectral se fait à l'aide d'un filtre variable monté sur une platine à translation motorisé et calibrée. Il convient de préciser que l'appareil dispose d'un afocal qui permet de focaliser le faisceau sur le filtre variable (puis re-collimater sur l'HASO) pour augmenter la précision de sélection spectrale. Ainsi, la résolution spectrale a été mesurée à environ 1 nanomètre et la plage spectrale d'échantillonnage s'étend de 550 à 1100 nm. Un avantage de ce système est qu'un logiciel a été développé spécifiquement pour cet appareil et nous permet de faire une acquisition spatio-spectrale automatiquement sur une plage spectrale donnée.

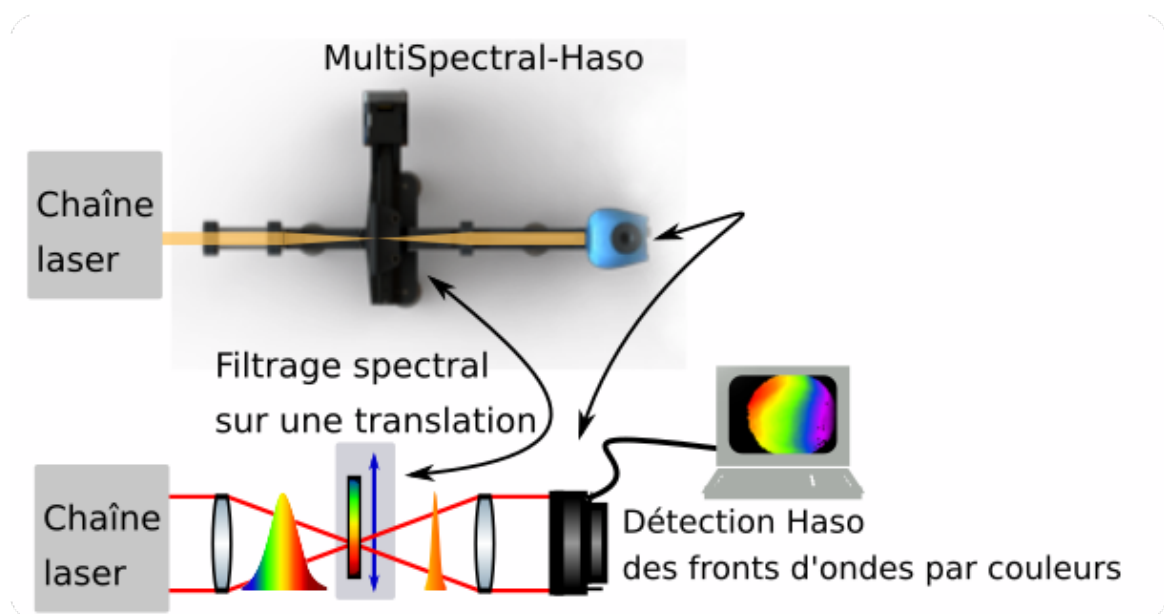


FIGURE 3.4 – Schéma de l'appareil multi-spectral HASO (de la société Imagine Optic) mesurant un faisceau sortant d'une chaîne laser. Cet outil dispose d'un détecteur de front d'onde dit "HASO" basé sur la technique Shack-Hartmann. On observe (haut) une vue 3D de haut de l'appareil et (bas) un schéma optique correspondant. Un afocal permet de sélectionner une longueur d'onde avec un filtre variable monté sur une platine à translation.

Sur la figure Fig. 3.5, on peut observer la simplicité du montage optique de l'appareil sur la photo. Par ailleurs, cette figure comporte aussi le graphe des transmissions spectrales du filtre variable pour plusieurs positions. Nous pouvons sélectionner une longueur d'onde assez précisément (~ 1 nm); et la largeur spectrale $\Delta\lambda$ de l'impulsion filtrée est comprise

entre 6,5 et 17 nm, à 550 nm et 1100 nm respectivement. Dans l'échelle spectrale qui nous intéresse, c'est-à-dire de 720 à 920 nm la largeur spectrale est comprise typiquement entre 8 et 12 nm. Il convient de remarquer que cette largeur spectrale $\Delta\lambda$ peut constituer un désavantage car on souhaite faire des acquisitions monochromatiques ou les plus fines possibles pour faciliter l'interprétation. En effet, on souhaite que la superposition spectrale soit la plus faible possible pour avoir des informations spatio-spectrales bien distinguables. Il faudra donc prendre en compte que les résultats expérimentaux issus de cet appareil sont une moyenne de fronts d'onde sur environ $\Delta\lambda \sim 10$ nm centrés à λ à 1 nm près. En regard de cet aspect, nous avons choisi de faire des acquisitions avec un pas d'échantillonnage spectral minimum de 3 à 5 nm pour éviter une superposition spectrale trop importante et qui n'aurait de toute façon pas grand intérêt.

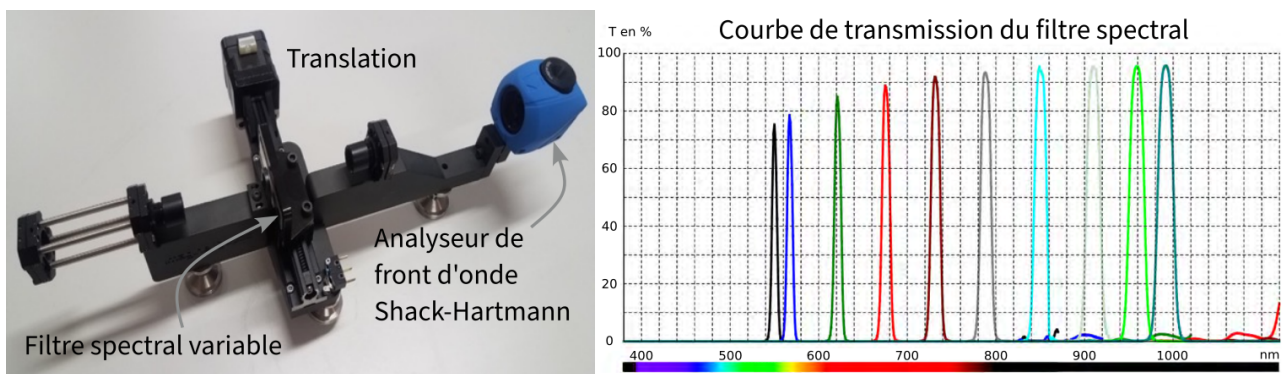


FIGURE 3.5 – (gauche) photo de l'appareil Multi-Spectral-HASO , analyseur de front d'onde composé de 66 par 50 mirco-lentilles (droite) Spécifications du filtre spectral utilisé par l'appareil sur une échelle spectrale de 550 à 1000 nm. On observe la courbe de transmission en fonction de la longueur d'onde.

Les premiers tests optiques ont été réalisés au sein de la société *Imagine Optic* avec une lampe "blanche" passant à travers un trou de filtrage pour générer un front d'onde quasiment parfait avec un très large spectre. La figure Fig. 3.6 montre quelques fronts d'onde réalisés à cette occasion. On peut voir les valeurs d'erreur de front d'onde ("WFE" pour *Wave Front Error*) mesurées pour chacune des longueurs d'onde. Ici, les mesures oscillent entre 3 et 9 nm entre 600 et 1000 nm. Cela donne une indication sur la précision de détection de cet analyseur de front d'onde qu'on peut estimer à $\sim < \lambda/100$ RMS. C'est une précision amplement suffisante vis à vis des exigences requises pour les tests spatio-temporels que

3.6 Calibration et évaluation des capacités de résolution spatio-spectrales des mesures de front d'onde hyperspectral

nous voulons réaliser sur le laser Apollon, qui nécessitent une précision entre environ $\lambda/5$ et $\lambda/20$ RMS. Sur le bas de la figure Fig. 3.6, nous représentons le défaut de courbure maximal mesuré dans ce test de calibration en lumière "blanche" sur la plage spectrale s'étalant de 600 à 1000 nm. On observe une erreur résiduelle globale inférieure à 14 nm RMS sur cette plage spectrale.

Nous allons maintenant aborder les tests optiques que nous avons réalisés avec cet outil de métrologie, pour déterminer sa résolution spatio-spectrale du *chirp angulaire*, sur le laser Apollon.

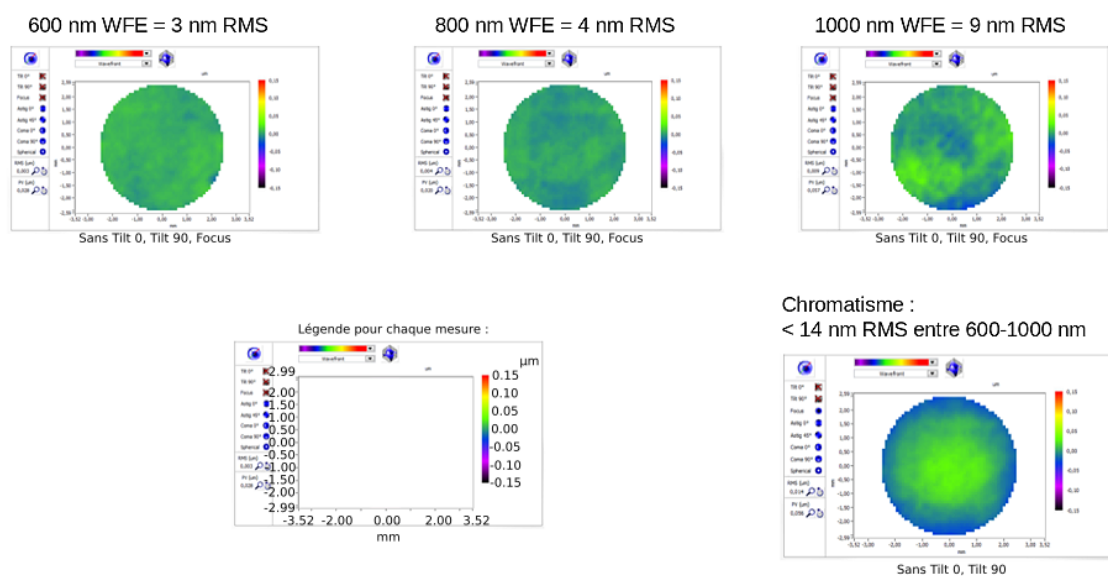


FIGURE 3.6 – Mesure d'une lumière "blanche" passant à travers un trou pour obtenir un front d'onde dépourvu d'aberrations. On présente des fronts d'onde mesurés de 600 à 1000 nm (de gauche à droite) avec l'appareil Multi-Spectral-HASO. La valeur WFE mesurée ici est donc l'erreur de mesure associée à sa longueur d'onde. La mesure en bas de la figure présente l'erreur de mesure du chromatisme sur cette plage spectrale : inférieure à 14 nm.

3.6 Calibration et évaluation des capacités de résolution spatio-spectrales des mesures de front d'onde hyperspectral

Dans cette section, nous utilisons l'outil de mesure de front d'onde hyperspectral pour estimer ses capacités sur un système laser PW, et en particulier sa résolution du *chirp angu-*

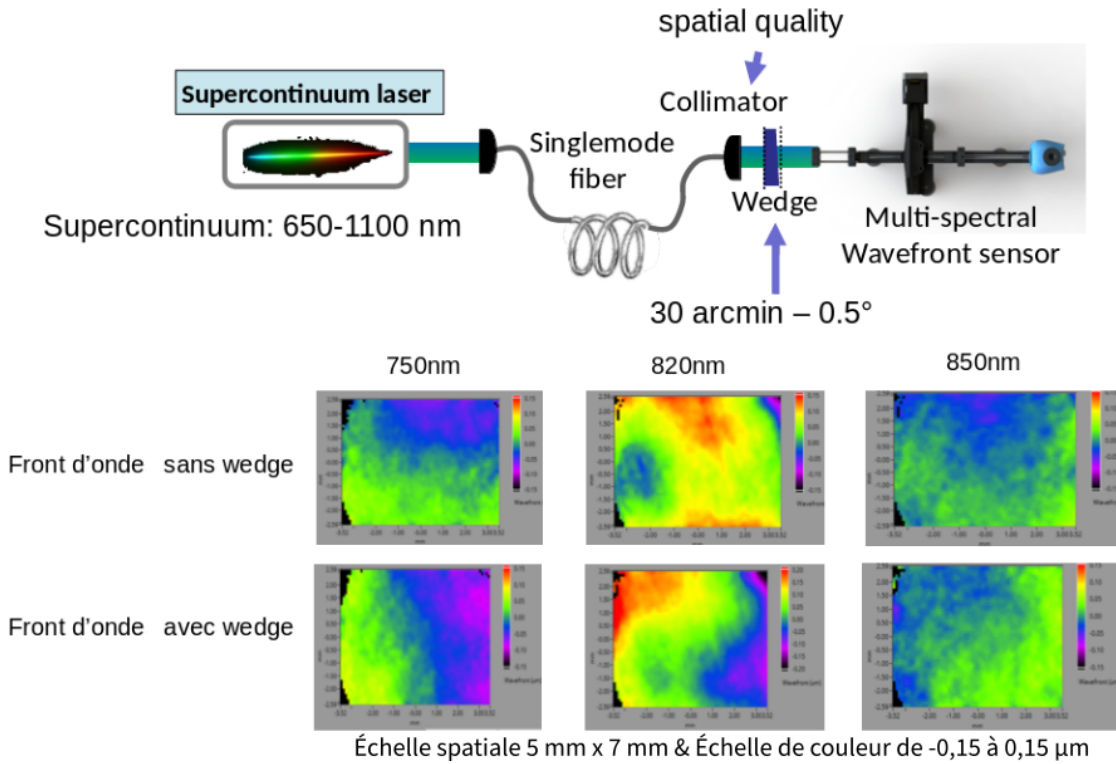


FIGURE 3.7 – (haut) Montage expérimental permettant de mesurer une lame prismatique de $0,5^\circ$ avec un technique de mesure hyperspectrale. (bas) Nous présentons des fronts d’onde mesurés avec et sans la lame à 750, 820 et 850 nm respectivement. Les fronts d’onde à 750 et 850 nm sont calculés par soustraction avec la longueur d’onde centrale à 820 nm (affichée au centre).

laire. De plus, nous voulons proposer une méthode originale d’alignement de compresseur de type pétawatt. Dans ce cadre, l’étape de calibration apparaît cruciale. En effet, nous voulons estimer la capacité de résolution de l’appareil sur du *chirp angulaire* introduit par un désalignement du parallélisme des réseaux d’un compresseur de grande taille (de type pétawatt). On rappelle que cette dispersion angulaire est un couplage spatio-temporel qui résulte d’une inclinaison du front d’onde (un tilt) en champ proche. Ce couplage se traduit par un allongement de la durée et donc par une réduction globale d’intensité $I = I_0/\xi^2$ au niveau de la cible en champs lointain. Le facteur ξ^2 est défini par l’équation suivante [99] :

$$\xi = \sqrt{1 + \left(\frac{C_a \pi W_{in} \Delta \lambda_{FWHM}}{\lambda_0 2 \log 2} \right)^2} \quad (3.1)$$

où $\Delta \lambda_{FWHM}$ est la bande spectrale à mi-hauteur, C_a le *chirp angulaire* et W_{in} le diamètre

de faisceau laser. On peut remarquer dans cette équation que plus la taille du faisceau et la bande spectrale sont importantes plus le facteur ξ augmente. Cela implique alors une diminution importante de l'intensité d'autant plus que le facteur ξ influe de manière quadratique sur l'intensité. Ainsi, cela fait du paramètre C_a un point critique dans les lasers pétawatt au sein desquels de grands faisceaux et de larges bandes spectrales sont impliqués.

$$C_a = \frac{2\sqrt{\xi^2 - 1}\lambda_0 \log 2}{\pi W_{in} \Delta\lambda_{FWHM}} \quad (3.2)$$

L'objet de l'étude est donc de mesurer ce C_a avec une résolution au moins équivalente voire supérieure à la précision de rotation des réseaux. Les précisions atteintes avec une mécanique motorisée de précision se basent sur des pas moteur de 1 à 10 μrad . Pour les compresseurs 1 ou 10 PW d'Apollon ce pas est d'environ 1,8 μrad . Pour un spectre s'étalant sur 200 nm, on peut alors estimer la réduction relative d'intensité correspondante. Notre objectif est d'avoir une tolérance inférieure à 10% de pertes par rapport à l'intensité maximale. Cela correspond à savoir mesurer au minimum 4,5 nrad/nm pour le compresseur 10 PW et 13 nrad/nm pour le compresseur 1 PW (en utilisant, l'équation Eq. 3.2). Nous montrons, ci-dessous, que nous pouvons mesurer un *chirp angulaire* de 1,7 nrad/nm, soit une résolution de la réduction relative d'intensité de 1,56% pour le compresseur 10 PW et 2,2% pour le compresseur 1 PW (soit presque dix fois mieux que le C_a introduit par un pas moteur).

Pour cette étape de calibration, nous avons réalisé un montage spécifique afin de mesurer les défauts introduits par une lame de verre légèrement prismatique (ou lame avec un "wedge") de 30 arcmin (ou 0,5 degrés ou 8,7 mrad). Ce montage utilise un super-continuum délivré par l'oscillateur du laser Apollon (taux de répétition de 80 MHz, correspondant à un "régime continu" pour nos appareils). Il s'agit de mettre à profit une source très large bande : ici de 650 à 1100 nm englobant la bande d'intérêt d'Apollon qui s'étale de 720 à 920 nm. Par un souci d'encombrement (et pour éviter des propagations en espace libre), nous avons choisi de coupler le faisceau de l'oscillateur dans une fibre mono-mode. On peut voir ce montage sur la figure Fig. 3.7. Cela nous a permis de propager le faisceau jusqu'à une zone

disponible pour nos tests optiques. Le faisceau est ensuite recollimaté à l'aide d'un parabole hors-axe ayant une focale de 33 mm et un diamètre de 10 mm. Le collimateur, ayant une bonne qualité optique (n'ajoutant pas de défaut supérieur à $\lambda/7$), permet d'envoyer un faisceau presque dépourvu d'aberrations pour des tests optiques tels que la mesure d'une lame prismatique avec un petit angle.

Nous présentons, en bas de la figure Fig. 3.7, des fronts d'onde mesurés avec et sans la lame à 750, 820 et 850 nm respectivement. Les fronts d'onde à 750 et 850 nm sont calculés par soustraction avec la longueur d'onde centrale à 820 nm (affichée au centre). Avec la seule observation visuelle, il est difficile d'en conclure une tendance particulière. En revanche, si on se reporte sur l'analyse du tilt de chaque front d'onde en fonction de la longueur d'onde sur la figure Fig. 3.8, on peut clairement observer ce tilt dans la direction X et un tilt quasi nul dans la direction Y. Trois mesures sont présentées : courbes bleues sans lame ("w/o wedge" pour *without wedge*), courbes oranges avec lame prismatique et courbes vertes avec la même lame tournée de 180 degrés pour un tilt opposé. Chaque mesure comporte un ajustement linéaire en pointillé avec la même couleur (respectivement). Nous avons ajouté la courbe rouge en trait plein qui correspond à la courbe théorique du tilt induit par la lame de 0,5 degrés (cf. formules décrites par [100, 101]).

Ce qu'il faut remarquer est la différence relative entre la référence (sans lame, courbe bleue) et une courbe (orange ou verte) avec la lame. Dans la direction X, nous avons observé sur la plage spectrale de 185 nm : un tilt de environ $+36,3 \mu\text{rad}$ (micro-radian) pour la courbe orange et un tilt de environ $-34,5 \mu\text{rad}$ pour la courbe verte. Cette observation est en bonne adéquation avec la courbe théorique. Cependant, dans la direction Y, nous avons observé sur la plage spectrale de 185 nm : un tilt de environ $-26 \mu\text{rad}$ (micro-radian) pour la courbe orange et un tilt de environ $-17 \mu\text{rad}$ pour la courbe verte. De plus, nous avons observé une variation de ce tilt de $6 \mu\text{rad}$ dans la direction X et de $15 \mu\text{rad}$ dans la direction Y par rapport à la référence bleue. Or, on ne devrait pas observer de tilt dans cette direction. Cela ne peut pas s'expliquer par une mauvaise orientation de la lame prismatique (car une des mesures est réalisée sans lame), mais correspondrait mieux à une erreur systématique (à l'origine

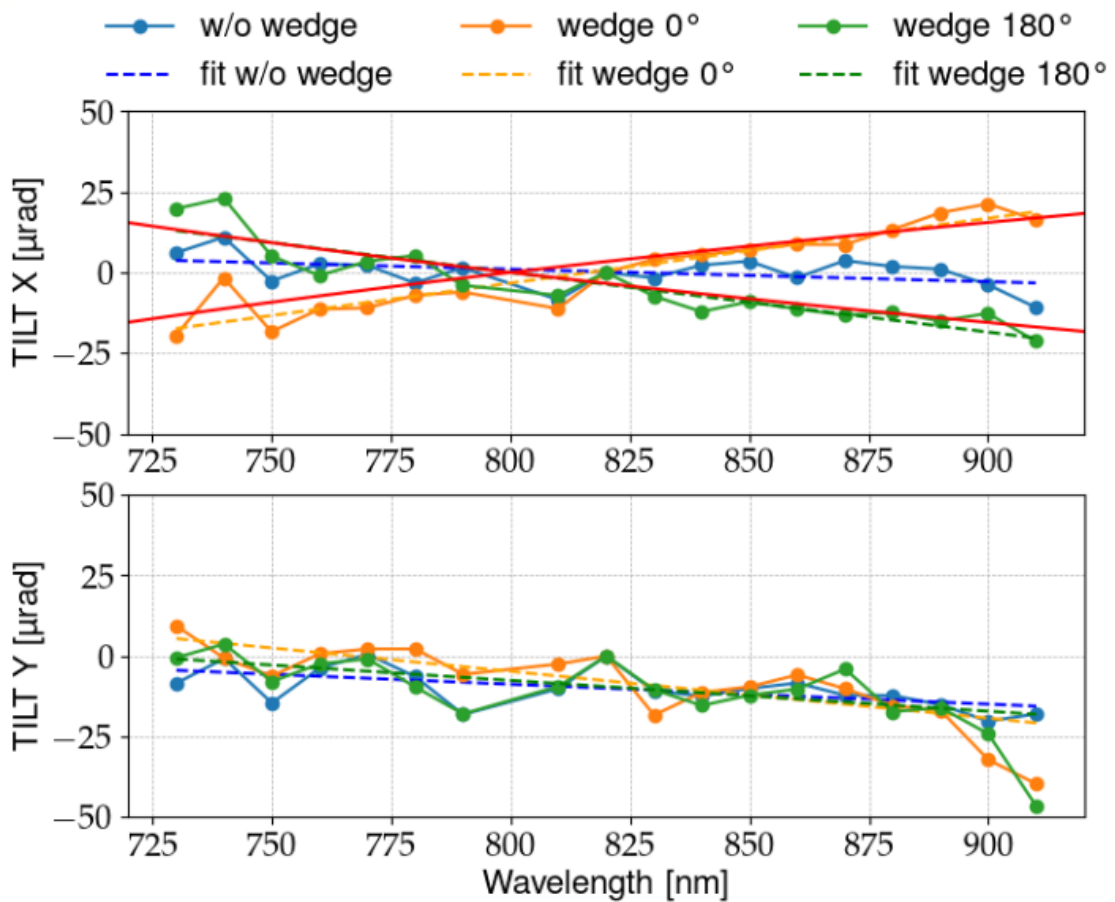


FIGURE 3.8 – Courbes représentant le tilt mesuré en fonction de la longueur d’onde dans la direction X (gauche) et dans la direction Y (droite). Trois mesures sont présentées : courbes bleues sans lame (“w/o wedge” pour *without wedge*), courbes oranges une avec lame prismatique et courbes verte une avec la même lame tournée de 180 degrés pour un tilt opposé. La courbe rouge en trait plein correspond à la courbe théorique d’un tilt induit par une lame prismatique de 0,5° degrés.

encore inconnue). On peut se reporter à la figure Fig. 3.9, la courbe théorique du tilt (en μrad) en fonction de l’angle de la lame prismatique. On observe que pour 0,5 degrés, le tilt induit doit être d’environ $33,7 \mu\text{rad}$. En reportant les tilts mesurés avec notre expérience de $34\text{-}36 \mu\text{rad}$, l’angle est d’environ $0,503\text{-}0,520^\circ$. Le constructeur donne une marge d’erreur estimée à 10 arcmin soit $0,5 \pm 0,17$ degrés soit des tilts de environ 23 à $45 \mu\text{rad}$. Nous sommes donc dans la tolérance du constructeur (Fig. 3.9). De plus, en refaisant plusieurs mesures, il apparaît qu’il est difficile d’observer des variations inférieures à $10 \mu\text{rad}$. Cela donne alors une bonne indication de la précision et de la barre d’erreur de mesures. Ainsi, cette mesure de calibration, avec une lame prismatique, nous permet de savoir que nous

pouvons mesurer un *chirp angulaire* de $34 \mu\text{rad}$ à $\pm 10 \mu\text{rad}$ sur 200 nm donc $0,17 \mu\text{rad}/\text{nm}$.

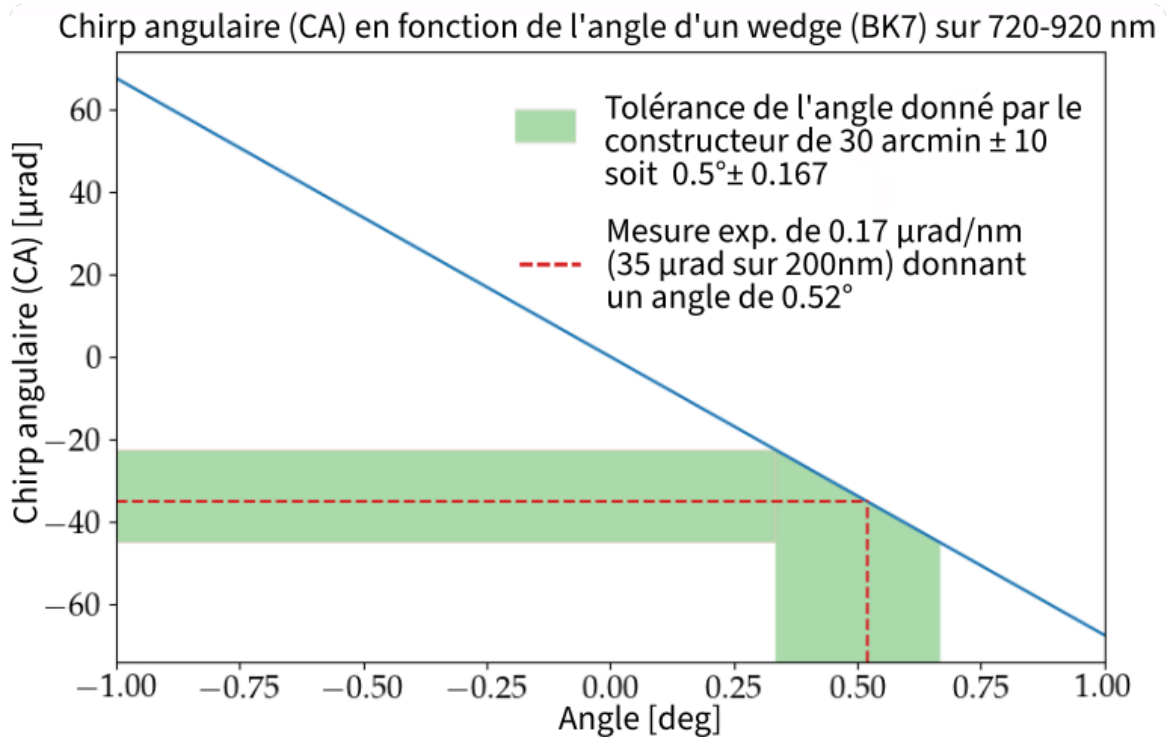


FIGURE 3.9 – Représentation graphique du chirp angulaire en fonction de l'angle induit par une lame prismatique (wedge). Cela pour une impulsion laser ayant un spectre de largeur 720–920nm. La zone verte correspond à la tolérance typique (donnée par le fournisseur) de l'angle d'une lame prismatique de $0,5^\circ$. La courbe rouge pointillée correspond au report de notre mesure expérimentale de $34\text{-}36 \mu\text{rad}$ donnant un angle de $0,5\text{-}0,52^\circ$.

Nous prévoyons de mesurer le chirp angulaire induit par un compresseur de type péta-watt (et 10 PW). C'est pourquoi pour faire une mesure en pleine pupille nous devons réduire la taille du faisceau. Dans le cas du compresseur 1 PW, travaillant avec un faisceau de diamètre 140 mm, un "grandissement" de 1 :28ème s'impose pour réduire la taille du faisceau jusqu'à 5 mm (ouverture maximale de l'appareil). Comme on peut le voir sur la figure Fig. 3.10, la réduction de la taille du faisceau possède tout de même un fort avantage. En effet, avec la conjugaison par l'afocal, le *chirp angulaire* noté C_a sur le schéma est multiplié par le l'inverse du grandissement. Ainsi, avec un grandissement de 1 :28 nous pouvons mesurer un C_a de $6 \text{ nrad}/\text{nm}$. Cela correspond à $\xi(6 \text{ nrad}/\text{nm}) = 1,011 \dots$ et donc équivalent en terme de précision de mesure à une réduction d'intensité de $1 - 1/\xi^2 = 2.2\%$. De la même manière pour le faisceau 10 PW de 400 mm de diamètre, un grandissement de 1 :100 ème est prévu. Ceci correspond à $\xi(1,7 \text{ nrad}/\text{nm}) = 1,000789 \dots$ et donc équivalent en terme de précision

de mesure à une réduction d'intensité de $1 - 1/\xi^2 = 1,56\%$.

Ainsi, les mesures sur le compresseur 1 PW, que nous allons présenter ci-dessous, comportent intrinsèquement un facteur multiplicateur avantageux dû à l'utilisation d'un télescope réducteur. Cela permet d'atteindre une meilleure résolution du *chirp angulaire* qu'en absence de grandissement.

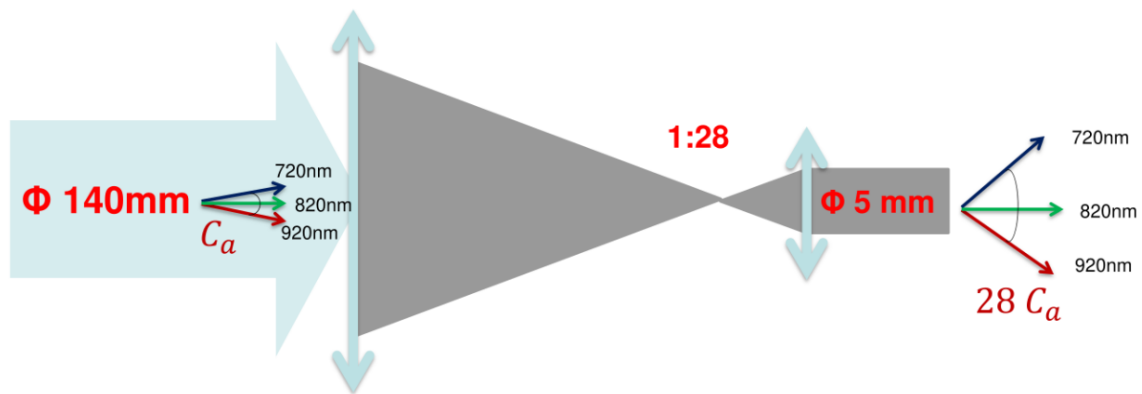


FIGURE 3.10 – Schéma montrant la réduction de la taille du faisceau en sortie d'un compresseur vers l'appareil de mesure multi-spectral-HASO. La réduction est de 140 mm vers 5 mm soit un grandissement de 1 :28 adapté au laser Apollon 1 PW. Il est important de remarquer que par conjugaison d'un afocal le *chirp angulaire* est multiplié par l'inverse de la valeur du grandissement, ici 28.

Nous allons maintenant décrire le dispositif expérimental que nous avons réalisé pour mesurer le *chirp angulaire* sur le compresseur 1 PW d'Apollon.

3.6.1 Dispositif expérimental pour le compresseur 1 PW

Le dispositif expérimental est schématisé sur la figure Fig. 3.11. L'objectif de ce montage est de propager un faisceau de référence à très large bande spectrale (ici de 650 à 1100 nm) en se concentrant sur les défauts du compresseur et pour observer notamment le parallélisme des réseaux. Le spectre est très large et notamment plus large que le spectre du laser amplifié afin d'augmenter le "bras de levier" spectral et d'accentuer les effets de chirp. L'oscillateur est noté "Rainbow" sur le schéma. On mesure donc le tilt en sortie du compresseur avec l'appareil Multi-Spectral-HASO. Le spectre mesuré sera limité par l'acceptance spectrale du compresseur : l'angle solide spectral s'étale entre 720 et 920 nm.

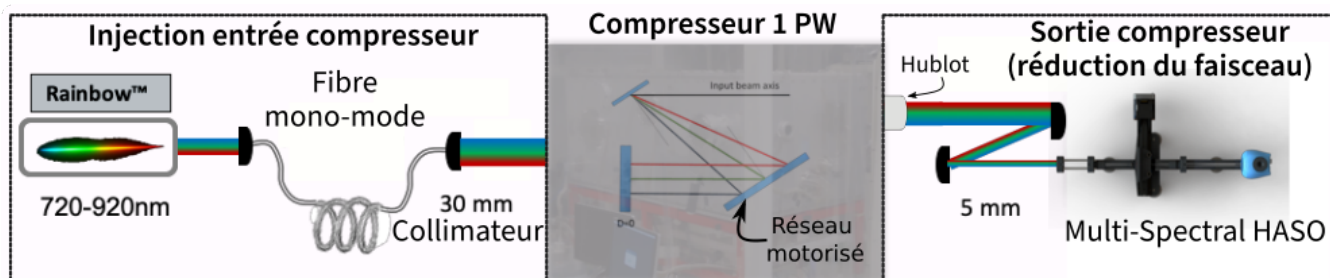


FIGURE 3.11 – Configuration d'injection du faisceau de l'oscillateur d'Apollon : l'oscillateur très large bande (Rainbow©) est couplé dans une fibre mono-mode) puis envoyé à l'entrée du compresseur 1 PW à diamètre de 30 mm. Ce faisceau en sortie du compresseur à réseaux est adapté l'ouverture de l'HASO multispectral en utilisant un afocal à miroir de grandissement 1 :6.

Sur la figure Fig. 3.11, on injecte l'oscillateur dans une fibre mono-mode. Nous avons choisi d'utiliser une fibre de 120 mètres qui permet de déployer le faisceau de l'oscillateur à travers le hall laser et atteindre tout élément que l'on souhaite analyser, jusqu'en fin de chaîne. Dans le cas du compresseur, qui nous intéresse ici, il convient de préciser que l'on collimate le faisceau de l'oscillateur à l'entrée du compresseur à un diamètre de 30 mm avec une parabole hors-axe (système achromatique). Comme on voit sur le schéma, après avoir suivi le chemin optique du compresseur, le faisceau passe à travers un hublot vers la sortie réservée aux diagnostics du compresseur. Ce hublot comporte un très léger angle pour éviter les éventuels retours d'un faisceau comprimé et énergétique vers la chaîne. Cela a été pris en compte dans les analyses qui suivent. La réduction à 5 mm de la taille du faisceau se fait à l'aide de miroirs sphériques afin d'éviter tout problème de chromatisme. Le grandissement est de 1 :6.

Il convient d'apporter une précision sur la motorisation du deuxième réseau du compresseur. L'installation laser est équipée d'un système informatique pouvant contrôler et piloter la rotation des réseaux du compresseur dans la chambre à vide. Grâce à ce système, nous avons une précision à l'échelle du pas moteur et avec très peu d'hystérésis. Dans cette campagne expérimentale, nous utilisons ce système de pilotage sur le moteur du deuxième réseau du compresseur. Cela nous permet de faire une rotation quantifiée et prédictible pour comparer avec la mesure avec le Multi-Spectral-HASO.

Nous allons maintenant observer les résultats obtenus dans cette configuration.

3.6.2 Résultats expérimentaux sur le compresseur 1 PW

Dans cette sous-section, nous allons observer la compilation des données expérimentales qui donnent le tilt en fonction de la longueur d'onde. On rappelle que ces mesures sont réalisées avec le faisceau de l'oscillateur "filtré" par une fibre mono-mode afin d'isoler les défauts du compresseur. L'objectif est double, d'une part tester l'appareil en conditions réelles et d'autre part, définir une méthode d'alignement.

Nous avons échantillonné le spectre avec une vingtaine de points sur presque 200 nm, c'est-à-dire de 730 à 920 nm. Dans un premier temps, nous regardons un fort désalignement du parallélisme des réseaux du compresseur. Le but est ici de comparer ces mesures avec l'indicateur du système de pilotage de la motorisation du deuxième réseau. Dans un deuxième temps, il est question d'aligner le compresseur et de trouver l'optimum atteignable par cette méthode d'alignement. On compare aussi ces mesures avec une autre méthode indépendante que nous avons aussi développée au sein de l'équipe d'Apollon.

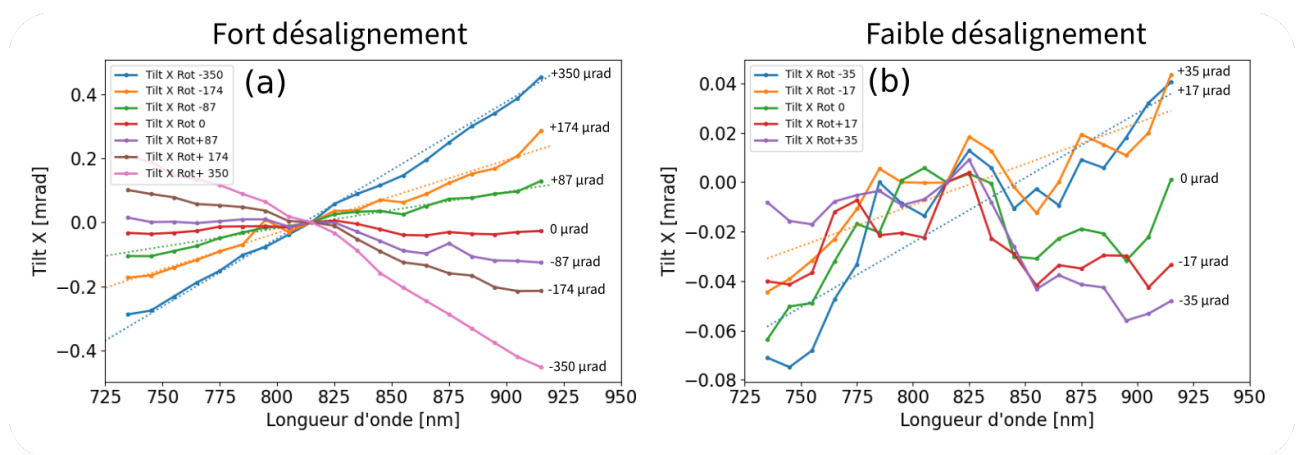


FIGURE 3.12 – Graphes représentant le tilt mesuré à la sortie du compresseur 1 PW soumis au désalignement du deuxième réseau du compresseur. Ce tilt est évalué, en mrad, en fonction de la longueur d'onde. (a) Graphe représentant de forts désalignements. (b) Graphe représentant de plus faibles désalignements proche de l'optimum.

Sur le graphe (a) de la figure Fig. 3.12, nous avons tracé le tilt de chaque front d'onde mesuré en mrad en fonction la longueur d'onde en nanomètres. On trace ces mesures dans la

direction X qui est l'axe de dispersion spectral dans lequel on effectue la rotation. Ces fronts d'onde sont comparés par rapport à celui de référence choisi à 815 nm. Sur le bord droit de chaque courbe est reporté l'angle indiqué par le pilote du moteur. La courbe rouge correspond à une rotation nulle ($0 \mu\text{rad}$), et les courbes avec d'autres couleurs correspondent à $\pm 87 \mu\text{rad}$, $\pm 174 \mu\text{rad}$ et $\pm 350 \mu\text{rad}$. On observe un net tilt sur ces courbes en fonction de la rotation du réseau. Par exemple, pour une rotation du moteur de $+174 \mu\text{rad}$, nous avons mesuré $2,28 \mu\text{rad}/\text{nm}$ (soit $0,456 \text{ mrad}$ sur 200 nm). En utilisant le grandissement de $1:6$ et le facteur (ici $0,43$) issu de la formule des réseaux (où l'angle est de 56° pour des réseaux de $1480 \text{ tr}/\text{mm}$), cela correspond à un tilt de $0,88 \mu\text{rad}/\text{nm}$ (soit $0,456/6/0,43 = 176,7 \mu\text{rad}$). Un autre exemple, pour une consigne de rotation du moteur de $+87 \mu\text{rad}$, nous avons mesuré $88,5 \mu\text{rad}$ ($0,44 \mu\text{rad}/\text{nm}$). En somme, nous avons obtenu une excellente corrélation entre les mesures expérimentales et les rotations du moteur pour de forts désalignements.

On va maintenant zoomer ($\times 10$) et regarder des rotations plus faibles sur le graphe (b) de la figure Fig. 3.12. Sur ce graphe, la courbe verte correspond à une rotation nulle ($0 \mu\text{rad}$), et les courbes avec d'autres couleurs correspondent à $\pm 17 \mu\text{rad}$ et $\pm 35 \mu\text{rad}$. On observe sur ce graphe, une tendance différente entre les déviations positives et négatives.

Premièrement, regardons les tilts positifs. Par exemple, pour une rotation du moteur de $+35 \mu\text{rad}$, nous avons mesuré $0,098 \text{ mrad}$ sur 200 nm . À nouveau, en utilisant le grandissement de $1:6$ et le facteur (ici $0,43$) issu de la formule des réseaux, cela correspond à un tilt de $37,9 \mu\text{rad}$. Un autre exemple, pour une consigne de rotation du moteur de $+17 \mu\text{rad}$, nous avons mesuré $23,6 \mu\text{rad}$. Une fois de plus, il y a une bonne corrélation; cela en tenant en compte de barres d'erreur de l'ordre de $10 \mu\text{rad}$.

Deuxièmement, pour des rotations $< 35 \mu\text{rad}$, on observe que les courbes ont une forme moins linéaire : d'abord une courbure prononcée à une consigne de $0 \mu\text{rad}$ puis de moins en moins jusqu'à $-35 \mu\text{rad}$ qui est presque redevenue linéaire. Cela indique que le parallélisme des réseaux est proche de l'optimum. Pour se convaincre de cela, regardons la figure Fig. 3.13. Ici, nous traçons 3 mesures consécutives du tilt mesurées à $0 \mu\text{rad}$ dans la direction X et Y. Dans la direction X, on observe à nouveau cette forme incurvée qui semble venir d'un phé-

nomène différent d'un tilt pur. Cela pourrait provenir d'une légère différence d'orientation des traits entre les deux réseaux du compresseur. Nous n'avons pas vérifié cet aspect et cela pourrait être étudié expérimentalement dans une future campagne spatio-temporelle sur le compresseur. Dans la direction Y, on observe un léger tilt. Si on ajuste par une régression linéaire tous les points des mesures (a), (b) et (c) : on obtient la courbe en pointillé rouge. Le tilt ainsi mesuré est $0,041/6/0,43 = 15,9 \mu\text{rad}$ soit $\sim < 80 \text{ nrad/nm}$. En reportant cette valeur sur le graphe de la figure Fig. 3.9, on retrouve bien l'angle de 0,1 degrés du hublot de sortie du compresseur placé dans direction opposée à l'axe de dispersion spectral. Il faut préciser que ce tilt dans la direction Y, ne sera pas présent sur le faisceau amplifié car, on le rappelle, c'est une sortie réservée aux diagnostics du compresseur.

Nous allons maintenant comparer cette mesure avec une autre méthode. Car nous voulions vérifier que la forme incurvée du tilt mesuré dans la direction X ne soit pas un artéfact de mesure étant donné que l'on se situe de façon très proche de la précision ultime du Multi-Spectral-HASO. Ainsi, l'installation laser Apollon dispose d'une technique de mesure dite tricolore (car elle utilise 3 diodes de couleurs différentes) basée sur l'observation des 3 spots de couleurs sur une caméra. Ces diodes sont quasi monochromatiques et elles délivrent un faisceau continu à 760, 830 et 905 nm respectivement. Celles-ci une fois combinées dans une fibre mono-mode pour partir d'un unique faisceau, ce faisceau est collimaté en sortie de fibre avec une parabole hors axe pour éviter tout chromatisme. Le faisceau traverse ensuite le compresseur et est focalisé à 10 m sur une caméra. Cette technique utilisant une focalisation à 10 m permet d'avoir une précision de mesure du *chirp angulaire* de $\lesssim 10 \text{ nrad/nm}$ soit $2 \mu\text{rad}$ pour 200 nm. Comme nous avons déjà placé un collimateur (parabole) de 30 mm en entrée du compresseur, nous n'avons simplement qu'à permuter à l'entrée du collimateur : en connectant la fibre de la source tricolore pour réaliser cette mesure.

Regardons la figure Fig. 3.14 de l'acquisition avec la technique tricolore en sortie du compresseur 1 PW. L'acquisition à 15 Hz est séquentielle : chaque couleur est pilotée (avec un *déclenchement* à 5Hz) et la caméra dispose d'une fenêtre temporelle (à 5 Hz) pour faire

l'acquisition pour capter chaque couleur. Le programme calcul le centroïde correspondant à chaque point focal et avec un simple calcul trigonométrique va déterminer l'angle en radian. Cet angle est reporté sur le graphique de l'interface du programme. On note que la longueur centrale 830 nm fait référence et est à 0 et pour les deux autres couleurs (760 et 905 nm) on affiche l'angle relatif. On peut voir sur la droite les points focaux pour chaque longueur d'onde sur la figure Fig. 3.14 du haut.

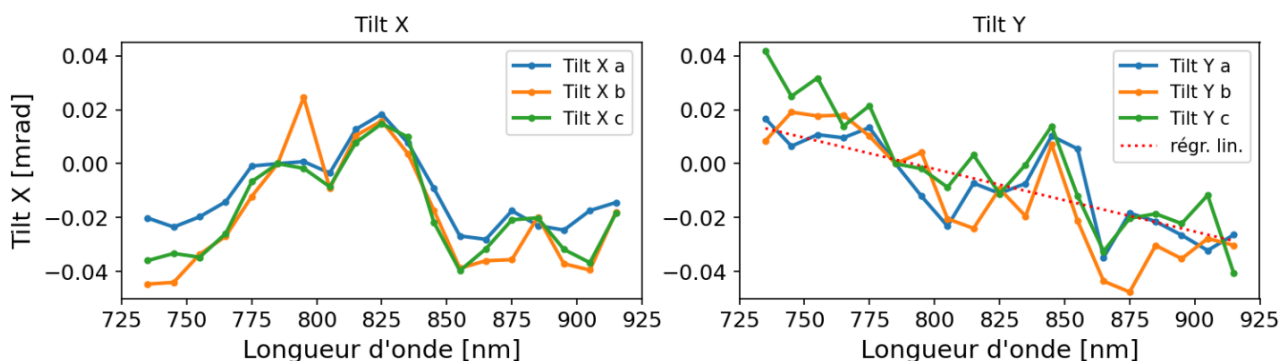


FIGURE 3.13 – Graphes représentant le tilt mesuré à la sortie du compresseur 1 PW proche de l'optimum. Ce tilt est évalué, en mrad, en fonction de la longueur d'onde et il est mesuré par le Multi-Spectral-HASO. (gauche) Graphe représentant le tilt dans l'axe X. (droite) Graphe représentant le tilt dans l'axe Y.

Toujours sur la figure Fig. 3.14, observons le zoom sur l'interface où sont reportés les centroïdes des faisceaux. La graduation dans l'axe X est $10 \mu\text{rad}$ par division et dans l'axe Y est $5 \mu\text{rad}$ par division. Le centroïde de 830 nm (point vert) est centré en (0, 0) et les points rouges (905 nm) et bleus (760 nm) disposés selon les angles relatifs reportés dans le tableau Tab. 3.1. Sur la figure Fig. 3.14 du bas, on trace les données du tableaux avec des croix rouges. Dans les deux directions, la corrélation est très bonne entre la technique des diodes tricolores et la technique du Multi-Spectral-HASO. On en déduit que cette nouvelle méthode d'alignement, utilisant une technique hyperspectrale permet une précision suffisante et a une fidélité cohérente avec la mesure utilisant la technique alternative des diodes tricolores pour l'alignement de grand compresseurs.

En somme, nous avons démontré que la technique est très adaptée à la détection (rapide) du *chirp angulaire* d'un système laser de type pétawatt. Nous avons obtenu la mesure de CA due à une lame prismatique. Nous avons aussi confronté des résultats de mesures

λ [nm]	Dir. X [μ rad]	Dir. X (Grand. 1 :6) [μ rad]	Dir. Y [μ rad]	Dir. Y (Grand. 1 :6) [μ rad]
760	6.38	38.28	3.07	18.43
830	0	0	0	0
905	4.76	28.57	2.86	17.14

TABLE 3.1 – Tableau récapitulatif des centroïdes calculés par la technique tri-couleur. Les valeurs reportées ici sont celles données par le programme dans une direction (X ou Y) et on multiplie par le grandissement (Grand. 1 :6) pour obtenir l'angle en sortie du compresseur (avant réduction de la taille du faisceau).

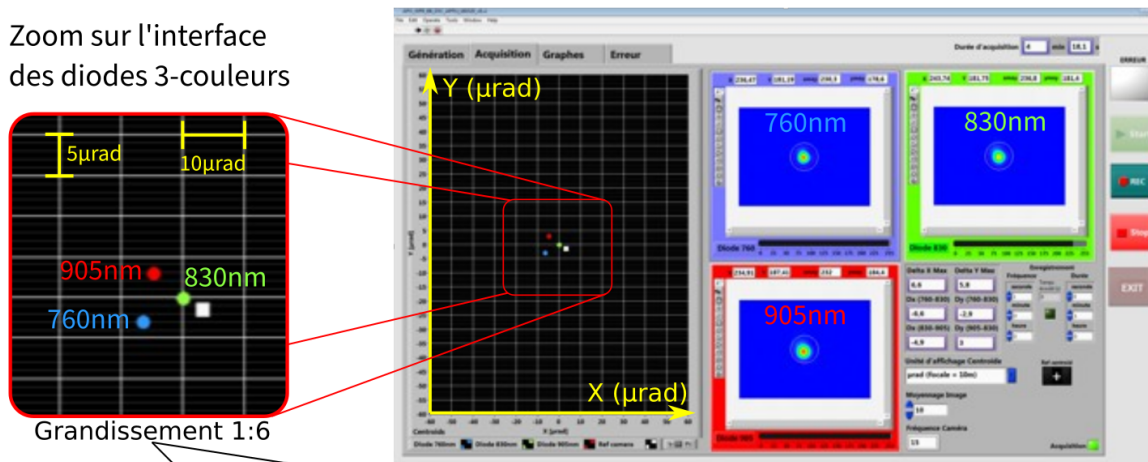
du tilt sur le compresseur désaligné jusqu'à 350 μ rad et nous avons comparé le réglage optimum avec une technique d'alignement plus direct (diode 3-couleurs). Le *chirp angulaire* résiduel a une pente nulle indiquant un bon réglage de l'angle du second réseau. Cependant, il reste un chirp non-linéaire difficilement compensable. Il est donc important de montrer que cette courbure résiduelle reste marginale. Pour cela, on peut estimer la réduction d'intensité associée ce chirp résiduel. On calcule la réduction relative d'intensité avec le code décrit dans le chapitre suivant à environ <0,1%, ce qui reste acceptable.

3.7 Conclusion

Nous avons vu dans ce chapitre, le développement et la validation d'un outil de métrologie pouvant réaliser une caractérisation spatio-spectrale en peu de tirs. De plus, nous avons démontré la réalisation d'un alignement du compresseur de la ligne 1 PW d'Apollon avec une précision de 4 nrad/nm. Comparée à une autre technique de mesure (utilisant des diodes tricolores), nous avons pu obtenir une très bonne corrélation. Aussi, le *chirp angulaire* résiduel a permis d'estimer une réduction d'intensité associée négligeable.

En plus de la mesure du *chirp angulaire*, cet outil offre la possibilité d'explorer les autres aberrations spatio-spectrales. Ainsi, nous allons dans le chapitre suivant explorer le contenu spatio-temporel par analyse numérique des fronts d'onde. À partir de données expérimentales, l'objectif du chapitre suivant est de présenter l'analyse et l'étude d'effets spatio-temporels impactant l'intensité du faisceau laser sur l'ensemble de la ligne 1 PW.

Zoom sur l'interface
des diodes 3-couleurs



Grandissement 1:6

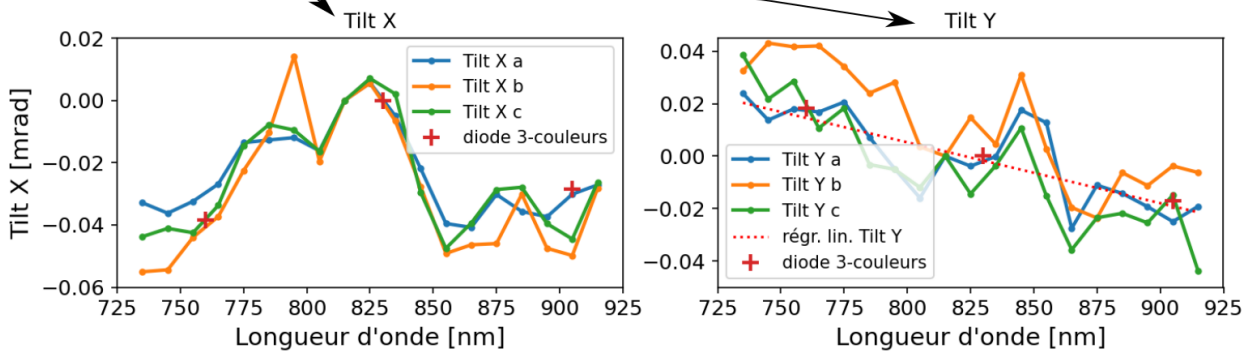


FIGURE 3.14 – Schéma présentant une capture d'écran du logiciel d'acquisition des diodes tricolores utilisées comme diagnostic pour le *chirp angulaire* du compresseur 1PW d'Apollon. On observe que – sur le graphe du bas, est représenté le tilt en fonction de la longueur d'onde montrant une très bonne corrélation avec les données sur le tilt mesurées par le Multi-spectral-HASO.

Chapitre 4

Analyse numérique des données expérimentales

Objectifs

Nous avons vu, dans le chapitre précédent, le développement et la validation d'un outil de métrologie pouvant réaliser une caractérisation spatio-spectrale — une mesure de phase spatiale, spectralement résolue. Cela offre la possibilité d'explorer ce contenu spatio-temporel par analyse numérique. À partir de ces données expérimentales, l'objectif de ce chapitre est de présenter l'analyse et l'étude d'effets spatio-temporels impactant sur l'intensité des impulsions issues d'un laser de classe pétawatt.

Sommaire

4.1	Du signal au diagnostic spatio-temporel	84
4.2	Exploitation des données spatio-spectrales	85
4.2.1	Comparaison et validation de l'approche proposée	89
4.2.2	Décomposition en polynôme de Zernike	90
4.2.3	Conclusions sur l'approche proposée	98
4.3	Analyse numérique	101
4.3.1	Impact du tilt	109
4.3.2	Impact de la courbure	112
4.3.3	Impact sur le faisceau amplifié	116
4.4	Conclusion	122

4.1 Du signal au diagnostic spatio-temporel

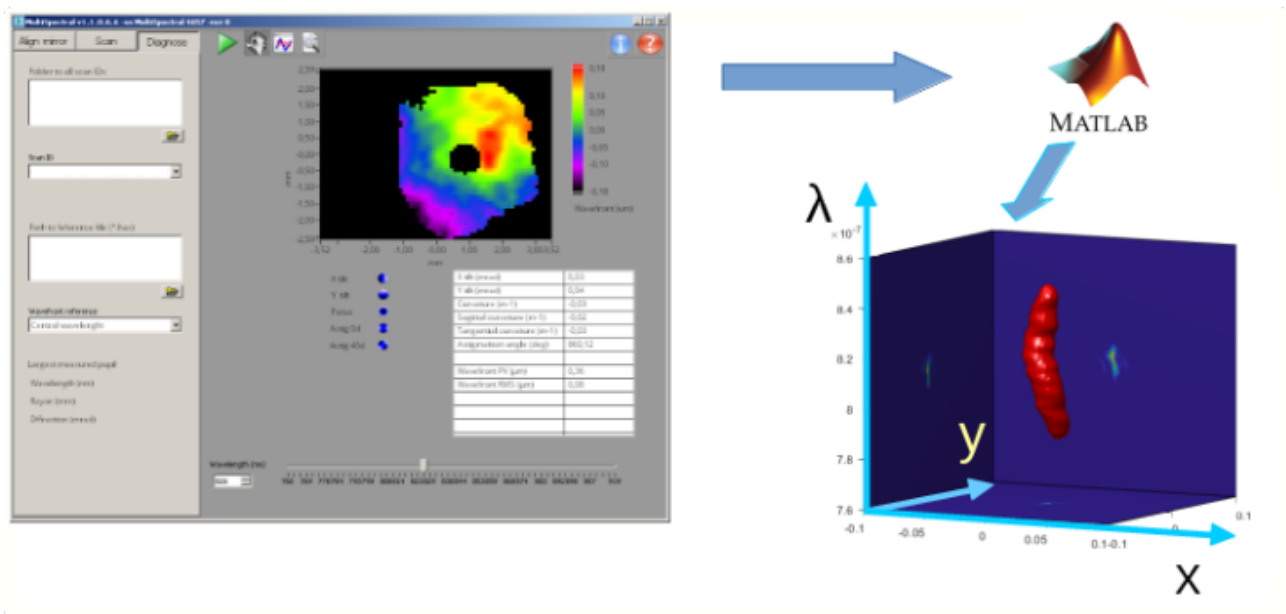


FIGURE 4.1 – Exemple d’un champ électrique exemple très distordu calculé (à droite) à partir de données expérimentales (à gauche) provenant de l’HASO multi-spectral d’onde.)

On présente ici l’approche développée pour extraire plus d’informations des signaux de front d’onde et aller vers le diagnostic spatio-temporel complet. Cela ouvre la possibilité d’explorer ce contenu spatio-spectral par analyse numérique à l’aide d’un code MATLAB développé pour cette application.

Dans ce chapitre, on montre, dans un premier temps, comment on exploite les données expérimentales et comment leur exploitation permet de reconstruire le champ électrique en 3D. À partir de cette analyse, on montre les couplages observables et nous les quantifions.

4.2 Exploitation des données spatio-spectrales

Pour réaliser la reconstruction 3D du champ électrique, nous utilisons comme base un code MATLAB que j'ai développé pour calculer l'effet sur l'intensité de couplages spatio-temporels. Ce code est adéquat pour inclure une phase spatio-spectrale ou spatio-temporelle analytique (comme on a pu voir des exemples dans le chapitre d'introduction cf. 2.2.1). Avec ce code, on peut ensuite retrouver l'impact sur la qualité du faisceau avec entre autres, la qualité de focalisation (par propagation de Fourier).

Le développement du code supplémentaire a nécessité d'adapter le code existant pour inclure des données expérimentales. L'empilement de cartes de phases spatiales mesurées à plusieurs longueurs d'onde dans une matrice 3D (x_i, y_i, λ_i) permet de déterminer la phase spatiale pour tout couple (x_i, y_i) . Une difficulté est de bien réaliser et d'adapter – par interpolation – la relation entre les cartes de phases spatiales à plusieurs longueurs d'onde en respectant l'incrément $\delta\lambda$ défini expérimentalement et la résolution de la matrice 3D finale dans l'espace des temps (ici on prend une matrice (x, y, ω) de $(500, 500, 500)$ points pour limiter le temps de calcul). Sur le graphe (a) de la figure Fig. 4.2 on montre deux phases spectrales issues de la matrice de données (x_i, y_i, λ_i) combinées puis connectées suivant le schéma présenté dans la figure centrale. Sur le même graphe de cette figure, on montre que l'interpolation des données en fonction de λ_i . Cette interpolation permet de choisir les fréquences dans le code pour faire les transformées adéquates, et ceci indépendamment du choix des points sélectionnés en longueur d'onde. Il s'agit d'une interpolation pchip¹. Comme on voit sur la fig, cette interpolation n'a pas d'impact et permet une bonne exploitation des données.

Une fois la matrice de phase intégrée dans le calcul 3D de phase spatio-temporelle, nous pouvons calculer le champ électrique. Cependant, nous avons observé des variations conséquentes de la phase. En réalisant une coupe 2D (pour faciliter l'observation) on peut remarquer que ces phases $\varphi(x_i, y_i, \lambda_i)$, dont le comportement est *en dent de scies* dues aux incertitudes de mesures. Cette structure "haute fréquence" provoquent une variation

1. Piecewise Cubic Hermite Interpolating Polynomial

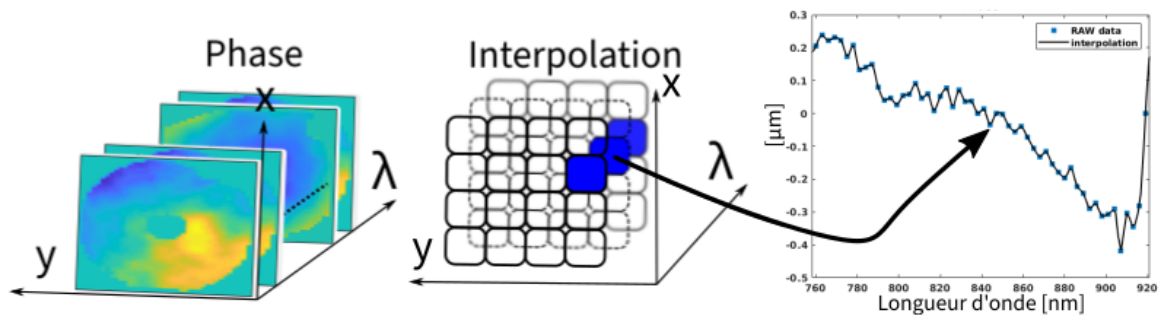


FIGURE 4.2 – Schéma montrant l’interpolation des données de phase spatiale pour déterminer la phase spectrale (dans la dimension spectrale) pour chaque point de la matrice 3D de données.

trop importante ce qui éparpille l’intensité spectrale. C’est ce qu’on peut observer sur une coupe 2D de l’intensité au champ proche selon l’axe (x, ω) , graphe (a) de la figure Fig. 4.3. Pour corriger cela, nous avons décidé de lisser les données d’origine (x_i, y_i) . Cela se justifie physiquement car les points de mesure de phase sont dus de manière très vraisemblable à la mesure. Ainsi nous avons appliqué un lissage de l’ondulation de phase spectrale en utilisant l’algorithme *Akima modifié* de MATLAB qui applique l’algorithme *PCHIP*.

Sur le graphe (a) (en trait plein bleu) de la figure Fig. 4.3, on observe l’impact du lissage sur les données. Ces courbes suivent bien les défauts de phase. Ainsi, sur les graphes en (b) et en (c) on observe les coupes 2D de l’intensité du champ électrique respectivement sur le plan (x, λ) et (y, λ) qui intègrent la phase spatio-spectrale interpolée avec l’algorithme “pchip” et “makima”. On peut remarquer sur (b) que l’intensité de champ électrique dans les axes X et Y varie légèrement. Sur (c) le champ électrique est *lissé* car les défauts de phases ne comportent plus de “hautes fréquences”. Cette procédure a été appliquée également pour les données d’intensité calculées par l’appareil HASO. Cette procédure éloigne le calcul des données expérimentales *stricto sensu* mais un lissage considérant la continuité lisse de la phase semble plus approprié dans notre analyse numérique : détecter les défauts de phase spatio-temporels de bas ordres. On peut néanmoins observer la différence entre le phase originale et lissée par ses plus proches voisins spectraux sur la figure Fig. 4.4. Le lissage peut être vu comme équivalent à une mesure de front d’onde spatial moyennée sur une plus large bande spectrale pour minimiser le bruit.

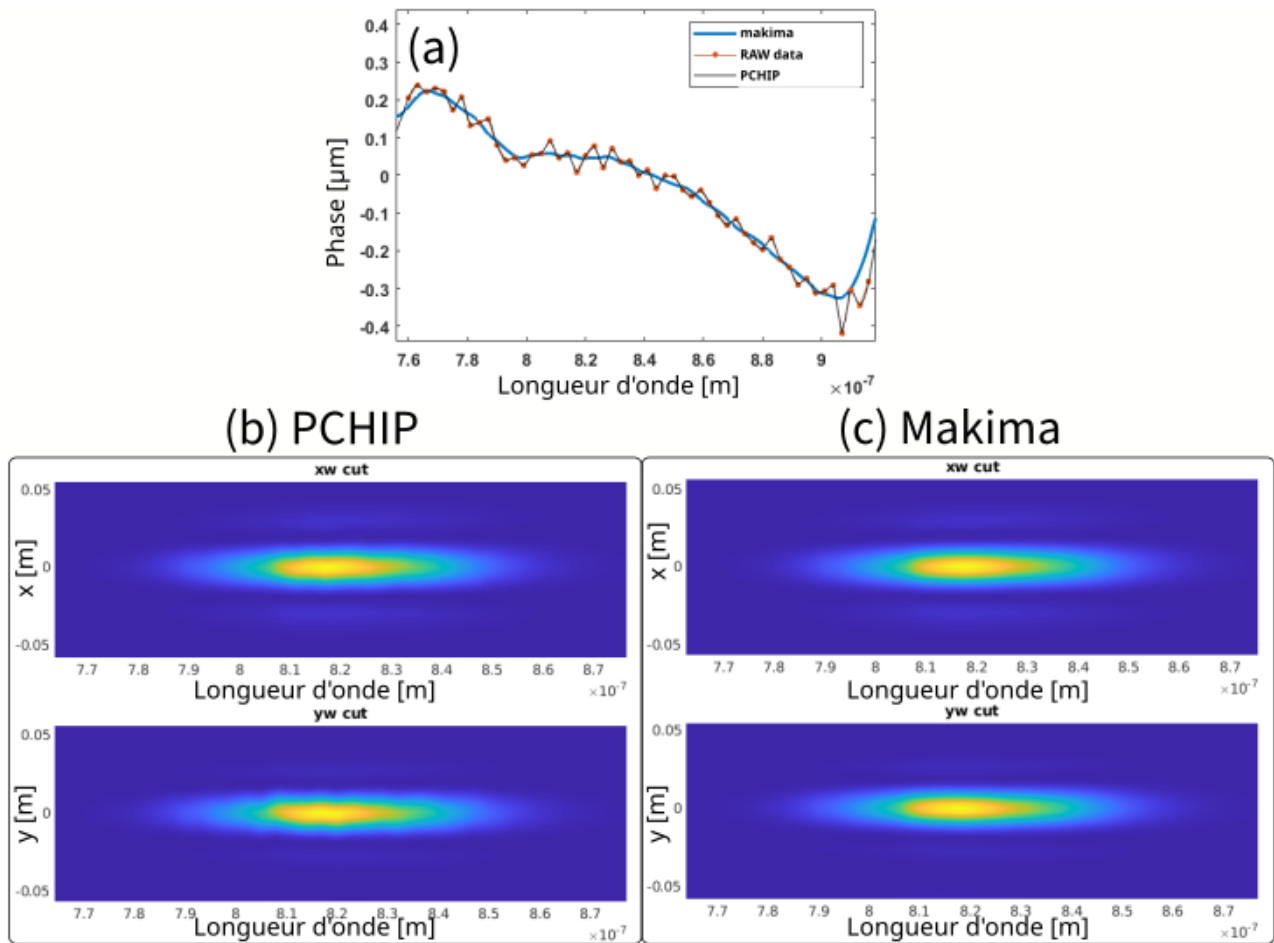


FIGURE 4.3 – (a) graphe représentant la comparaison entre les points (points *RAW data* en orange) de phase mesurée en fonction de la longueur d'onde, son interpolation PCHIP (courbe noire) et son extrapolation makima (courbe bleue). (b) Coupe 2D sur le plan (x, λ) et (y, λ) de l'intensité du champ électrique intégrant la phase spatio-spectrale interpolée avec l'algorithme PCHIP. (c) Coupes 2D de l'intensité du champ électrique sur le plan (x, λ) et (y, λ) respectivement intégrant la phase spatio-spectrale extrapolé avec l'algorithme *MAkima*.

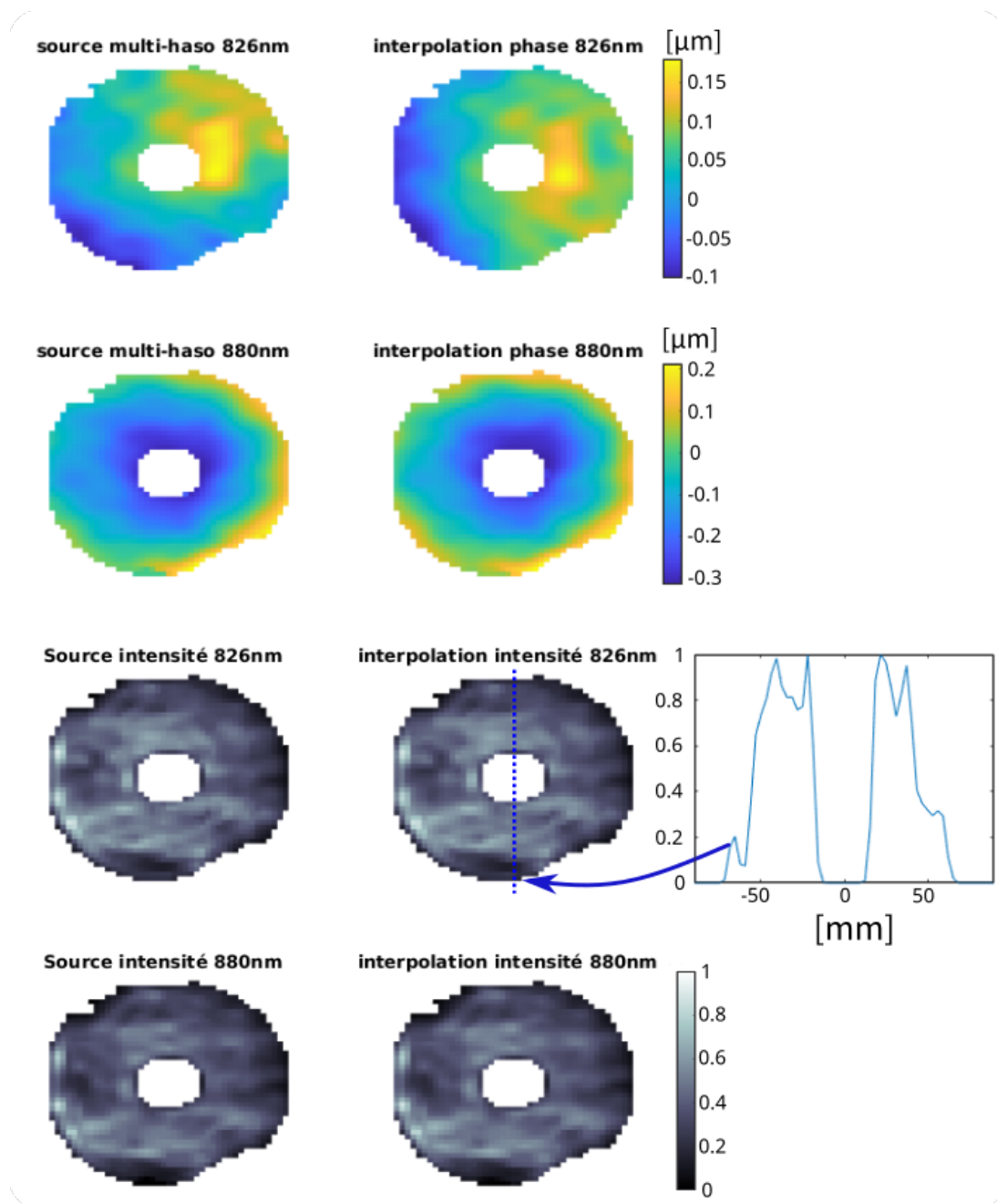


FIGURE 4.4 – Comparaison entre la phase spatiale mesurée (graphes *source mhaso* et la phase spatiale (graphe *simu*) calculée par interpolation pour deux longueurs d'onde (ici 826 nm et 880 nm). On représente aussi les intensités associées à ces deux longueurs d'onde. Les bords gauches présentent des sur-intensités liées aux diffractions au bord d'une optique.

4.2.1 Comparaison et validation de l'approche proposée

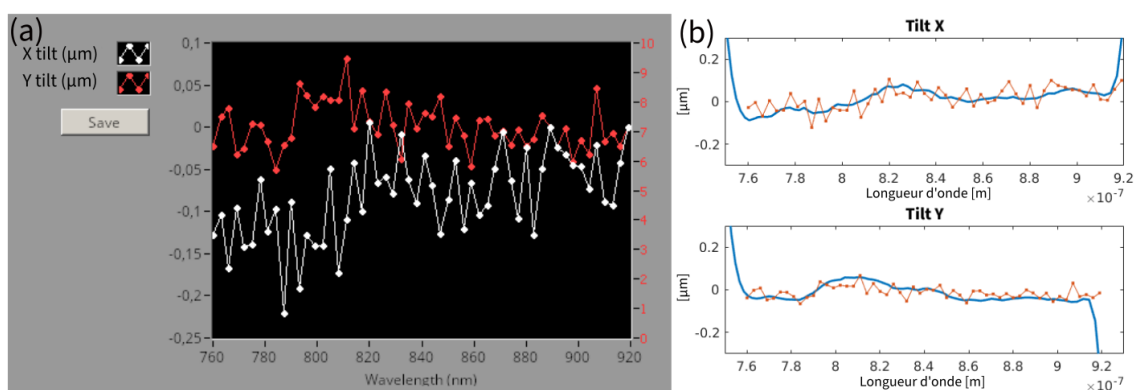


FIGURE 4.5 – (a) capture d'écran du logiciel du MultiSpectral-Haso représentant le Tilt résolu spectralement suivant l'axe X (courbe blanche) et suivant Y (courbe rouge) (b) on reporte les courbes de (a) en trait plein orange pour comparaison avec le tilt suivant X et Y (courbes bleues) calculé pour chaque longueur d'onde après la procédure d'interpolation présentée dans la section précédente Fig. 4.3.

Dans cette section, nous cherchons à valider les calculs de la procédure par interpolation décrite dans la section précédente. Nous voulons montrer que cette procédure ne dénature pas les données expérimentales. Pour comparaison, nous avons évalué les tilts calculés par notre procédure avec ceux calculés par le logiciel fourni par l'appareil de mesure (Multi-Spectral-HASO) développé par son fabricant Imagine Optic. Ce logiciel permet de charger les données expérimentales 3D (x, y, λ) et il est capable de réaliser le calcul du tilt dans les deux axes spatiaux ainsi que la courbure; les trois en fonction de la longueur d'onde. C'est ce que nous pouvons voir sur la capture d'écran (a) de la figure Fig. 4.5 avec en blanc le tilt suivant X et en rouge le tilt suivant Y; tout deux exprimés en micro-mètres (μm), les deux en fonction de la longueur d'onde. Sur le graphe (b) de la figure Fig. 4.5, nous avons reporté en trait plein orange, ces courbes de tilt suivant les deux axes et nous pouvons les comparer aux tilts issus du code précédent (avec interpolation). Nous observons une bonne cohérence entre les méthodes (au lissage prêt). On observe un tilt presque nul selon l'axe Y et un tilt léger selon l'axe X. Précisons que ce jeu de données expérimentales correspond à une mesure du faisceau de l'oscillateur couplé dans une fibre et re-collimaté avec une parabole hors-axe en sortie du pilote laser ($\varnothing 1 \text{ mm}$). Ce choix est motivé principalement par l'émergence de problèmes spatio-temporels pour des faisceaux de plus grands diamètres,

comme démontré dans le chapitre précédent. Ainsi, comme le ferait le "vrai" laser, le faisceau traverse toute la chaîne laser jusqu'en en fin de chaîne (afocaux, amplificateurs, miroir déformable, espace libre jusqu'à la chambre expérimentale). Dans ce cas, nous nous attendions à voir un tilt seulement sur l'axe X (axe de diffraction du compresseur légèrement désaligné comme on l'a fait dans le chapitre précédent). Ceci représente donc une mesure des défauts statiques du CPA de la chaîne Apollon.

À partir de la comparaison de plusieurs jeux de données, nous considérons cette approche par interpolation valide pour continuer nos analyses numériques.

4.2.2 Décomposition en polynôme de Zernike

Pour faciliter l'interprétation de données expérimentales, il est – souvent – aisé de d'utiliser un opérateur de projection (au sens mathématique) pour accéder à un observable commun entre les données. Cela permet de décomposer ces données expérimentales en *valeurs propres* qui apportent par réduction des informations quantitatives.

En général, dans le domaine de l'optique et en particulier dans les analyses de front d'onde, il est pratique de les exprimer et de les décomposer sous forme de sommes polynomiales. À cette fin, la base des polynômes de Zernike [102] est très souvent utilisée pour définir la nature des aberrations spatiales observées.

L'objet de ce chapitre n'est pas dédié à la démonstration des calculs de projection sur la base des polynômes de Zernike. Toutefois, nous précisons, ici, la méthode permettant de réaliser une projection spectralement résolue sur cette base de polynômes. Nous utilisons ce formalisme comme méthode de décomposition pour réduire la phase spatio-spectrale (générée par interpolation dans la section précédente) en éléments plus simples typiquement les premiers ordre de la base). Cette décomposition spectralement résolue en polynômes de Zernike donne accès à une multitude d'informations spatio-spectrales. Par exemple, des défauts de couplages simples sont le tilt ou la courbure en fonction de la longueur d'onde qui permettent de déterminer le PFT (*pulse front tilt*) $\Phi^{(1,1,0)}$ ou le PFC (*pulse front curvature*) $\Phi^{(1,2,2)}$ de la chaîne laser (ou d'un sous-ensemble mesuré). Cela permet de mettre en

lumière des défauts de couplages spatio-spectraux des premiers ordres qui sont les plus importants. L'avantage de cette méthode de décomposition est la possibilité d'interagir avec la matrice 3D $\varphi(x_i, y_i, \omega_i)$ par soustraction ou addition d'un ou plusieurs termes du polynôme afin d'isoler l'impact de chaque composante spatio-spectrale. On verra cet aspect dans la section Sec. 4.2.3.

Ces polynômes de Zernike spectralement résolus représentent un moyen très concret d'observer des couplages spatio-spectraux. Pour obtenir ces polynômes, on ajuste (ou *fit*) les données de phases spatiales et selon la complexité des défauts, l'interprétation doit être réalisée avec précaution. Par ailleurs, on utilise ci-dessous le formalisme adapté à une pupille d'analyse circulaire. Cette pupille finie et simple à définir est pratique pour les faisceaux à symétrie de révolution comme les faisceaux laser *top hat* ou super gaussien. Mais on peut être amené à se poser des questions qu'en à leur validité pour des faisceaux infiniment étendu comme les faisceaux laser gaussiens. Ce point est en général de peu d'importance par rapport à l'avantage de leur utilisation.

Plusieurs notations de ce formalisme existent, nous prendrons ici celle de Zernike-Wyant. L'expression de cette base de polynômes est basée sur un ensemble de fonctions orthogonales souvent définies en coordonnées polaires r et θ tel que :

$$Z_n^m(r, \theta) = R_n^{|m|}(r) \left\{ \begin{array}{l} \overbrace{\sqrt{\frac{2(n+1)}{1+\delta_{m0}}}}^{\text{coef. normalisation}} \sin(m\theta) \text{ si } m \geq 0 \\ -\sqrt{2(n+1)} \cos(m\theta) \text{ si } m < 0 \end{array} \right\} \quad (4.1)$$

où $R_n^m(r)$ est défini pour $n \in \mathbb{N}$ et $m \in \mathbb{Z}$ avec $n \geq |m|$ et $n - |m|$ pair :

$$R_n^m(r) = \sum_{s=0}^{\frac{n-m}{2}} (-1)^s \frac{(2n-m-s)!}{s!(n-s)!(n-m-s)!} r^{2(n-s)-m} \quad (4.2)$$

Exemple de figure 2D en annexe Fig. A.5.

En utilisant la relation d'orthogonalité entre les polynômes de Zernike (cf. annexe A.4), on peut définir une fonction d'ajustement f définie sur les (r, θ) de la matrice de données

expérimentale s'exprimant :

$$f(r, \theta) = \sum_{n=0}^{\infty} \sum_{m=-n}^n a_{nm} Z_n^m(r, \theta) \quad (4.3)$$

pour ajuster aux données expérimentales. Ce *fit* donne accès aux coefficients a_{nm} représentant la quantité de déformation Z_n^m associée. Ce sont ces coefficients a_{nm} qui nous servent à quantifier et évaluer le type de défaut de phase spatial (tilt, défocus, astigmatisme,...). On trouve alors les coefficients a_{nm} à partir de l'intégrale suivante :

$$a_{nm} = \iint_{\text{pupille}} f(r, \theta) Z_n^m(r, \theta) r dr d\theta \quad (4.4)$$

Ainsi, il est possible de calculer la quantité de déformation associée à un front d'onde. On peut en déduire le spectre des modes de Zernike a_{nm} et on peut en conclure le ou les défauts associés. Par exemple, prenons un front d'onde issu de données expérimentales (ici $\lambda = 826 \text{ nm}$ et regardons sa décomposition en polynômes de Zernike. C'est ce qu'on peut observer sur le graphe Fig. 4.6. Il est important préciser que cette carte de phase est issue d'un échantillonnage expérimental de 760 à 923nm où les défaut de phase représentés ici sont relatifs à la longueur d'onde centrale 841 nm. Visuellement, ce front d'onde comprend un tilt dans une direction privilégiée verticale et des structures de plus hautes fréquences. On remarque que le front d'onde reconstruit est vraisemblable. On trace les spectres de modes Zernike en 1D et en 2D du front d'onde reconstruit avec des modes² n et m jusqu'à 9. Sur le graphe représentant le spectre 1D, qui montre l'amplitude en μm (micro-mètres) des 15 premiers modes (polynômes). Le $[1, \pm 1]$ (le tilt) est, comme attendu, proéminent à environ 85 μrad (et est plutôt orienté verticalement comme on peut le voir dans la décomposition 2D du tilt $[1, \pm 1]$) et les autres modes sont distribués selon des amplitudes plus faibles.

2. On choisit usuellement entre 15 ($n, m < 5$) et 36 polynômes ($n, m < 8$) qui suffisent généralement pour obtenir une reconstruction de la phase.

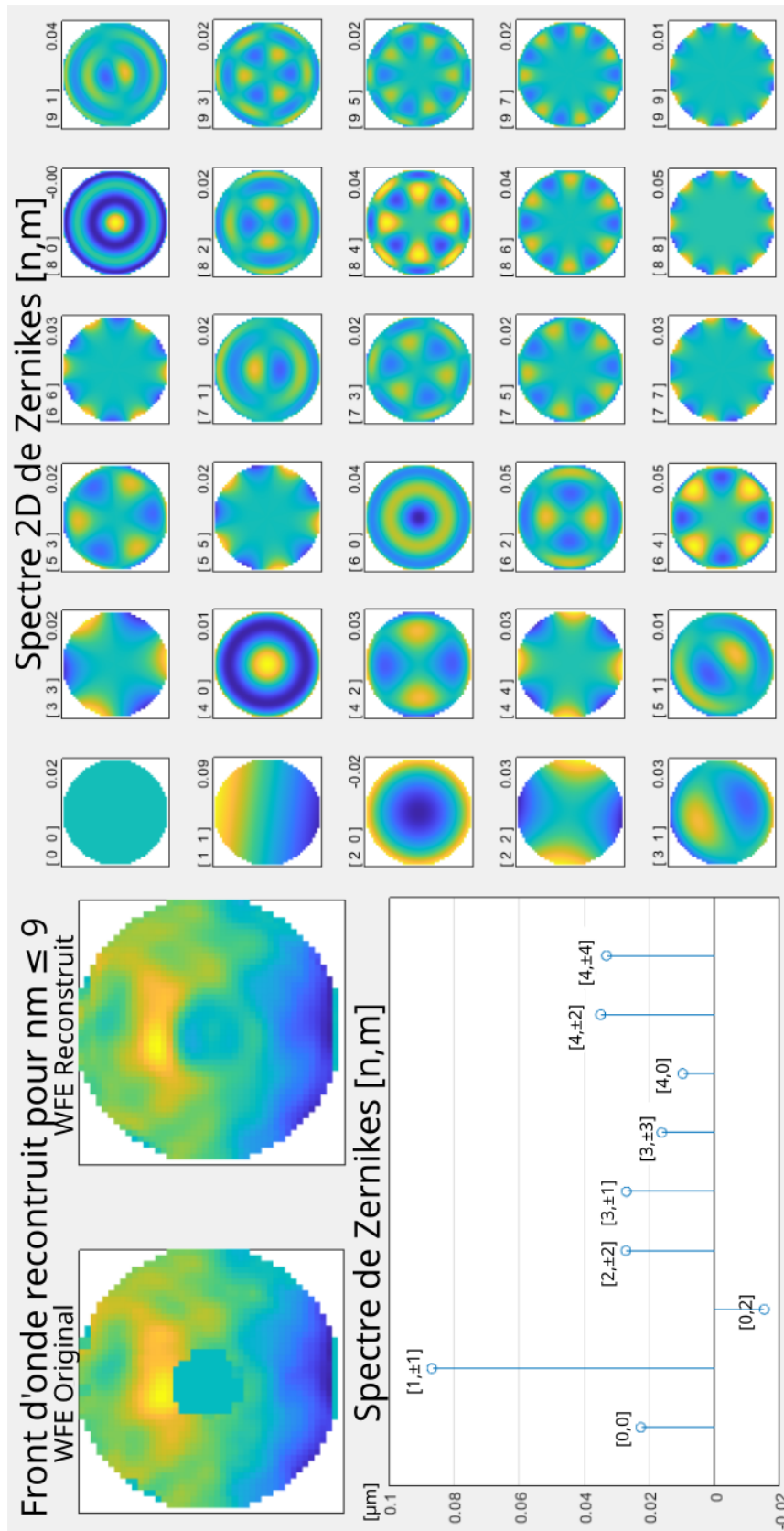


FIGURE 4.6 – Décomposition en polynôme de Zernike d'un front d'onde. Représentation du spectre de chaque composante ordre $[n, m]$ en 1D et 2D.

Il faut noter que la proportion de chaque mode peut être différente si on choisit d'augmenter le nombre de modes et la géométrie de la pupille. Si le nombre de modes et la pupille ne sont pas adaptés, la reconstruction semble visuellement bonne mais pas nécessairement correcte en termes de bonne répartition des modes : des modes de plus hautes fréquence peuvent alors être plus ou moins représentés. En effet, on va notamment voir plus bas l'impact de la géométrie sur la décomposition.

En effet, dans notre cas la mesure du front d'onde ne se fait pas sur une pupille complète, car le télescope permettant de réduire la taille du faisceau au capteur de l'analyseur comporte un miroir primaire troué au centre (cf. Fig. 4.13). Ceci enlève une partie de l'information. Pour palier cette absence, le mieux est de calculer les coefficient a_{nm} sans prendre en compte la partie non mesurée dans l'intégrale. La formule devient alors :

$$a_{nm} = \iint_{\text{mask}} f(r, \theta) Z_n^m(r, \theta) r dr d\theta \quad \forall (r, \theta) \in \text{pupille ou masque} \quad (4.5)$$

où "mask" correspond à zone d'intérêt : sans la zone centrale due à l'occultation au miroir troué ("simple mask"), et éventuellement sans les zones où l'intensité du laser est trop faible (au niveau du bord extérieur) pour avoir une phase exploitable ("ref mask"). Ainsi, en suivant une géométrie différente (de masque), la décomposition Eq. 4.5 change. C'est ce qu'on observe sur le graphique Fig. 4.7. On montre l'impact sur la décomposition de trois masques différents : un masque circulaire ("No Mask"), un masque circulaire sans prendre en compte le centre ("Simple Mask") et un masque issu de la phase de référence ("Ref Mask"). On observe que la répartition des amplitudes des coefficients a_{nm} varient de 10 à 20% selon le masque considéré.

Pour aller plus loin, on montre sur la première ligne de la figure Fig. 4.7 le spectre de huit modes Zernike en fonction de la longueur d'onde de 760 à 900 nm pour les trois géométries. On observe des amplitudes de -0.2 à $+0.2 \mu\text{m}$. Les trois géométries comportent principalement des composantes de tilt et de défocus (très présent pour les longueurs d'ondes supérieur à 860 nm). Regardons maintenant la deuxième ligne de graphiques de cette figure qui trace la différence entre les géométries pour des amplitudes de couleurs

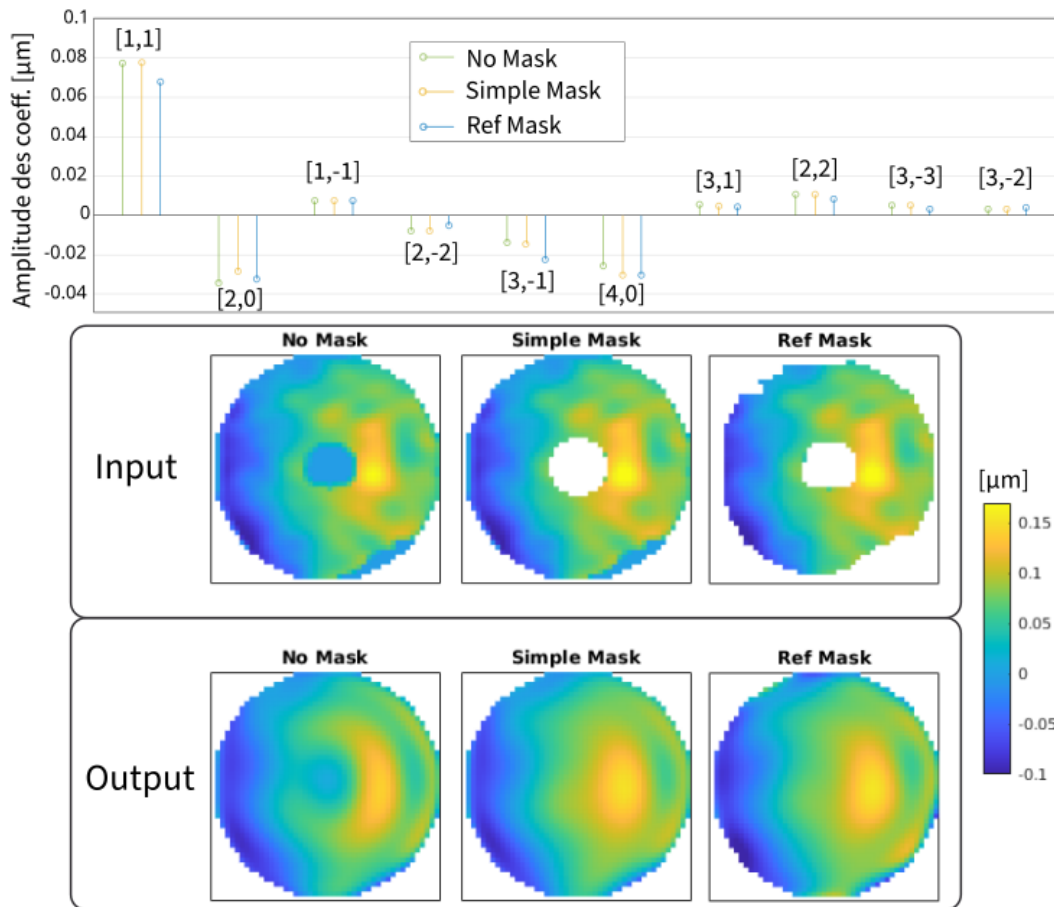


FIGURE 4.7 – Comparaison des décompositions des 10 premiers polynômes de Zernike. On les représente pour trois géométries : un masque circulaire ("No Mask"), un masque circulaire sans prendre en compte le centre ("Simple Mask") et un masque issu de la phase de référence ("Ref Mask")

de -0.02 à $+0.02$ μm (soit 10%). On remarque que lorsqu'on cache le centre avec "Simple Mask", la décomposition fait principalement apparaître un défaut. De plus, on note que cette variation du défaut atteint 10 à 20% par rapport à "No Mask". En effet, comme le centre de la pupille était artificiellement à zéro, la décomposition sous-représentait ce polynôme. Pour s'en convaincre, faisons cette même analyse de décomposition sur une phase avec un défaut de phase purement de défaut de -0.3 μm avec des valeurs nulles au centre (cf. Fig. 4.8). On observe alors sur la décomposition "No Mask" (par rapport aux deux autres) que l'algorithme a artificiellement compensé le trou au centre avec une aberration sphérique (le mode [4, 0]) qui n'existe pas dans la carte de phase d'origine. Et ici, on observe que "Simple Mask" et "Ref Mask" sont sensiblement équivalents. Donc, il est très important de

cache le centre. De plus, dans ce graphe, nous faisons varier le nombre d'ordre de décomposition n, m de 2 à 8 soit 6 à 45 polynômes, pour chaque géométrie. Il existe des variations d'amplitude mais très faibles (de l'ordre de $\sim 1\%$) devant l'erreur liée au trou central.

Sur la figure Fig. 4.9, la décomposition utilisant le masque de la référence "Ref Mask" varie lui pour presque toutes les composantes mais plus faiblement $\sim 5\%$. Ainsi, cela met en exergue l'importance de la géométrie dans ce type de décomposition particulièrement dans notre cas d'analyse. Pour la suite de nos analyses et de ce document, nous veillerons à conserver le masque adapté ("Ref Mask") afin de quantifier au mieux ces coefficients.

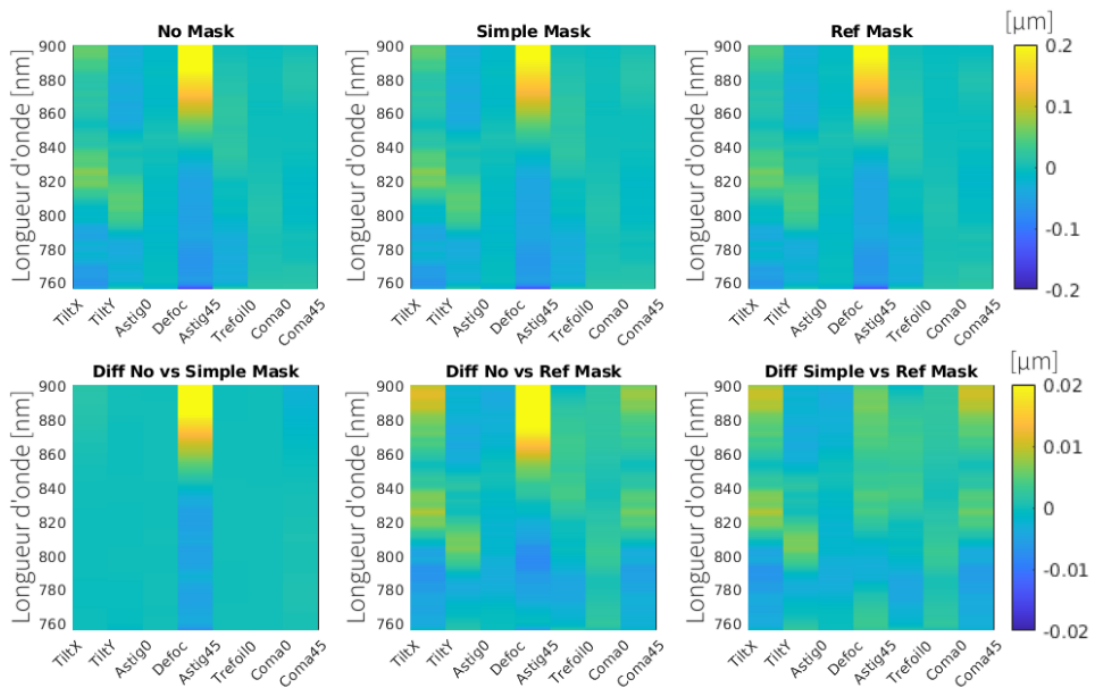


FIGURE 4.8 – Décomposition en polynômes de Zernike de front d'onde de 760 à 900 nm. On représente les huit premiers polynômes pour trois géométries : un masque circulaire ("No Mask"), un masque circulaire sans prendre en compte le centre ("Simple Mask") et un masque issu de la phase de référence ("Ref Mask"). La seconde rangée de graphes montrent la différence entre les géométries.

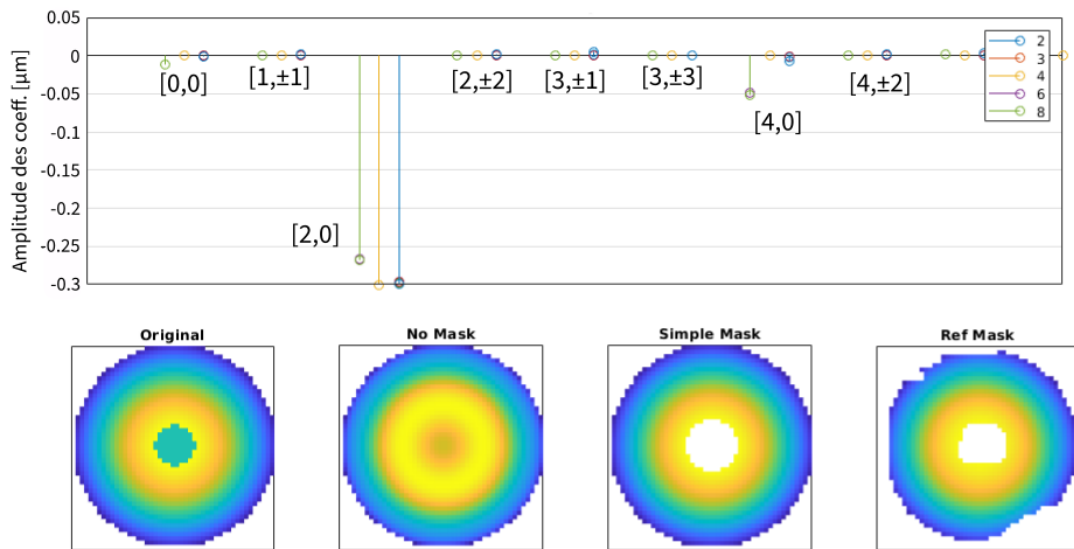


FIGURE 4.9 – Représentation du spectre de chaque composante $[n, m]$ du polynôme de Zernike $[n, m]$ en 1D. Décomposition d'un front d'onde constitué uniquement d'un défocus de $0,3 \mu\text{m}$ et de valeurs nulles au centre. On compare la décomposition pour les trois géométries.

4.2.3 Conclusions sur l'approche proposée

Pour conclure cette section, ayant pour but de montrer la faisabilité de l'exploitation de données spatio-spectrales, nous avons d'abord présenté la démarche permettant d'obtenir une matrice 3D $\varphi(x, y, \lambda)$ de phase spatio-spectrale exploitable. Nous avons vu qu'il était utile de réaliser une interpolation et un lissage spectral pour minimiser le bruit. On rappelle qu'ici, on souhaite mesurer les bas ordres spatio-temporels comme l'inclinaison ou la courbure de front d'impulsion (PFT et PFC). Cette démarche a été validée puis comparée avec d'autres données (issues d'un logiciel fourni par la société Imagine Optic). On en a conclu une bonne corrélation, c'est-à-dire qu'on ne dénature pas l'information spatio-temporelle de basse fréquence. Ensuite, nous avons proposé une démarche permettant d'explorer cette matrice 3D pour obtenir une quantification des défauts spatiaux en fonction de la longueur d'onde. Cette quantification se base sur l'utilisation d'une décomposition en polynômes de Zernike. On obtient l'amplitude d'une déformation donnée (tilt, défocus, astigmatisme,...) en fonction de la longueur d'onde. Nous avons observé que la quantification de ces amplitudes est non seulement fonction du nombre de polynômes considérés mais aussi fonction de la bonne prise en compte de la géométrie particulière de nos données.

Par exemple, on peut voir sur la figure Fig. 4.10 cette décomposition sous forme d'un histogramme 2D de l'amplitude de coefficients Zernike en micromètres en fonction de la longueur d'onde en nanomètre. Nous traçons également sur trois graphes en trait plein bleu le tilt (dans les deux directions) et le défocus en fonction de la longueur d'onde (les termes supérieurs sont tracés Fig. 4.11), en rouge, la courbe de données calculée pour cette même matrice 3D $\varphi(x, y, \lambda)$; calculé par un logiciel fourni par la société Imagine Optic. Ce logiciel ne se base que sur un ajustement linéaire pour le tilt et un ajustement quadratique pour la courbure ne donnant que ces trois défauts spatiaux (tilt XY et défocus). Avec notre approche, nous avons accès à plus de coefficients par la méthode de décomposition Zernike, ce qui peut avoir un avantage pour évaluer et caractériser de façon plus complète des défauts spatio-temporels à la fois simples mais aussi plus complexes. Dans la section suivante, utilisera cette matrice 3D $\varphi(x, y, \lambda)$, pour à la fois évaluer l'impact sur l'intensité de ces

défauts spatiaux mais aussi obtenir une correspondance entre les défauts observés et des quantités $\varphi^{(1,1,0)}$ en fs/mm, $\varphi^{(1,2,0)}$ en fs/mm².

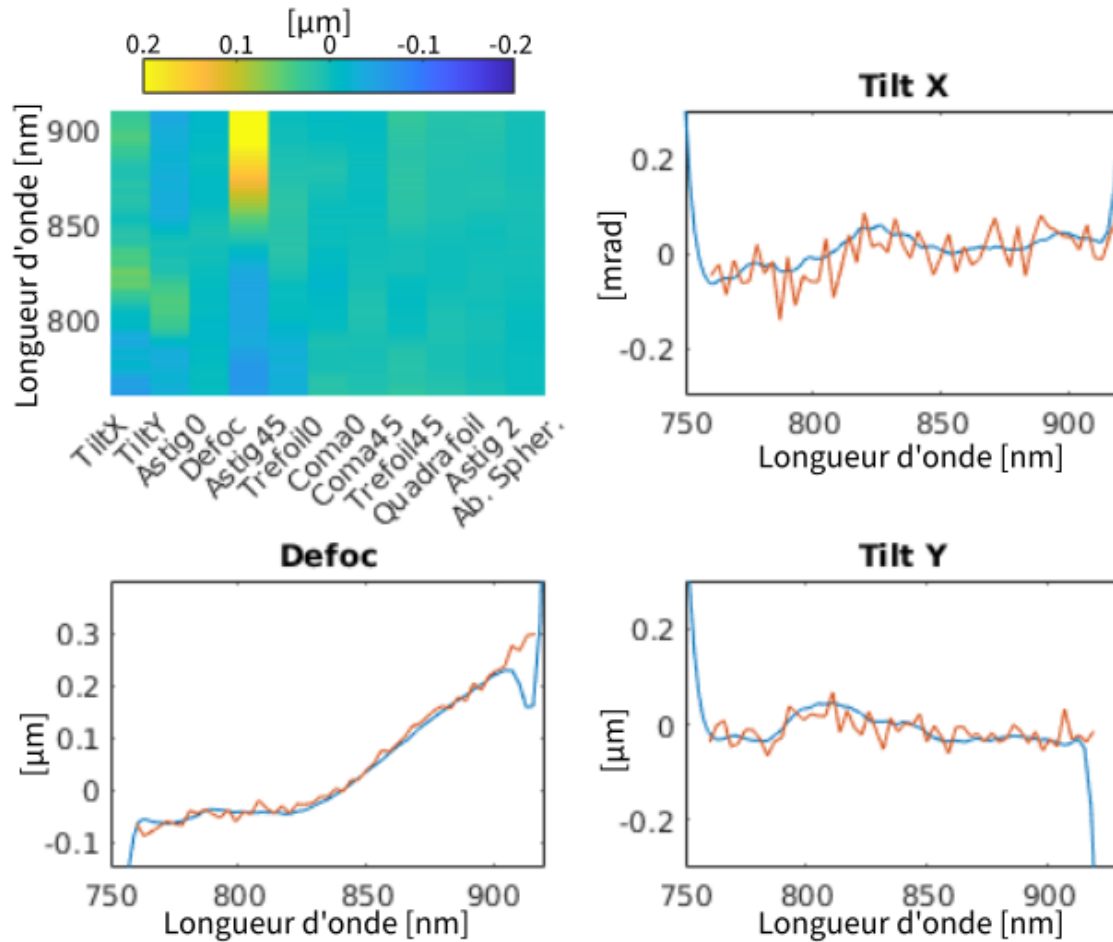


FIGURE 4.10 – Représentation de la décomposition en polynômes de Zernike de la matrice 3D de phase spatio-spectrale $\varphi(x, y, \lambda)$ en histogramme 3D en fonction de la longueur d'onde en nanomètres : les 12 premiers coefficients en fonction de λ de 760 à 920 nanomètres. (courbes bleues) On extrait le tilt dans les deux directions et le défaut en fonction de la longueur d'onde. (courbes rouges) courbes calculées par le logiciel d'Imagine Optic.

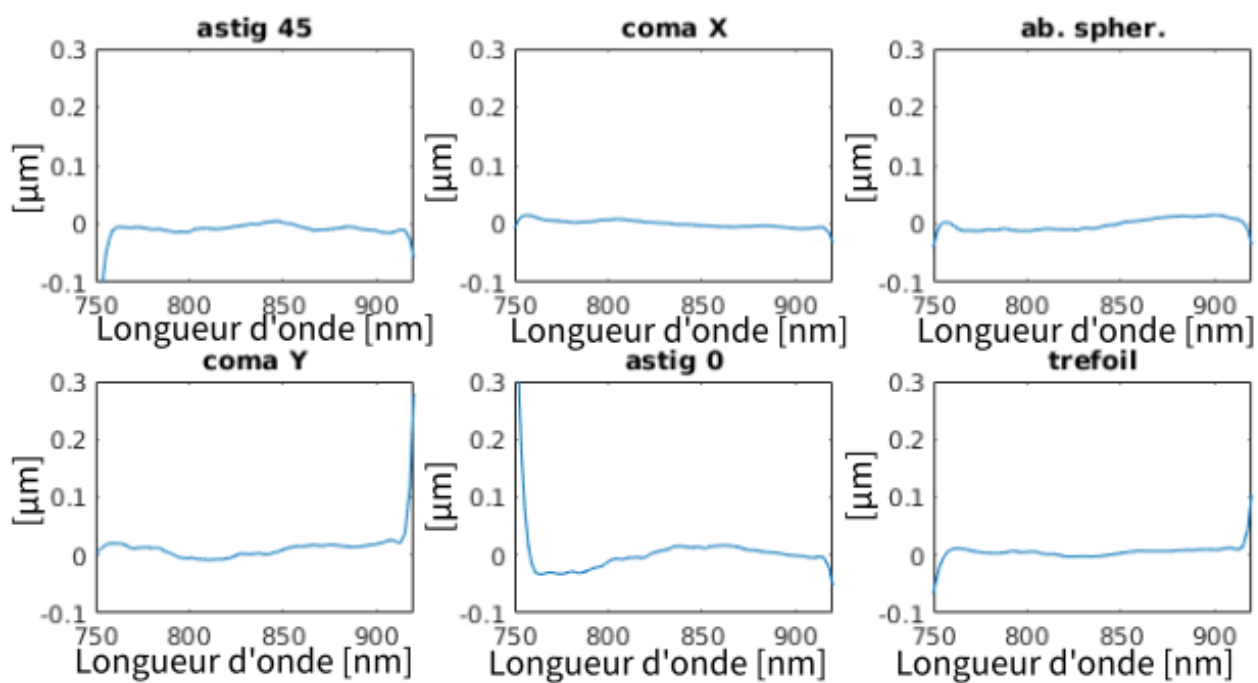


FIGURE 4.11 – Représentation de la décomposition en polynômes de Zernike de la matrice 3D de phase spatio-spectrale $\varphi(x, y, \lambda)$ en fonction de la longueur d'onde en nanomètres : les 12 premiers coefficients en fonction de λ de 760 à 920 nanomètres.

4.3 Analyse numérique

Avec la méthode de décomposition de la phase spatio-spectrale décrite dans la section précédente, il est possible d'étudier par analyse numérique le comportement isolé de chaque composante spatio-spectrale. On rappelle que dans notre mesure les cartes de phase sont relatives par rapport au front d'onde central. Ainsi, on observe les différences relatives avec un front d'onde à une longueur d'onde centrale (supposé corrigé). C'est-à-dire que l'on ne tient pas compte de la phase purement spatiale (compensable par un miroir déformable) et de la phase purement temporelle (compensable par un module acousto-optique). Donc on calculera l'impact relatif par exemple d'une courbure du front d'impulsion $\Phi^{(1,2,2)}$ sur l'intensité focalisée d'un faisceau laser en fin de chaîne. L'objectif de cette section est de montrer la capacité d'analyse post-traitement réalisable numériquement. Par ailleurs, ces travaux font l'objet d'une intégration avec le logiciel de ce nouvel appareil de métrologie spatio-temporelle.

L'isolement de composantes spatio-spectrales permet de calculer l'impact sur l'intensité focalisée de ces défauts (purements dus aux couplages spatio-temporels). Nous verrons que l'on pourra aussi imposer des profils spatio-temporels sur la matrice 3D $\Phi(x, y, \lambda)$ pour compléter et ajuster une composante tel que le tilt, le défocus, ... Cela permet à terme d'établir une prédiction d'impact sur l'intensité pour la taille du faisceau mesuré (ici notre étude expérimentale a été réalisée sur la ligne pétawatt d'Apollon qui a un diamètre final de 140 mm) et extrapoler en faisant varier la taille du faisceau à 400 mm (pour simuler le même type de défauts sur un faisceau plus grand comme celui de la ligne 10 PW).

Dans les sous-sections suivantes, nous allons évaluer l'impact des défauts les plus simples tel qu'un tilt et un défocus résiduel. Nous observerons l'impact sur l'intensité focalisée pour une série de mesures qui correspondent, dans un premier temps, aux défauts statiques de la chaîne laser (sans amplification laser) et, dans un second temps, aux défauts en fonctionnement à pleine énergie.

Dans le premier cas, concernant les défauts statiques, nous avons réalisé un montage

spécifique schématisé sur la figure Fig. 4.12. L'objectif de ce montage est de propager un faisceau très large bande (ici de 650 à 1100nm) à travers toute la chaîne laser jusque sur la table diagnostic [32]. Le spectre mesuré sera limité par l'acceptance spectrale des optiques et celle de l'appareil de mesure. Ceci permet de détecter les défauts chromatiques sur une très large bande et donc d'avoir de meilleures précisions sur les ajustements spectraux (avec un grand *bras de levier*). À cet égard, nous avons choisi d'utiliser l'oscillateur du laser Apollon couplé dans une fibre mono-mode afin d'obtenir un super-continuum représentatif de la bande totale spectral du laser Apollon. Une fibre de 120 mètres a permis de déployer le faisceau de l'oscillateur à travers le "hall laser" pour atteindre tous les éléments du laser, jusqu'en fin chaîne, et ainsi susceptibles d'être mesurés séparément. Nous avons vu un exemple utilisant cette fibre dans le chapitre précédent lorsqu'on mesurait isolément le tilt induit par le dérèglement du compresseur 1 PW.

Dans notre expérience, le faisceau de l'oscillateur est collimaté à 10 mm (de diamètre) par une parabole hors-axe (spécifié $\lambda/6$ et mesuré $\sim \lambda/7$). Cette référence est positionnée à la sortie du pilote laser juste après l'amplificateur *AMPo.03* (cf. Fig. 2.2) car nous souhaitons concentrer notre étude sur les phénomènes spatio-temporels pour des faisceaux de taille conséquente (plus grand que quelques millimètres). En effet, nos simulations montrent que l'impact est très faible pour des couplages sur de petits faisceaux.

Le faisceau se propage ainsi à travers la chaîne laser sur la ligne 1PW jusqu'à la chambre d'interaction dédiée aux expériences. Sur la figure Fig. 4.13, nous montrons la chambre expérimentale de la ligne 1PW qui utilise un miroir plan troué pour envoyer le faisceau vers l'optique de focalisation. Cette optique de focalisation est un miroir sphérique de focale 3 mètres. Le faisceau se propage ensuite vers le point d'interaction où seront placées les cibles. Pour réaliser une mesure spatio-temporelle pleine pupille, nous insérons, sur le faisceau focalisé un peu avant le foyer d'interaction, un miroir (motorisé) de renvoi vers une lentille achromatique (traitée large bande spectrale de qualité supérieur à $\lambda/10$) pour recollimater le faisceau afin d'obtenir un faisceau de diamètre 7 millimètres (ouverture utile pour l'ensemble des appareils de diagnostics). Pour imager le faisceau laser provenant

de la chambre expérimentale sur le capteur Multi-Haso, la table diagnostic de la ligne 1PW dispose d'un montage $4f$ à miroirs sphérique de focale 1,5 m avec un grandissement de 1. Autrement dit, ces optiques sont en réflexion pour minimiser le biais chromatique. Il faut néanmoins tenir compte du hublot de sortie de chambre expérimentale (sous vide) qui comporte un léger angle pour éviter les retours. Ainsi, comme nous avons déjà pu le voir sur la figure Fig. 4.4, toutes les mesures de phase et d'intensité comporteront un *trou* au centre de l'image. Cela correspond à cette configuration spécifique de la ligne 1 PW utilisant un miroir troué. Ce n'est donc pas un manque ou une perte d'informations car la partie centrale du faisceau n'est pas utilisée pour l'interaction.

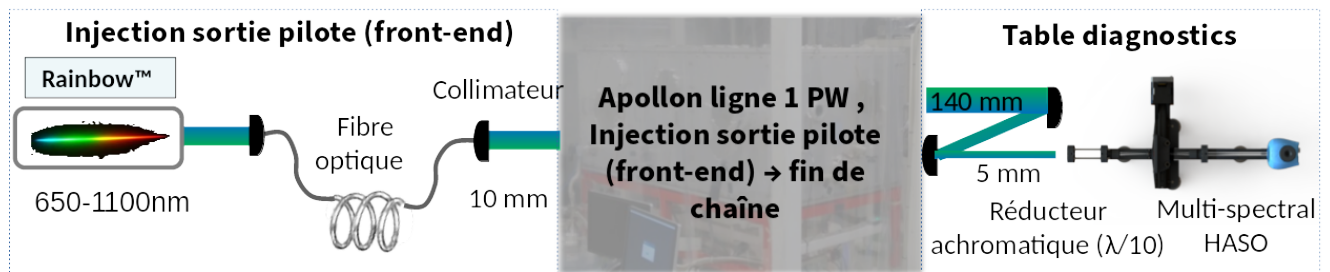


FIGURE 4.12 – Schéma de la configuration d'injection du faisceau de l'oscillateur d'Apollon (Rainbow couplé dans une fibre mono-mode) injecté à la sortie du pilote laser (front-end). Ce faisceau parcourt le chemin optique de la ligne 1PW jusqu'en table optique diagnostic où se situe l'appareil de mesure Multi-HASO.

Nous allons maintenant décrire une mesure dans cette configuration. L'échantillonnage spectral du faisceau est de 53 phases spatiales réparties entre 760 et 919nm (tous les 3 nm). Nous savons à l'avance que ces données doivent comporter un tilt en fonction de la longueur d'onde dû au hublot et/ou à un faible désalignement du compresseur. On recherchera aussi une éventuelle courbure chromatique résiduelle que le miroir déformable n'aurait pas compensée.

Sur les figures Fig. 4.14 et Fig. 4.15, nous présentons un ensemble de caractéristiques calculées par notre code MATLAB, décrit plus bas. Dans ce code, on utilise et incorpore la matrice 3D $\Phi(x, y, \lambda)$, mesurée, à une impulsion parfaite correspondant aux caractéristiques usuelles de la ligne 1 PW : une impulsion de forme spatiale super-Gaussienne (d'ordre 12) et temporellement gaussienne de durée 25 fs avec un spectre Gaussien centré à 820 nm. Le reste (intensité et phase) est mesuré par l'appareil. On détermine la qualité de focalisation avec le code en réalisant une propagation (par transformée de Fourier) de l'impulsion ayant reçu la phase spatio-spectrale mesurée.

Regardons dans un premier temps la première figure (figure Fig. 4.14). Nous observons en (a) le champ proche intégré sur l'axe des temps (l'état initial avant focalisation) et en (b) son champ lointain (l'état final après focalisation) intégré sur l'axe du temps. Nous pouvons observer que la tache focale est très grande comparativement à ce qu'elle devrait être ($\sim 100 \mu\text{m}$). Comme nous avons une faible résolution spatiale, afin d'observer la tache focale et ses défauts, nous focalisons numériquement à plusieurs kilomètres (ici 2.75km). En (c), on représente l'intensité intégrée sur tout le faisceau en fonction du temps dans l'état final (focalisé); nous remarquons deux courbes dans ce graphe, une normalisée $I(x, y, t)$ (sans la phase spatio-spectrale) et une *dégradée* $I_{\text{STC}}(x, y, t)$ (avec la phase spatio-spectrale) comportant l'information déterminant le rapport de Strehl Spatio-Temporel (SR_{SPT}) comme défini par :

$$\text{SR}_{\text{SPT}} = \frac{\max_t \left(\iint \text{TF}(t) \left[\sqrt{I_{\text{STC}}(x, y, \lambda)} \exp\{-i \Phi_{\text{STC}}\} \right] dx dy \right)}{\max_t \left(\iint \text{TF}(t) \left[\sqrt{I(x, y)} \exp\left\{-\left(\frac{t}{\Delta t}\right)^2\right\} \sqrt{I(\lambda)} \right] dx dy \right)} \quad (4.6)$$

On détermine un SRSPT de 85,26%. Autrement dit, on remarque que les défauts observés sur un faisceau de 140 mm avec 25 fs impactent l'intensité à hauteur de 14,74%. Les premiers coefficients de Zernike (piston, tilt et défocus) représentent presque 11% à eux seuls. En (d), le spectre intégré correspondant au spectre parfait gaussien dégradé par l'intensité mesurée. La partie droite comprenant les graphes (g), (f) et (h) est issue de la décomposition en fonction de la longueur d'onde en polynôme de Zernike : l'histogramme du graphe (e). Il convient de remarquer une bonne corrélation entre la mesure (courbes rouges) et la décomposition (courbes bleues).

Nous allons analyser plus précisément les graphes montrant les distorsions spatiales de bas ordres en fonction de la longueur d'onde. Les graphes (g) et (h) représentent le tilt en μm dans les axes X et Y en fonction de la longueur d'onde. Comme prévu, nous avons observé un tilt sur l'axe X (une pente) sur le graphe (g) tandis que sur (h) la pente est globalement nulle sur l'ensemble du spectre. Le graphe (f), représentant la courbure du front d'onde chromatique, montre deux zones : de 750 à 850 nm une pente très faible voire nulle et une pente plus prononcée au-delà de 850 nm (mais où l'énergie du spectre est faible).

Dans la figure Fig. 4.15, on voit principalement des coupes en 2D du faisceau laser reconstruit en 3D. Ces coupes représentent l'intensité en 2D réalisées dans les espaces de Fourier usuellement couplés : $(x \text{ ou } y, t)$, $(x \text{ ou } y, \lambda)$ et $(k_x \text{ ou } k_y, t)$. Nous pouvons observer, à l'aide du graphe (h) de cette figure, plusieurs spectres selon la direction x. On remarque qu'ils sont déformés, mais cette déformation ne diffère que faiblement à travers le faisceau. On observe sur les graphes $(k_x \text{ ou } k_y, t)$ des déformations liées aux défauts de front d'onde. On peut examiner ces défauts selon l'axe considéré. Ces observables sont très utiles pour distinguer des gros défauts de manière qualitative, comme on a pu voir en introduction sur les figures Fig. 1.6 et Fig. 1.7 mais il est difficile d'en déduire des paramètres quantitatifs.

Nous allons maintenant analyser séparément l'impact des ordres de couplages les plus simples : l'inclinaison du front d'onde (PFT) et la courbure du front d'onde (chromatisme longitudinal, PFC).

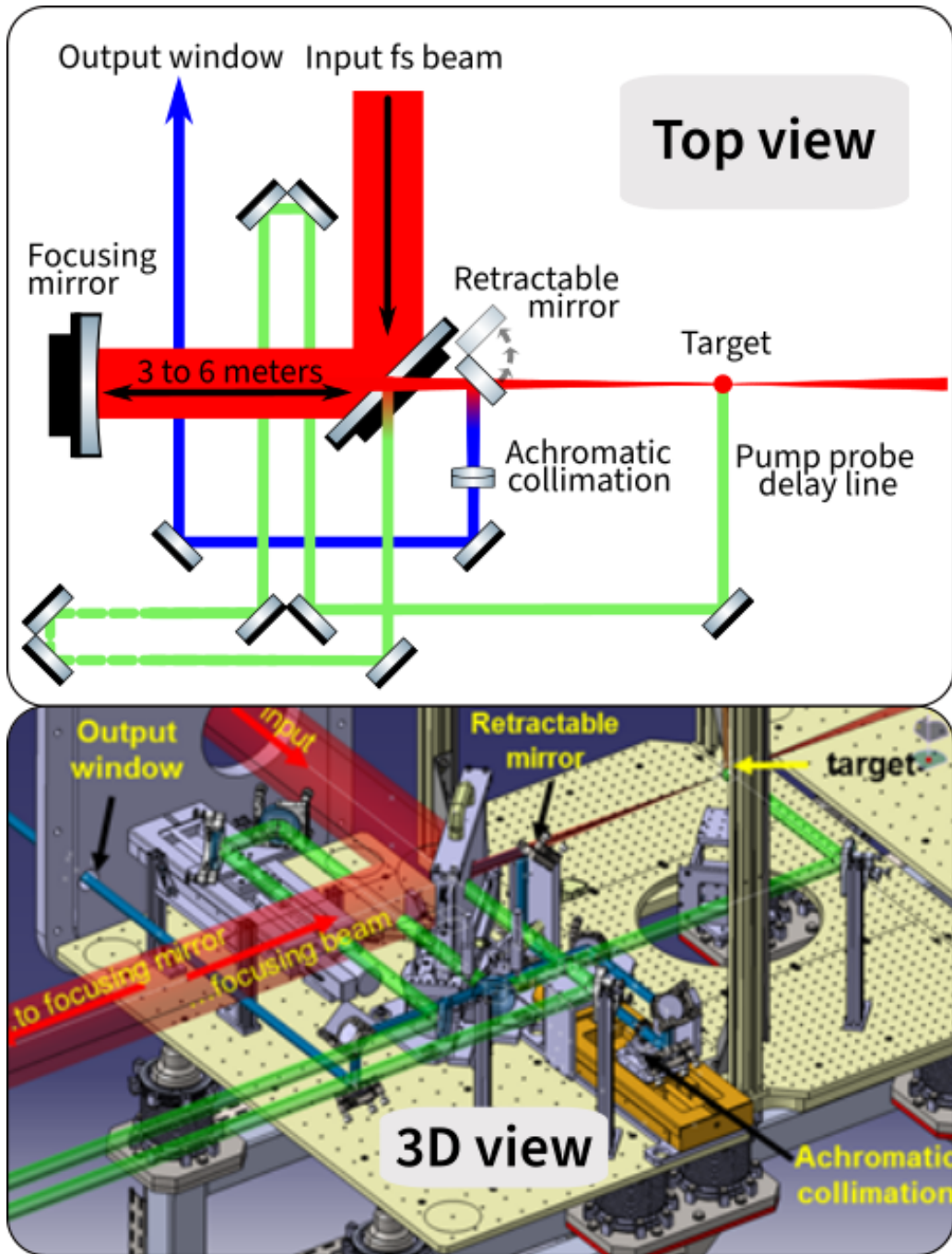


FIGURE 4.13 – Schéma 3D de la chambre expérimentale de la ligne 1 PW de Apollon. C'est l'enceinte (sous vide) dans laquelle le faisceau est focalisé vers le point d'interaction lumière-matière (faisceau rouge vers *target*). L'interaction est sondée par le faisceau vert avec sa ligne à retard. Il convient de remarquer le miroir de renvoi (*retractable mirror*) placé derrière le miroir plan troué qui permet de récupérer le faisceau (bleu) avant focalisation et de le re-collimer avec une lentille achromatique à un diamètre de 7 mm. Ce faisceau est ensuite dirigé vers la table de diagnostic (*Output window*) où sont situés les appareils de mesures (spectrale, temporelle, spatiale, spatio-temporelle,...).

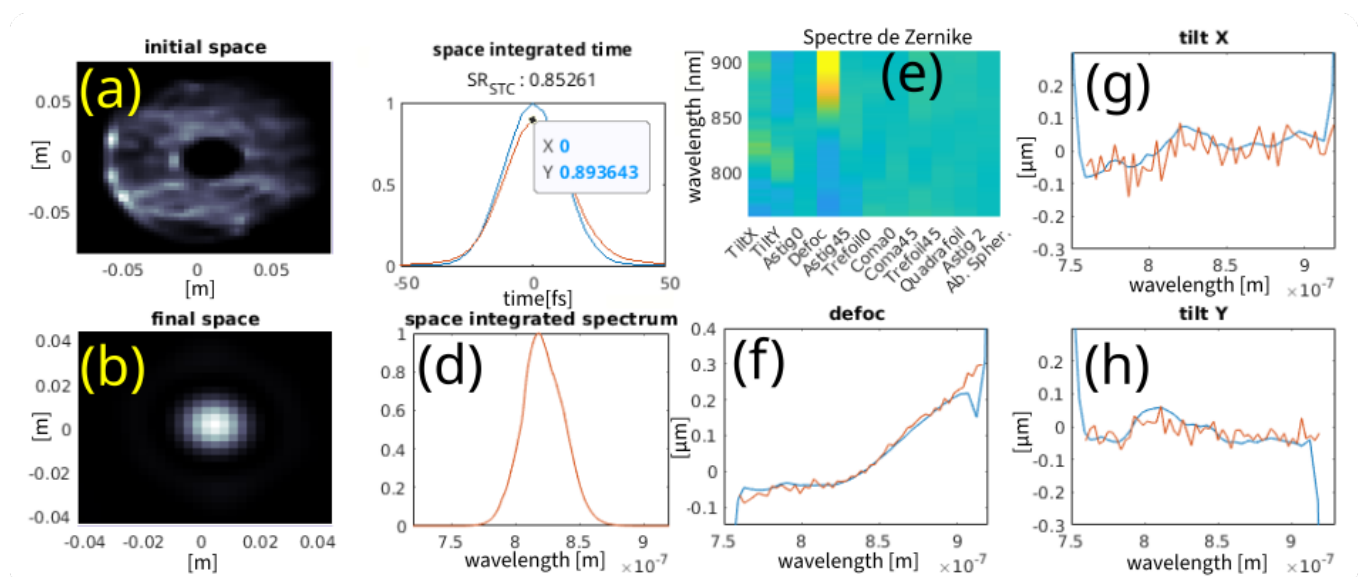


FIGURE 4.14 – Ensemble de figures donnant un exemple d’extractions de données après intégration des mesures de phases spatiales dans le code Matlab. Le jeu de données intégrées correspond à la propagation d’un super-continuum à travers la chaîne laser jusqu’en chambre expérimentale de la ligne 1 PW. Les graphes (a) et (b) représentent le champ proche et champ lointain après propagation par transformée de Fourier. Les graphes (c) et (d) sont respectivement l’intensité temporelle et spectrale (intégrées spatialement sur tout le faisceau). Les graphes (e-h) représentent la décomposition spectrale en polynômes de Zernike.

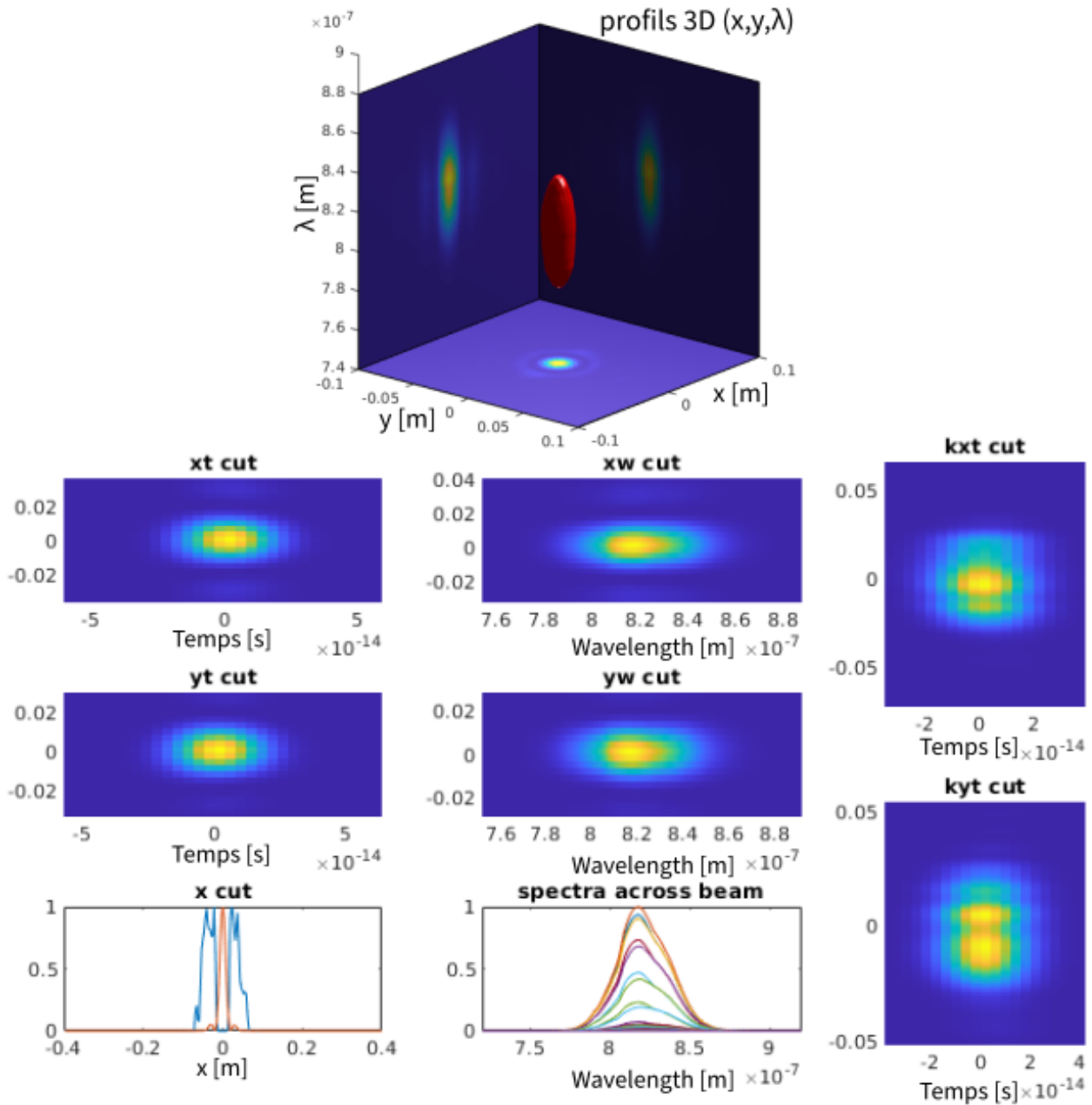


FIGURE 4.15 – Suite de figure Fig. 4.14, on représente ici un profil 3D (x, y, λ) et des coupes 2D dans les espaces $(x$ ou $y, t)$, $(x$ ou $y, \lambda)$ et $(k_x$ ou $k_y, t)$. Ces coupes sont accompagnées de deux graphes montrant (g) une coupe longitudinale du faisceau au champ proche et champ lointain, et (h) une représentation du spectre à travers le profil 2D (b) (x, λ) .

4.3.1 Impact du tilt

Dans cette section, nous souhaitons réaliser l'analyse des couplages spatio-temporels et leur impact sur l'intensité. Maintenant nous allons observer l'impact du PFT $\Phi^{(1,1,1)}$ sur l'intensité du faisceau focalisé. À ce titre, nous avons évalué le tilt du front d'onde suivant l'axe X $\Phi^{(1,1,0)}$ et suivant l'axe Y $\Phi^{(1,0,1)}$.

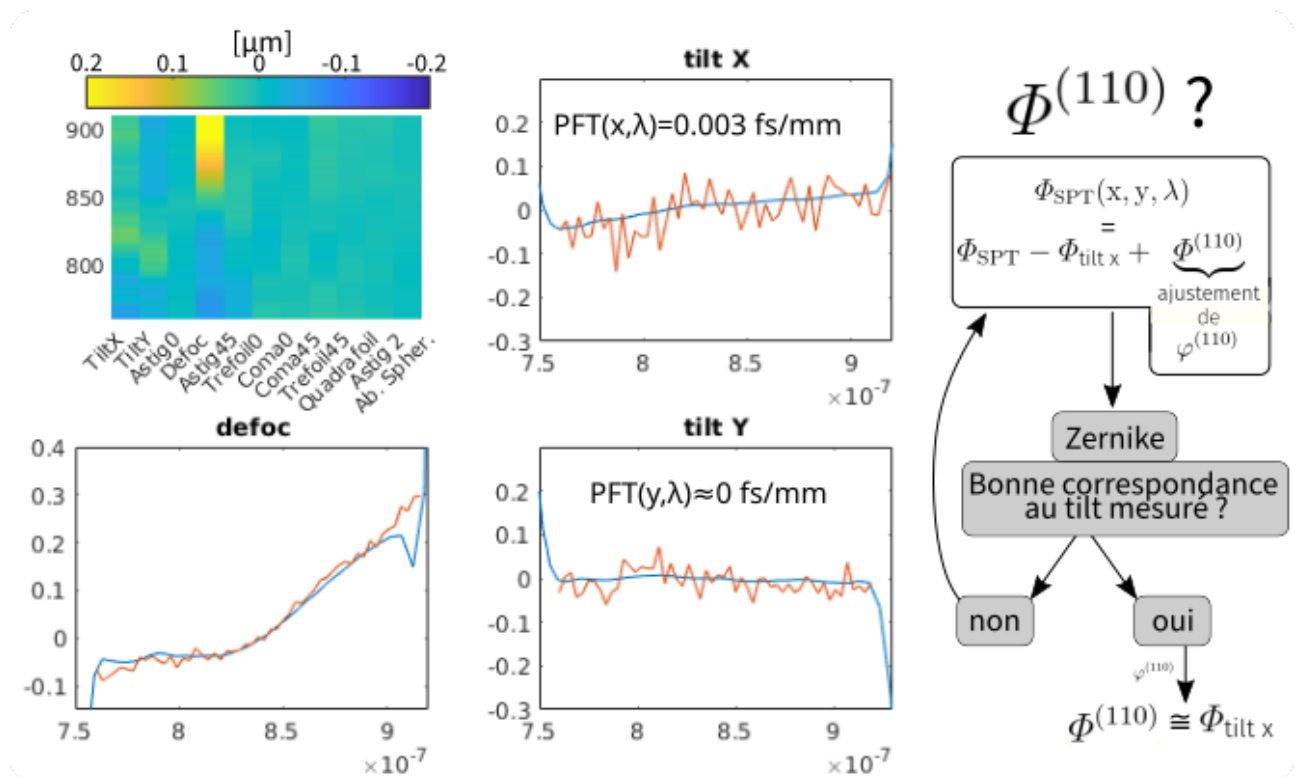


FIGURE 4.16 – (gauche) Évaluation de l'impact du PFT $\Phi^{(1,1,1)}$ sur l'intensité de la ligne 1 PW. Observation des défauts statiques de la chaîne. (milieu) Soustraction du tilt puis ajout d'une phase qui s'ajuste au mieux les données : PFT de 0,003fs/mm² sur l'axe X et rien sur l'axe Y. (droite) Référence sans soustraction

À cet égard, nous reprenons les résultats montrés en figure Fig. 4.14 comme point de départ pour cette analyse. Ainsi, on cherche à quantifier ce PFT et donc à obtenir le coefficient $\varphi^{(110)}$ (et $\varphi^{(101)}$) exprimé en unité de femtosecondes par millimètre [fs/mm]. Pour rappel, cette quantité est décrite en Eq. 1.8 du chapitre 1. Cette équation s'intéresse à décomposer la phase $\varphi(x, y, \omega)$ en termes couplés et non-couplés, et dans ce cas : $\Phi^{(110)} = \varphi^{(110)} (\omega - \omega_0)(x - x_0)$. Pour retrouver la valeur de ce coefficient $\varphi^{(110)}$ qui correspond au tilt mesuré, on impose sur le profil $\Phi_{\text{SPT}}(x, y, \lambda)$ de la figure Fig. 4.14 une inclinaison de front

d'impulsion $\Phi^{(110)}$ et on utilise la méthode de décomposition en polynômes de Zernike sur la matrice résultante. Cela afin d'isoler la contribution de tilt et déterminer la correspondance avec le tilt mesuré. L'objectif est d'ajuster au mieux cette inclinaison de front d'impulsion pour minimiser l'équation Eq. 4.7. Ainsi, on ajuste le paramètre $\varphi^{(110)}$ (ou $\varphi^{(101)}$) en minimisant l'équation suivante (avec un seul paramètre) :

$$\min_{\varphi^{(110)}} \left| \varphi^{(110)} (\omega - \omega_0)(x - x_0) - \Phi_{\text{tilt } x} \right| \quad (4.7)$$

de sorte à égaliser l'équation suivante :

$$\left[\Phi_{\text{SPT}} - \Phi_{\text{tilt } x} + \underbrace{\Phi^{(110)}}_{\text{ajustement}} = \Phi_{\text{SPT}}(x, y, \lambda) \right] \quad (4.8)$$

Cette méthode est aussi présentée sous forme de synoptique à droite sur la figure Fig. 4.16. Sur cette même figure, nous montrons, comme pour la figure Fig. 4.14, le résultat de la décomposition de Zernike. Il est important de remarquer la courbe noire de cette figure, elle correspond au meilleur ajustement calculé pour $\varphi^{(110)}$ (ou pour $\varphi^{(101)}$). Cet ajustement permet de compenser la composante de tilt $\Phi^{(110)}$ de la matrice $\Phi_{\text{SPT}}(x, y, \lambda)$. Nous obtenons dans la direction X un $\varphi^{(110)} = 0,005 \text{ fs/mm}$ et dans la direction Y $\varphi^{(101)} < 10^{-4} \text{ fs/mm}$. Dans la direction X, on remarque une bonne correspondance avec le tilt mesuré. Dans la direction Y, on considère que la valeur est trop faible pour être comptabilisée comme quantifiable donc $\varphi^{(101)} \sim 0 \text{ fs/mm}$. C'est acceptable car la direction X est celle de l'axe de déviation du compresseur. Par ailleurs, il faut préciser que le profil imposé $\Phi^{(111)}$ est parfaitement linéaire mais on observe que ces courbes noires dans les deux directions (X et Y) ne sont pas tout à fait linéaires. C'est principalement lié à une projection imparfaite de la décomposition dans la base Zernike. Cette variation du défaut de phase n'impacte que marginalement la présente analyse.

Une fois le tilt connu, je peux regarder son impact au foyer : l'un avec les défaut de phase Φ_{SPT} et l'autre $(\Phi_{\text{SPT}} - \Phi^{110})$. Nous observons que le rapport de Strehl spatio-temporel (SR_{SPT}) a augmenté de 85,26% (Φ_{SPT}) à 89,01% ($\Phi_{\text{SPT}} - \Phi^{110}$). C'est-à-dire que la contribution

soustraite du pulse front tilt pure serait de $\sim 3,76\%$. Sans minimiser la résolution de calcul, nous pouvons en conclure que la contribution statique de PFT sur l'intensité du faisceau de la ligne 1 PW dans cette configuration est de l'ordre du pourcent voire inférieure. Ainsi la résolution temporelle n'est pas suffisante pour déterminer un impact temporel mais en observant les résultats numériques, nous obtenons une augmentation de l'ordre de la femtoseconde. On rappelle toutefois que ce rapport de Strehl est une baisse *relative* d'intensité spatio-temporelle, c'est-à-dire que l'on analyse des défauts de phases couplés relativement à la fréquence centrale. Cela ne tient pas compte des défauts de phases non-couplés pouvant être compensés par un miroir déformable $\Phi^{(011)}$ ou par module acousto-optique $\Phi^{(100)}$.

On a calculé ces quantités avec les données expérimentales mais on peut vérifier que la baisse relative d'intensité de cette valeur de PFT se situe dans le bon ordre de grandeur. On se réfère alors à la figure Fig. 2.3 ou la figure 2 (c) de [70] où l'on observe la baisse relative d'intensité en fonction d'une quantité de PFT en fs/mm. On remarque que pour observer une baisse relative d'intensité de l'ordre du pourcent pour un diamètre de grand faisceau (>100 mm), le PFT doit être proche ou similaire à la notre.

Ainsi, dans cette sous-section nous avons montré notre méthode pour quantifier ce défaut de phase (tilt). Aussi, nous avons déterminé l'impact sur l'intensité d'un tel défaut de phase sur notre installation laser, soit inférieur au pourcent. Nous allons maintenant montrer la même méthode d'analyse pour la courbure dans la sous-section suivante.

4.3.2 Impact de la courbure

Nous avons réalisé l'analyse de l'impact de l'ensemble des couplages spatio-temporel et nous avons déterminé l'impact sur l'intensité spécifique au PFT. Maintenant nous allons observer l'impact du PFC $\Phi^{(1,2,0)}$ sur l'intensité du faisceau focalisé. À ce titre, on a évalué la courbure du front d'impulsion en fonction de la longueur d'onde mesurée.

Comme pour la sous-section précédente, reprenons les résultats montrés en figure Fig. 4.14 comme point de départ pour cette analyse. Ainsi, on cherche à quantifier ce PFC et donc à obtenir le coefficient $\varphi^{(120)}$ exprimé en unité de femtosecondes par millimètre carré [fs/mm²]. Pour rappel, cette quantité est décrite en Eq. 1.8 du chapitre 1. Cette équation s'intéresse à décomposer la phase $\varphi(x, y, \omega)$ en termes couplés et non-couplés. Pour retrouver la valeur de ce coefficient qui correspond à la courbure mesurée, on impose sur le profil $\Phi_{\text{SPT}}(x, y, \lambda)$ de la figure Fig. 4.14 une courbure de front d'impulsion et on utilise la méthode de décomposition en polynômes de Zernike sur la matrice résultante. Cela afin d'isoler la contribution de courbure et déterminer avec un seul paramètre la correspondance avec le courbure mesurée. De même, on minimise l'équation suivante par ajustement :

$$\min_{\varphi^{(120)}} |\Phi^{(120)} - \Phi_{\text{courbure}}| \quad (4.9)$$

L'approche est un peu différente car on observe sur la courbe en orange de la figure Fig. 4.17 deux pentes. Une pente qui s'étend sur la zone spectrale 750 à 850 nm et une pente différente au-dessus de 850 nm. On va alors ajuster ces deux parties de pentes indépendamment.

Pour aller plus loin, si on regarde la décomposition en polynôme de Zernike (ici on n'a gardé que le défocus pour plus de clarté), alors on peut comparer les données expérimentales avec un ajustement de phase spatio-temporelle induit par un PFC.

Concernant la première pente, on observe une contribution faible mais non négligeable ayant tout de même une légère pente. On peut expliquer la légère pente *résiduelle* par la configuration du miroir déformable qui optimise la courbure au centre du spectre : on

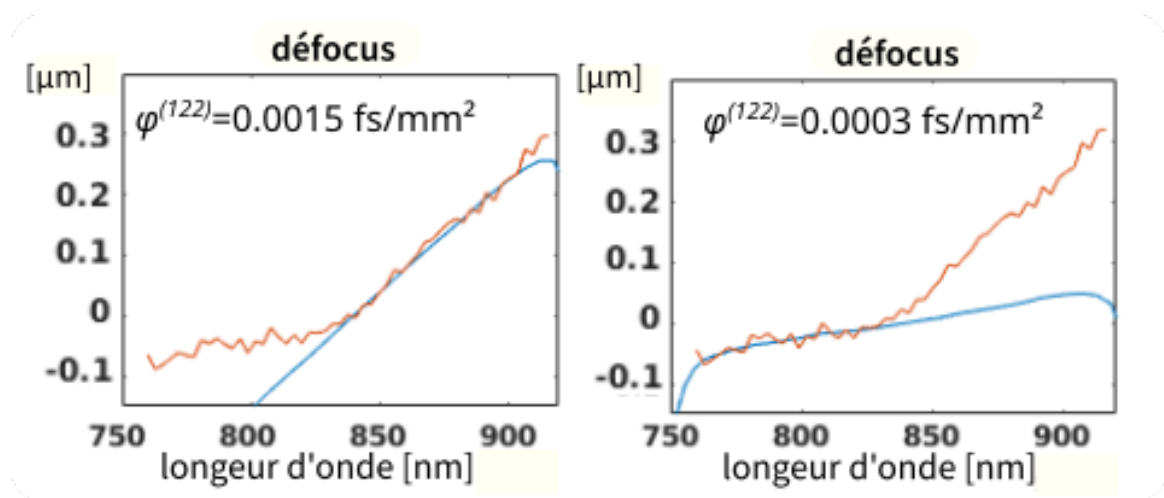


FIGURE 4.17 – (gauche) Évaluation de l'impact du PFC sur l'intensité de la ligne 1 PW. Observation des défauts statiques de la chaîne. (droite entouré en pointillés) Soustraction de la courbure mesurée puis on impose d'une phase spatio-spectrale qui s'ajuste le mieux au données. Deux régimes : de 750 à 850 nm on mesure un PFC de $0,0003\text{fs}/\text{mm}^2$ et au-dessus de 850 nm on mesure un PFC $0,0015\text{fs}/\text{mm}^2$.

observe effectivement que la pente passe par zéro à cette position. On estime alors, par ajustement, cette pente résiduelle à $0,0003\text{fs}/\text{mm}^2$.

Concernant les longueurs d'onde plus élevées, c'est-à-dire au delà de 850 nm, on observe une pente plus prononcée. Nous l'estimons, par ajustement, six fois plus important ($0,0015\text{fs}/\text{mm}^2$).

En l'état, le spectre du laser Apollon étant essentiellement sur la plage spectrale 750–850 nm, il n'est que peu affecté par cette courbure du front d'impulsion car il s'agit d'un PFC assez faible. Cela explique aussi le faible impact que nous avons évalué numériquement sur l'intensité. Nous avons calculé que le rapport de Strehl spatio-temporel a augmenté de 85,26% à 89,45%. C'est-à-dire que la contribution soustraite de la courbure dans cette simulation serait de $\sim 4,2\%$. Autrement dit, compte tenu de la résolution, il y a un impact marginal de la courbure mesurée pour une impulsion d'une vingtaine de fs centrée à 820 nm. Ceci dit, pour une impulsion avec une durée plus courte, c'est-à-dire une spectre plus large, et un faisceau de plus grand diamètre, ces deux modifications sont très susceptibles d'avoir un impact différent sur les composantes spectrales. Ainsi, sur la ligne 10 PW (avec un diamètre de 400 mm) cette courbure du front d'impulsion aura un impact non négligeable, une baisse relative d'intensité de l'ordre de 50%.

Nous avons donc essayé de chercher à identifier s'il y avait un élément optique déterminant dans la chaîne laser qui serait à l'origine de ces défauts de phase (PFC). Pour cela, nous avons utilisé l'appareil HASO multi-spectral pour faire des mesures sur les différents éléments critiques de la chaîne. En profitant d'un arrêt technique du laser, nous avons choisis de réaliser une campagne pour déterminer la courbure induite chaque afocal qui pouvaient faire l'objet d'une suspicion dans la chaîne laser.

Nous avons montré que l'afocal qui précède l'amplificateur AMP3 (figure Fig. 2.2) a une courbure qui correspond aux mesures finales (pour les longueurs d'onde basses). On voit en effet sur le graphe de la courbure en fonction de la longueur d'onde de la figure Fig. 4.18 que la courbe noire (label *data afocal avant*, les données expérimentales de l'afocal) est bien corrélée aux données expérimentales de la ligne 1 PW (courbe rouge) correspondant à une pente de $0,0003\text{fs}/\text{mm}^2$ (courbe bleue). Après ré-alignement de l'afocal, nous avons pu obtenir la courbe violette (label *data afocal après*, les données expérimentales de l'afocal) dont la pente est beaucoup plus faible et donc plus satisfaisante. Nous montrons ici, une utilisation pratique de notre l'appareil HASO multi-spectral afin de limiter les effets statiques d'une chaîne laser.

Ainsi, en assemblant les calculs et les mesures expérimentales, nous sommes donc capables de réaliser un ensemble d'observations et de prédictions quantitatives des effets spatio-temporels sur un laser PW comme Apollon. Cela a permis notamment de corriger le parallélisme des réseaux du compresseur et un désalignement d'un afocal situé dans la zone d'amplification. On va maintenant observer l'impact des effets spatio-temporels en régime amplifié.

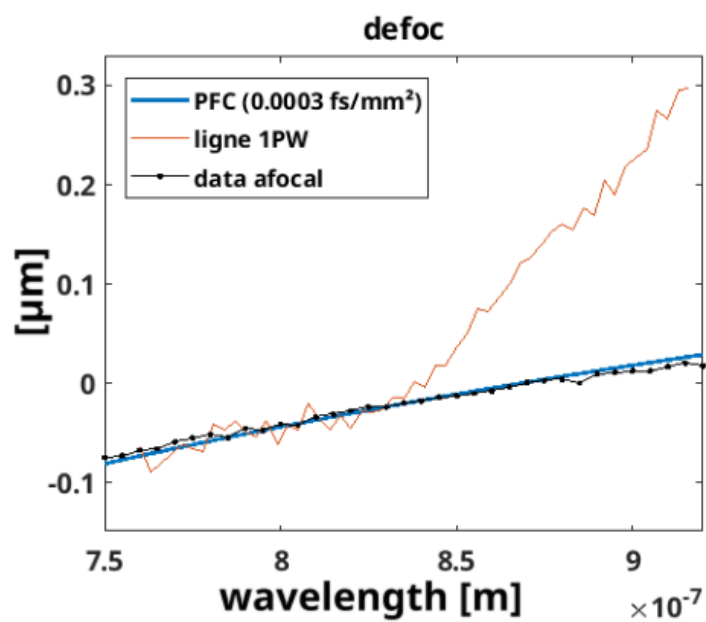


FIGURE 4.18 – Comparaison des mesures des courbures du front des impulsions en fonction de la longueur d’onde pour une mesure réalisée en fin de chaîne (courbe rouge *ligne 1PW*), et la mesure isolée de l’afocal supposé problématique avant et après ré-alignement (courbes noire et violette). Une courbure théorique simulant un PFC de $0,0003\text{fs}/\text{mm}^2$ (courbe bleue) est insérée pour comparaison.

4.3.3 Impact sur le faisceau amplifié

Jusqu'à présent nous observons les défauts statiques de la chaîne laser. Nous avons pu observer des effets spatio-temporels et en particulier les premiers ordres de la phase spatio-temporelle. On va maintenant observer ces effets sur tirs de la ligne 1 PW mesuré avec le multi-spectral HASO : préalablement réglé à faible énergie puis affiné avec quelques tirs à 30J).

On travaille dans un premier temps avec un faisceau amplifié à 100 mJ à une cadence de 10 Hz. Pour éviter d'endommager les appareils de mesure, l'énergie par impulsion est limitée par un atténuateur spécifique utilisant des réflexions de Fresnel sur lames VG9 avec un facteur d'atténuation total de 250. Il est placé en sortie de la zone d'amplification avant le miroir déformable. L'impact de cet atténuateur sur le front d'onde du faisceau a été qualifié et il est négligeable.

Lors de l'analyse des phases multispectrales pour chaque tir, le faisceau étant en forme de cloche spectralement et spatialement, même si l'appareil de mesure est suffisamment sensible, il faut tenir compte qu'il est difficile d'obtenir les informations spatiales complètes sur les bords de la bande spectrale du laser. En effet, comme on peut le voir sur la figure Fig. 4.19, les bords du spectre comportent une pupille réduite par rapport à la pupille de référence au centre du spectre. Même si l'interpolation pâlie partiellement les portions manquantes, il est difficile de complètement distinguer les aberrations. Alors qu'avec l'analyse des effets statiques, nous pouvions observer ces effets sur une large bande spectrale grâce au montage utilisant le supercontinuum issu de l'oscillateur, les mesures du faisceau réel en bord de bande sont aussi sujettes à discussion. On gardera donc pour référence et comparaison les données statiques sur les prochaines figures.

Sur la partie (A) de la figure Fig 4.20, on observe donc les données de phase spatio-spectrale nous permettant de déterminer le champ lointain par propagation dans l'espace de Fourier. Il n'est pas évident d'en déduire beaucoup d'informations mais en modifiant la carte de couleur du champ lointain, on peut observer légère dissymétrie de l'anneau par rapport aux champs lointains calculés auparavant. En effet, si on regarde le graphe de l'in-

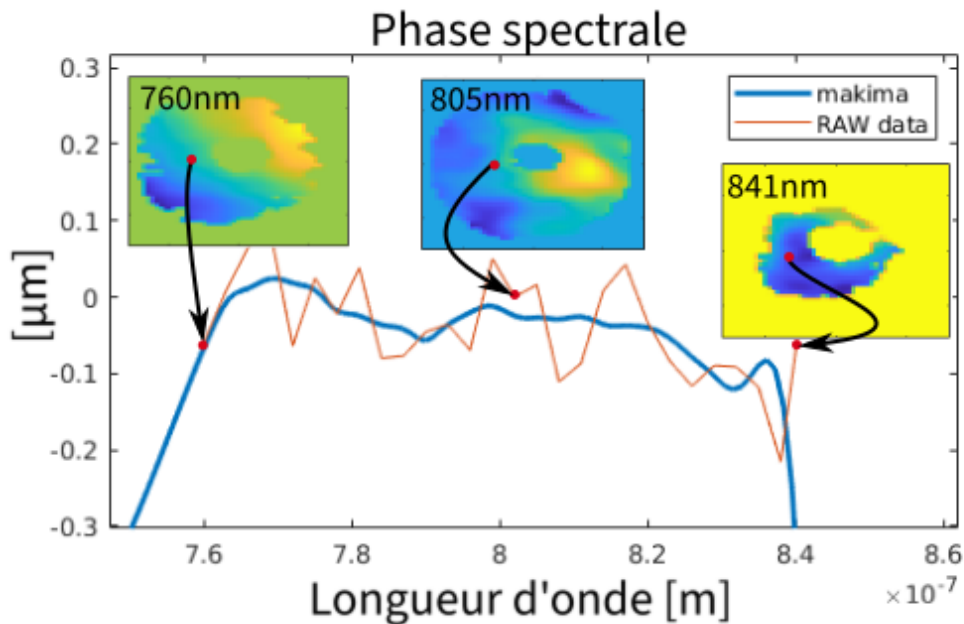


FIGURE 4.19 – Phase spectrale mesurée et interpolée pour une même position dans le faisceau. Les inserts montrent plusieurs mesures complètes de la phase spatiale pour trois longueurs d'onde distinctes (760 nm, 805 nm et 841 nm). Comme le spectre du laser et le profil spatial du laser sont en forme de cloche alors, on observe que la pupille d'analyse est réduite sur les bords du spectre mesuré.

tensité en fonction du temps, on observe une baisse relative de l'intensité d'environ 26,13%. Si on se reporte sur la partie (B) de la figure où se situe la décomposition en polynôme de Zernike en fonction de la longueur d'onde, on peut remarquer que le faisceau est principalement impacté par un tilt (estimé à 14,18%). Concernant ce tilt important, dans l'axe X, un désalignement du compresseur est peu probable. Nous savons néanmoins que l'appareil de mesure peut être sensible à un décalage (tir à tir) de la pupille qui entraînerait la prise en compte d'un tilt artificiel. Concernant le défaut de focus, on observe une pente faible autour de 800 nm et un défaut chromatique plus important aux bords du spectre. Cela indique une compression in-homogène dans le faisceau.

Ceci dit, selon l'axe Y, on note deux zones de PFT quasiment planes séparées par un saut de phase à 800 nm. C'est une chose surprenante, c'est pourquoi après différents tests, nous estimons qu'il s'agit en fait d'un défaut de mesure lié à l'endommagement partiel du filtre spectral de l'appareil à 800 nm. En effet, l'endommagement du filtre va provoquer un échantillonnage des gradients erroné dans la mesure du Shack-Hartmann et va rendre

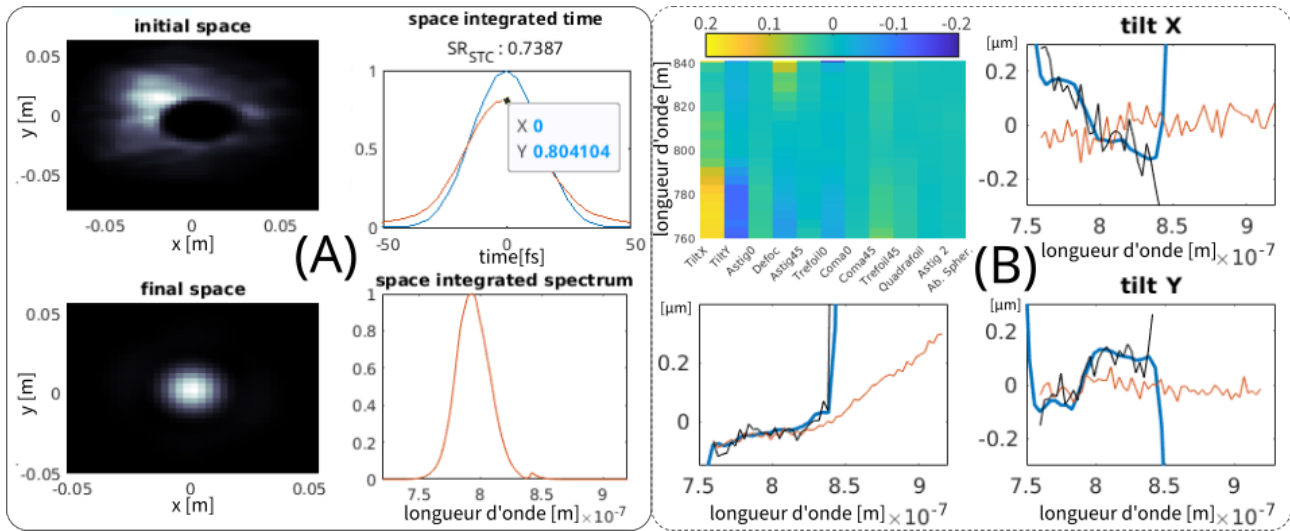


FIGURE 4.20 – (A) Mesure spatio-spectrale d'un faisceau amplifié sur de la ligne 1 PW. On trace ici, le champ proche mesuré, le spectre et le champ lointain propagé par transformée de Fourier pour déterminer l'impact SPT sur l'intensité focalisée. Ces données montrent une baisse relative d'intensité de environ 10%. (B) Décomposition en polynôme de Zernike en fonction de la longueur d'onde montrant le défaut et le tilt selon l'axe X et Y.

certaines données, tels les tilts, inexploitable. En effet le défaut local va se répercuter sur les mesures globale car l'algorithme du détecteur perd la continuité des points sur le détecteur. On peut en effet observer sur la figure Fig. 4.21 le spectre (l'intensité mesurée à une position x en fonction de la longueur d'onde) avec un point aberrant à 800 nm. Selon les mesures et l'alignement du faisceau, cet endommagement impacte les résultats en déviant le faisceau principalement selon l'axe Y. Sur d'autres mesures, par exemple sur la figure Fig. 4.16, on pouvait aussi observer l'effet de l'endommagement avec une légère déviation du tilt selon l'axe Y à 800 nm.

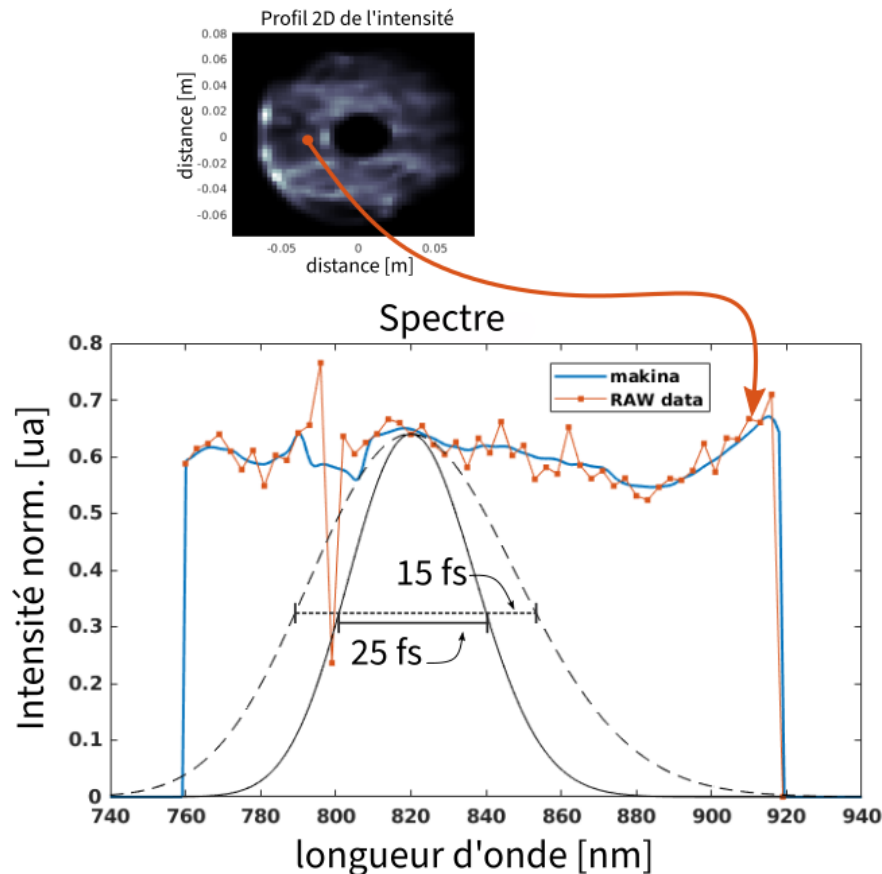


FIGURE 4.21 – Spectre à une position donnée du profil 2D d'intensité, en fonction de la longueur d'onde, mesurée par l'appareil Multi-Spectral HASO. Les points mesurés ("RAW data") sont représentés en points reliés orange et son extrapolation en trait plein bleu ("makima"). Ces points "RAW data" ne représentent qu'une portion du spectre de l'oscillateur notamment car la pente est raide sur les bords et c'est lié aux différents traitements diélectriques des optiques. Cette bande spectrale (à travers la chaîne laser) permet tout de même d'obtenir un large échantillonnage spectral avec une répartition égale d'intensité. Cela permet une caractérisation sur la bande spectrale d'Apollon correspondant à 15 fs au plus large spectralement et 25 fs en configuration spectrale réduite. Par ailleurs, on observe sur la courbe "RAW data" un point aberrant à 800 nm que nous attribuons à un endommagement du filtre spectral. L'extrapolation avec l'algorithme *makima* aide à réduire l'effet de saut.

Néanmoins, nous allons essayer d'analyser les données recueillies lors de la campagne de validation du laser à 1 PW pour tester notre procédure d'analyse. Il s'agit d'un faisceau amplifié à 30 J. Durant cette campagne, nous avons pu obtenir des tirs dédiés à l'étude spatio-temporelle du laser (en utilisant les lames d'atténuations). Entre autres diagnostics, quelques tirs ont pu être analysés avec l'appareil multi-spectral HASO. Cependant, nous nous sommes rendu compte, plus tard, que les données comportent le même défaut lié à l'endommagement du filtre spectral à 800 nm; ce qui a perturbé les mesures supérieures à 800 nm.

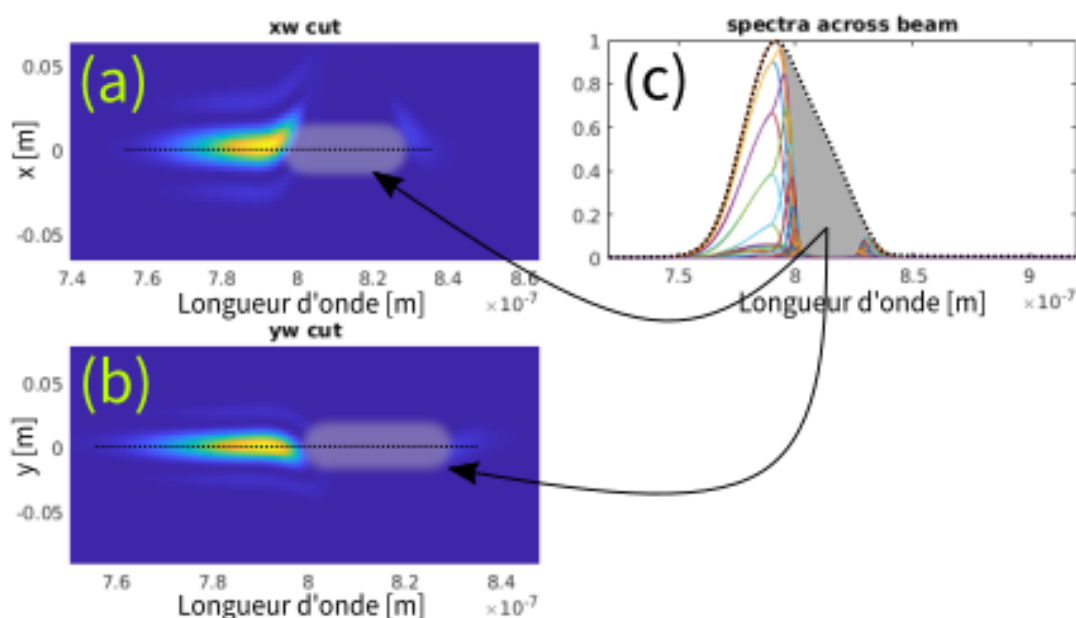


FIGURE 4.22 – (a-b) Coupe de l'intensité du faisceau dans le plan (x, λ) et (y, λ) pour le faisceau laser de Apollon à 1 PW (30 J); mesuré avec l'appareil multi-spectral HASO. (c) Graphe représentant l'intensité spectrale normalisée à travers le faisceau dans le plan (x, λ) .

On peut observer cette perturbation sur des profils d'intensité 2D (x, λ) et (y, λ) , sur la figure Fig. 4.22. À partir de 800 nm, on observe dans le plan (x, λ) et (y, λ) une troncature de presque la moitié des données spectrales de l'impulsion : sur les graphes, on a tracé les zones manquantes en gris. L'absence de ces informations empêche d'en déterminer quantitativement complètement l'impact sur intensité focalisée à ce niveau d'énergie. On ne peut pas non plus s'appuyer sur l'analyse de la décomposition en polynômes de Zernike en fonction de la longueur d'onde. En annexe A.5, on propose tout de même de corriger numériquement les longueurs d'onde défailantes. D'autres campagnes spatio-temporelles

n'ont pas pu être réalisées en fin 2019 et début 2020. En effet à l'a réouverture : le laser a été réservé aux utilisateurs. Pour compléter ces mesures, d'autres campagnes doivent être programmées mais cela se confronte au temps imparti pour l'écriture de ce présent document.

À l'exception d'études préliminaires [31, 58] et des rapports internes concluant à des risques potentiels, ces effets n'ont jamais pu être étudiés en profondeur. Ces premiers résultats expérimentaux obtenus, avec l'appareil hyperspectral, montrent la capacité d'observation de couplages spatio-temporels et cela encourage à poursuivre ces résultats avec de nouvelles confirmations expérimentales.

4.4 Conclusion

Dans cette partie portant sur les mesures des couplages spatio-temporels et l'analyse de leur impact sur l'intensité, nous avons réalisé une étude théorique et expérimentale utilisant un détecteur de front d'onde multi-spectral novateur. Cette technique de mesure nous a permis d'optimiser et caractériser les couplages spatio-temporels de la chaîne laser Apollon. Nous avons démontré que cette méthode de mesure multi-spectrale est très utile pour l'alignement de (grands) compresseurs et la caractérisation d'impulsions compressées en fin de chaîne laser avec un faible nombre de tirs.

Ces travaux ont d'abord été réalisés par l'intermédiaire d'un démonstrateur utilisant des filtres spectraux, financé par le *réseau FEMTO*, et un analyseur de front d'onde du laboratoire. Puis l'appareil de mesure final a été développé en collaboration avec la société *Imagine Optics* avec un soutien du *LabEx PALM*³. L'exploitation des données expérimentales a permis de valider l'appareil sur un compresseur intermédiaire de la chaîne laser Apollon puis il a été utilisé pour régler finement le parallélisme (tilt) des réseaux du compresseur de la ligne 1 PW. Nous avons démontré son utilisation en pleine pupille avec laser lui-même et la précision de mesure est comparable à l'état de l'art, déjà présent sur la laser utilisant les 3 diodes lasers. L'objectif de l'étude était de trouver un moyen de résoudre la réduction de l'ordre 10% d'intensité du faisceau introduit dans le compresseur 10 PW. Nous avons démontré avec cette technique, une capacité de résolution de la dispersion angulaire de 4 nrad/nm correspondant une baisse relative de l'intensité de 1,56 %. Cela correspond à une résolution dix fois supérieure à la dispersion angulaire induite par le *pas* du moteur de rotation des réseaux.

Le développement d'un code de reconstruction 3D du champ électrique a permis de déduire quantitativement l'impact des couplages spatio-temporels sur l'intensité du faisceau de la ligne 1 PW du laser Apollon. De plus, la méthode d'analyse des données qui a été décrite dans ce document permet de mettre en évidence d'éventuels défauts spatio-temporels. Cette méthode propose une approche numérique avec entre autres une décomposition en

3. Financement ANR-10-LABX-0039-PALM

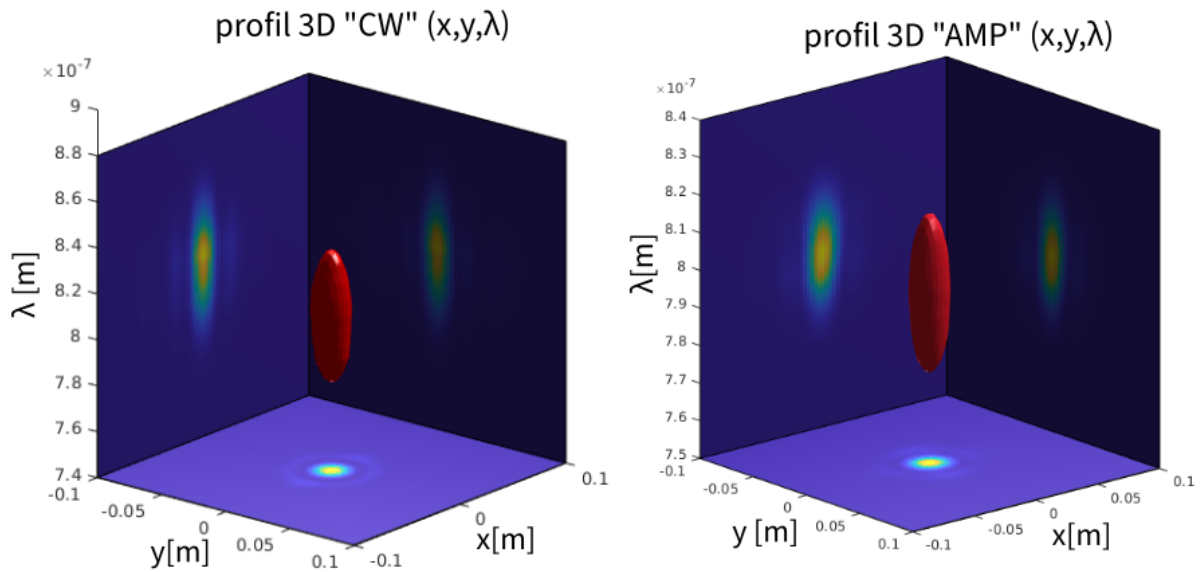


FIGURE 4.23 – Représentation d’une reconstruction 3D (x, y, λ) du profil d’intensité expérimental du champ électrique avec l’oscillateur à travers toute la chaîne laser (“CW”) et en régime amplifié (“AMP”).

polynômes de Zernike en fonction de la longueur d’onde qui permet une observation des défauts de phases plus facile qu’une simple observation d’un profil 3D l’intensité calculée (cf. Fig. 4.23). Ces travaux ont été intégrés à une campagne de validation expérimentale [32] (*commissioning* en anglais) des paramètres du laser. À cet égard, nous avons montré que l’impact spatio-temporel se restreint à quelques pourcent. Ces travaux montrent aussi que l’utilisation d’afocaux à lentilles pour de grand faisceaux est potentiellement problématique sans compensation par miroir déformable. Une amélioration spatio-temporelle de la chaîne laser suggérée par ces travaux consisterait, par exemple, à remplacer les afocaux à lentilles avec des optiques en réflexion pour limiter l’impact de la courbure chromatique.

Troisième partie

Couplages spatio-temporels impactant le contraste

Chapitre 5

Impact de la qualité de surface

Objectifs

L'étude du mécanisme de génération de bruit spatio-temporel due à la rugosité des optiques permet de constituer un outil théorique utile à l'examen du contraste temporel. L'objectif de ce chapitre est de présenter les modèles utilisés décrivant ce processus spatio-temporel.

Sommaire

5.1	Généralités et études antérieures dans ce domaine	128
5.2	Contexte de l'étude	130
5.2.1	Conditions expérimentales	130
5.3	Organisation de l'étude	132
5.4	Impact de la qualité de surface	133
5.4.1	Effets de modulation rapide de la phase spectrale sur l'intensité d'une impulsion	133
5.4.2	Analyse de surface et généralisation de la DSP	133
5.5	Mesure d'une surface par un profilomètre	145
5.6	Utilisation et performance des modèles à base de DSP	150

5.1 Généralités et études antérieures dans ce domaine

Le chapitre d'introduction mentionne que les lasers pétawatts impliquent des énergies d'impulsion de plus en plus élevées et des durées de plus en plus courtes. Dans ce contexte, les installations laser accèdent, par forte focalisation, à de très hautes intensités, comme récemment publié $5 \cdot 10^{22} - 10^{23} \text{W/cm}^2$ [30, 93, 103]. Cependant, le moindre défaut sur le profil d'intensité de l'impulsion est ultra critique lorsqu'on considère des contrastes à 10 voire à 12 ordres de grandeur plus bas que pic principal ($< 10^{23} \text{W/cm}^2$). Comme ce type de défaut d'intensité va dépasser le seuil auquel des plasmas sont générés, alors le rapport de contraste (CR) devient l'un des paramètres cruciaux de l'interaction lumière-matière à ces niveaux de puissance. C'est ce paramètre qui va être étudié dans ce chapitre, compte tenu du souhait d'éviter une interaction indésirable avec la cible. Ainsi, les défauts d'intensité sur le contraste font maintenant partie des enjeux de taille et ils sont susceptibles de nuire aux résultats expérimentaux [104].

Actuellement, les systèmes laser pétawatt utilisent diverses approches pour atteindre des performances de contraste temporel compatible avec les expériences d'interaction lumière-matière. Plusieurs approches ont été mises en œuvre, notamment les techniques de nettoyage d'impulsion à l'aide d'effets non-linéaires [105-110] et/ou l'amplification paramétrique OPCPA [58]. Ces techniques sont employées en général au niveau du pilote (front-end) du laser et réussissent à améliorer le CR de plusieurs ordres de grandeur, y compris au voisinage pic principal d'une impulsion. Cependant malgré ces avancées, toutes les sources laser à haute intensité montrent un artefact temporel responsable d'une dégradation du CR dans la plage de 10 à 100 ps [31, 111-116]; ce phénomène est représenté schématiquement en Fig. 5.1. Il apparaît typiquement au niveau du flanc avant de l'impulsion avec une intensité d'environ $\times 10^{-5} - 10^{-6}$. Son extension temporelle va suivre typiquement une décroissance exponentielle d'un taux de un à deux ordres de grandeur par 10 ps. Et son extension se remarque sur une étendue temporelle de quelques dizaines de ps.

Cette structure particulière du contraste a fait l'objet de recherches théoriques et expérimentales. Notamment, les études de Bromage et al. [74, 78] présentent des modèles

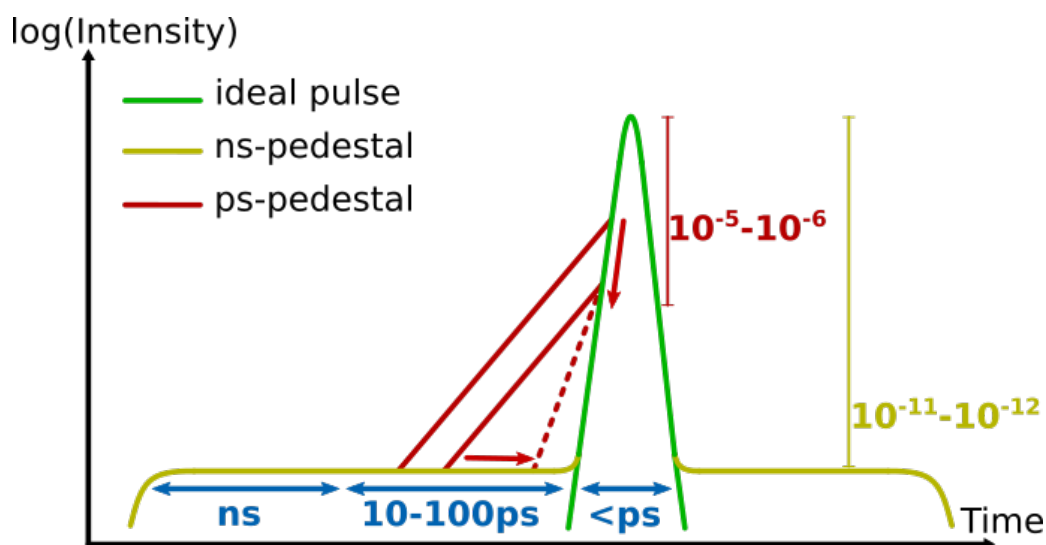


FIGURE 5.1 – Schéma de structures temporelles typiques d'une impulsion laser pétawatt. La courbes rouges montrent les différentes façons d'améliorer le contraste temporel en réduisant le seuil et l'extension temporelle du piédestal picoseconde (centre du sujet de cette partie de cette thèse).

analytiques complets de cet effet et suggèrent des contributions dans le champ proche et le champ lointain, toutes deux liées à la rugosité des optiques des compresseurs et des étireurs utilisés au sein des systèmes CPA. L'étude de Khodakovskiy et al. [77] suggère un mécanisme différent reposant sur le couplage non linéaire de structures temporelles pré- et post-impulsion longues. Kiriya et al. [114] étudient la nature de cette structure dans le cas des systèmes PW, suggérant une contribution des optiques dans le champ lointain des faisceaux spectralement dispersés. Le travail expérimental effectué par [76] propose des mesures spatialement résolues qui confirment la prédiction des contributions spatio-temporelles au champ proche et lointain [74]. Des expériences de preuve de concept [117] ont également exhibé l'impact de la géométrie de l'étireur Öffner sur le CR pour des lasers Nd:verre sub-picoseconde. Une autre démonstration expérimentale du groupe des lasers Gemini [112] présente des résultats révélant l'impact de la qualité de surface des réseaux du compresseur et de l'étireur dans le domaine temporel spécifique du CR. Enfin, des simulations récentes [75] ainsi que certains de nos travaux [58, 79] ont étudié la dégradation du CR par le couplage spatio-temporel. Ils ont indiqué l'importance des optiques des étireurs Öffner et particulièrement de leur miroir convexe.

5.2 Contexte de l'étude

L'étude réalisée pendant ces travaux de thèse, sur l'impact des couplages spatio-temporels sur le contraste des impulsions laser à très haute intensité constitue à notre connaissance la première preuve expérimentale de l'importance de la qualité de surface du miroir convexe de l'étireur de Öffner. Ce travail a été réalisé au sein des installations laser Apollon [31, 58, 79] et Thales. Nous démontrons l'obtention d'une amélioration de deux à trois ordres de grandeur du CR sur les 10 à 100 ps qui précèdent l'impulsion principale. Plus spécifiquement, nous avons exploré tant numériquement qu'expérimentalement les répercussions spatio-temporelles sur le contraste temporel, en s'intéressant à la fois aux défauts de la surface du miroir convexe, et à la dimension du faisceau dans l'étireur (en particulier sur ce miroir).

5.2.1 Conditions expérimentales

Toutes les expériences présentées ici mettent en œuvre une sortie intermédiaire du laser Apollon. Le système comprend un front-end à fort contraste basé sur un OPCPA générant des impulsions de l'ordre de 10 ps [58] ainsi que le premier amplificateur Ti :Saphir du laser Apollon (Fig. 5.2). Les impulsions sont ensuite envoyées dans un compresseur (local) à réseaux (1480 t/mm) fournissant environ 1 mJ sur 20 fs, ce qui est proche de la limite de la transformée de Fourier (17 fs). L'amplificateur, opérant à 10 Hz, permet une étude du CR temporel à un niveau d'énergie convenable permettant une bonne dynamique au niveau du cross-corrélateur du troisième ordre (cf. Annexe A.1) utilisé pour mesurer le contraste. De plus, comme le premier étage d'amplification de la chaîne laser Apollon comporte le plus fort gain petit signal des amplificateurs Ti :Sa ($\sim \times 3000$) alors il est représentatif d'une dégradation potentielle de l'émission spontanée d'amplification (ASE).

L'étireur Öffner d'Apollon (partie basse de la Fig. 5.2) emploie une configuration à deux réseaux [63, 65]. Le premier réseau est placé précisément au centre de la courbure des miroirs concave et convexe pour réduire les aberrations spatio-temporelles. Le deuxième est placé à la moitié du rayon de courbure sous le miroir convexe. La précision de l'alignement est

garantie par la combinaison de techniques classiques dont un système spécifique de diodes laser tricolores [65]. Un miroir dièdre permet un passage supplémentaire dans l'étireur.

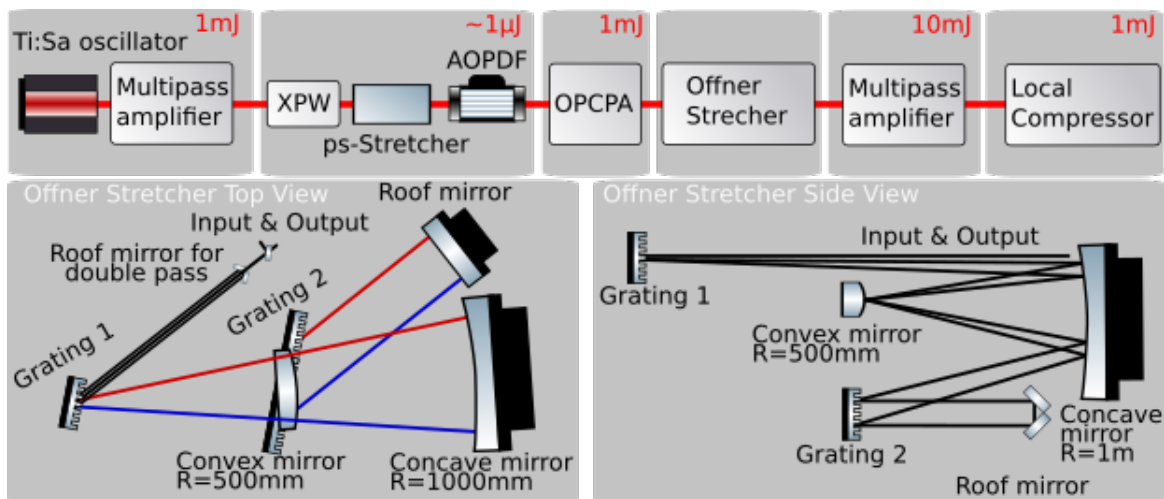


FIGURE 5.2 – Schéma bloc représentant une structure typique d'un laser pétawatt CPA.

Comme indiqué par [74, 78], au sein de systèmes comme les compresseurs et étireurs, nous pouvons nous attendre à une dégradation du CR due à des diffusions lorsque le faisceau est étalé spectralement sur les optiques. On compte deux types de contributions. La première est une contribution purement axiale (dans l'axe de propagation du faisceau) générée par des optiques localisées dans le plan de Fourier : dans notre cas, il s'agit uniquement du miroir convexe de l'étireur Öffner. Le second est une contribution non axiale générée par des optiques positionnées en champ proche ou dans le champ intermédiaire, comme les réseaux, le miroir concave, les miroirs du dièdre. Concernant les contributions non-axiales, l'étude préliminaire réalisée pendant mon stage de Master 2 ne m'a pas permis de clairement les observer expérimentalement. Nous les considérerons donc négligeables par rapport aux contributions axiales. La présente étude s'intéresse plus particulièrement à ces dernières, celles-ci étant responsables de la dégradation principale du contraste temporel observée sur la cible après focalisation [74].

5.3 Organisation de l'étude

Après de premiers indices sur la criticité du miroir convexe de l'étireur, la mission de ces travaux de thèse s'articule en deux phases :

- une phase de recherche au laboratoire pour déterminer et valider *expérimentalement* l'origine de la contribution la plus significative dans le piédestal
- et une phase de R&D au sein de l'entreprise Thales pour valider les résultats dans un contexte d'une source intense différente et y intégrer des modifications pour l'améliorer à travers un transfert technologique

L'approche proposée dans ces travaux est expérimentale et est organisée en trois étapes. Dans la première étape, nous considérons l'impact de la qualité de surface du miroir convexe afin de montrer, comme il est détaillé par BROMAGE et al. dans [74], que les hautes fréquences spectrales de la fonction de densité spectrale de puissance (DSP) du miroir influent sur le CR (le CR est proportionnel au carré de la valeur RMS de la rugosité du miroir σ^2) et qu'une meilleure qualité de surface de ce miroir peut provoquer une amélioration du CR picoseconde à l'instar de ce qui représenté sur la Fig. 5.1.

Dans la deuxième étape, nous étudions la modification des conditions de couplage spatio-temporel en ajustant la taille du faisceau sur le miroir convexe. En effet, la dégradation du contraste est fortement altérée par la taille du faisceau en entrée de l'étireur et par conséquent sur le miroir convexe situé dans le plan de Fourier du miroir concave. Ainsi, la taille du faisceau correspondant à chaque composante spectrale sur la plan de Fourier de l'impulsion peut lisser les défauts de surface du miroir. Cela correspond à un "lissage" des termes de moyenne et haute fréquence pouvant réduire l'impact spatio-temporel sur le CR ps.

Dans un troisième temps, nous utiliserons sur le modèle expérimental des diffusions dans l'axe pour l'allier avec les contributions hors-axe. Dans la troisième étape, nous ajouterons les contributions hors plan de Fourier au modèle expérimental développé en deuxième étape. Nous montrerons numériquement que ces contributions ne peuvent que se limiter à un impact sur le contraste qu'aux quelques premières picosecondes avant le pic principal.

5.4 Impact de la qualité de surface

5.4.1 Effets de modulation rapide de la phase spectrale sur l'intensité d'une impulsion

Techniquement, pour quantifier l'empreinte des défauts du miroir sur le contraste temporelle des impulsions, nous avons mesuré la rugosité du miroir convexe de l'étireur avec un profilomètre de surfaces optiques. Et nous avons pu calculer sa DSP. Cela nous a permis d'obtenir une valeur expérimentale et non d'une densité théorique, comme c'est le cas dans les articles théoriques et donc de mieux comprendre par la suite nos mesures sur le laser Apollon. Un profilomètre mesure la rugosité d'une surface. Dans notre cas, nous pouvons la définir comme les variations périodiques ou aléatoires par rapport à une surface convexe idéale, avec une précision de l'ordre du nanomètre. La figure Fig. 5.3 illustre cela.

Le revers de la médaille de cette précision nanométrique concerne l'étendue de la mesure du profilomètre qui mesure sur une plage de quelques centaines de micromètres. Or, idéalement, nous voudrions avoir accès aux défauts de tout le miroir (de taille centimétrique). Pour étendre nos mesures, la démarche que nous avons adoptée est schématisée en figure Fig. 5.4. Elle consiste à (1) extraire une DSP à partir des données expérimentales, c'est-à-dire une signature locale mais représentative des défauts, à (2) synthétiser numériquement une surface de la même taille que le miroir ayant cette même DSP. La surface ainsi générée peut être ainsi injectée dans le programme pour calculer les variations de phase spectrale pour chaque composante spectrale (couplage spatio-spectral), cette phase spectrale stochastique étant alors numériquement ajoutée à une impulsion laser idéale, permettant (3) de calculer la dégradation du contraste sur l'impulsion.

5.4.2 Analyse de surface et généralisation de la DSP

La métrologie des surfaces (en particulier de la rugosité) nécessite de prendre un peu de recul, et de comprendre ce qu'est (en général) une mesure de rugosité de surface. Ce domaine de métrologie est vaste et il comporte son vocabulaire spécifique. Il peut être

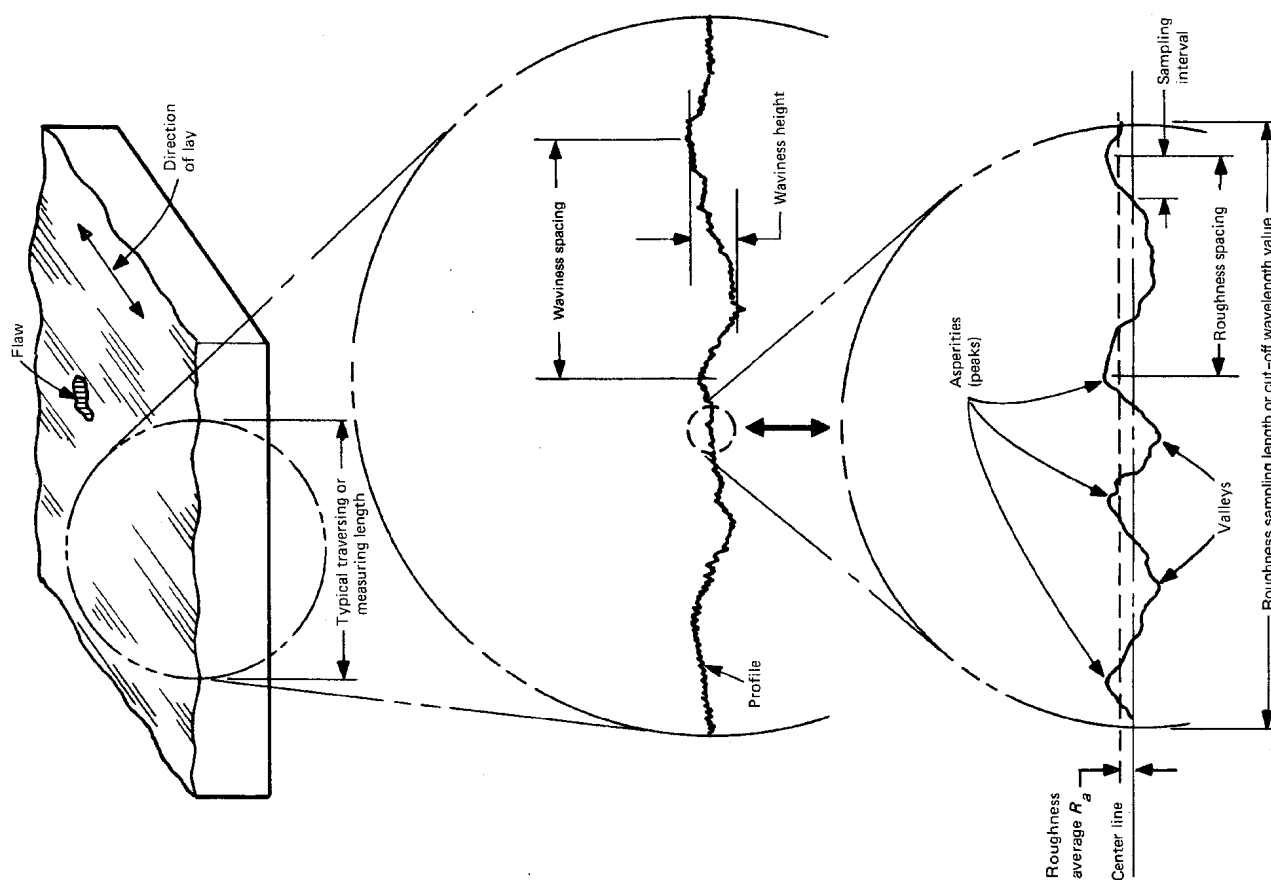


FIGURE 5.3 – Schéma type de la texture d'une surface présentant une rugosité de l'ordre du nanomètre (Chap.2 de [118])

important de définir quelques aspects pour bien appréhender les modèles utilisés dans ce présent document.

Tout d'abord, le processus de spécification des optiques de toute qualité est standardisé par les normes ISO-25178, ISO-10110. Le chapitre 8 de cette norme ISO-10110 est spécifiquement étudié pour définir et encadrer la spécification de la rugosité et la micro-rugosité d'optiques. Il est important de s'y référer pour qualifier nos optiques selon cette norme, notamment avec les fournisseurs. Ces documents précisent que les avancées des techniques de métrologie pour la mesure de rugosité ont mis en lumière la nécessité de faire évoluer les spécifications pour refléter au mieux la surface *réelle*. La norme montre que l'expression de la rugosité utilisant un simple écart-type ne suffit pas pour caractériser correctement la qualité de surface. En d'autres termes, la qualité d'un miroir de haute qualité ne peut être ré-

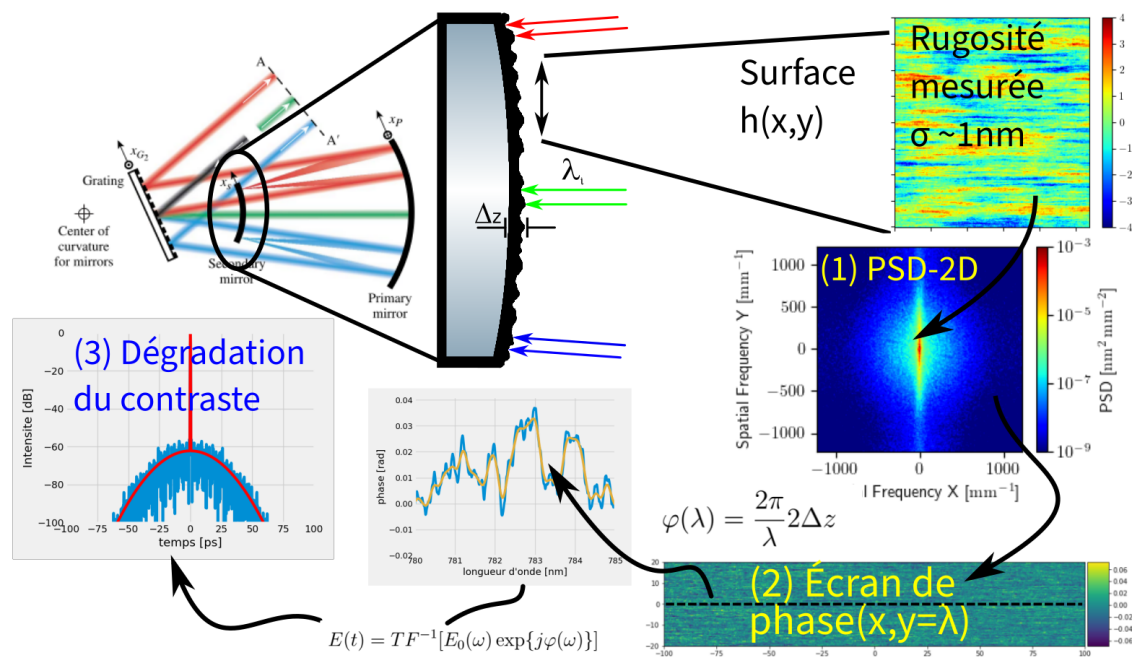


FIGURE 5.4 – Extraction d’un profil $h(x,y)$ depuis une mesure de rugosité du miroir convexe. Les flèches représentent le processus de calcul réalisé dans le modèle partant de ces données expérimentales, afin de déterminer la dégradation du contraste associée aux défauts spatiaux.

duite à une exigence basée sur un seul paramètre. En effet, il est possible d’observer (cf. figure Fig. 5.5) une même valeur d’écart-type pour deux signaux ayant un comportement spatial complètement différent et qui auront des effets différents sur le faisceau. La répartition ou bien l’arrangement des fréquences spatiales de ces signaux a clairement une influence sur la qualité de l’optique en fonction de ce que l’on souhaite. C’est pourquoi, depuis quelques décennies, de nouvelles stratégies ont été adoptées et de nouveaux paramètres pouvant compléter les modèles de caractérisation ont motivé des travaux de recherche améliorant le contrôle des procédés de fabrication, de spécification et de lien entre la topologie et la performance.

Ainsi, des méthodes plus précises ont, peu à peu, fait leur apparition en proposant de nouvelles approches de spécification des données mesurées comme l’analyse de corrélation [119-125] ou l’analyse par approche fractale [126, 127]. Il est important de remarquer que tous ces travaux sont en fait reliés à la résolution d’équations différentielles sur des effets stochastiques liés à la topologie d’objets géométriques déformés. Il est souvent fait

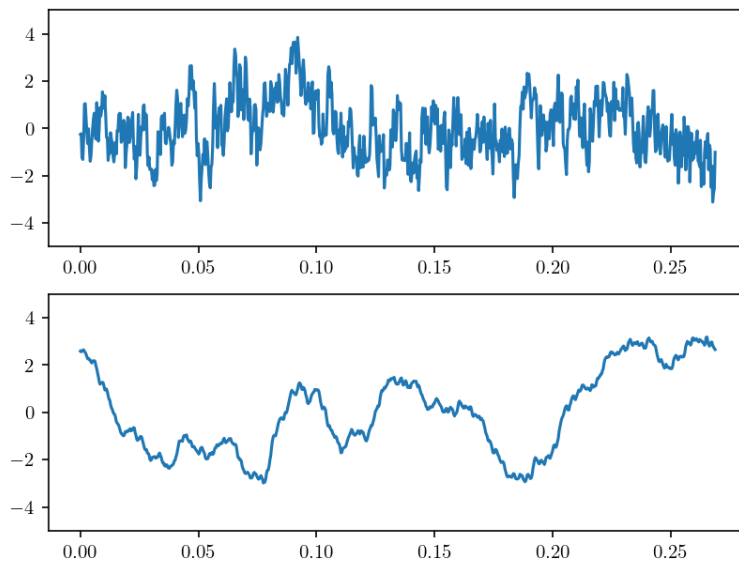


FIGURE 5.5 – Figure montrant deux signaux avec la même écart-type mais possédant pourtant des caractéristiques spatiales différentes

référence à une topologie donnée par la *dimension de Hausdorf-Besicovitch* D_H . Sa valeur est définie par les travaux de Hausdorf [128] et plus récemment par Mandelbrot [129]. Nous pouvons noter que dans la littérature théorique sur la rugosité (lorsqu'ils le précisent), les travaux sont généralement associés à une dimension D_H variant entre 2 et 3.

La fabrication d'optique de haute voire de très haute qualité nécessite néanmoins des techniques telles que le tournage au diamant (paraboles, surfaces sphériques,...), le traitement magnéto-rhéologique [130] et le polissage piloté par ordinateur. Ces techniques génèrent des défauts stochastiques mais aussi – à cause de leur fonctionnement déterministe – des défauts de surface plus ou moins périodiques et ce, à différentes échelles spatiales. Suivant la topologie des défauts créés par la fabrication ou le polissage, les défauts peuvent conduire à une diffusion de l'optique plus ou moins homogène, et donc à une dégradation des performances optiques différentes, comme le souligne Aikens et al.[131, 132].

Il existe principalement trois méthodes dans la littérature qui ont été largement adoptées pour représenter le contenu spatial des défauts de surface : la fonction de densité spectrale de puissance (DSP) ou la fonction d'auto-corrélation (souvent notée ACF ou sim-

plement $C(\tau)$ lorsque normalisée par rapport à la variance du signal). Il faut préciser que les travaux de la présente étude n'ont pas pour objectif de comparer les trois approches mais plutôt de discuter des avantages spécifiques de chacune pour le modèle développé ici. Les détails des calculs varient, mais chacun fournit essentiellement un moyen d'analyser les données de surface d'une optique et de quantifier les défauts $h(x)$ (hauteur) en fonction de leur positions x_n souvent notés $h(x - x_n)$ en 1D ou $h(x, y)$ en 2D. Les trois méthodes peuvent être appliquées aux données de ligne 1D ou aux données de surface 2D pour estimer les informations spatiale 1D ou 2D.

La fonction de densité spectrale de puissance (DSP) est basée sur la transformée de Fourier. Elle décrit la puissance des écarts par rapport à une forme nominale (parfaitement plane par exemple) d'une surface en fonction de la fréquence spatiale. Actuellement, la DSP est la méthode la plus couramment utilisée pour caractériser une optique haut de gamme. Une des références de ce travail repose sur les travaux du Lawrence Livermore National Laboratory au National Ignition Facility [131] sur l'analyse des fréquences spatiales et les spécifications d'optiques; un laboratoire pour lequel de grandes optiques ont été fabriquées et analysées. La problématique décrite dans ce travail précise qu'il n'est pas simple de représenter la DSP voulue et de la comparer avec une simple mesure de la DSP de la surface d'un miroir donné. Il est alors important de définir et de s'accorder avec les fabricants pour définir un même gabarit soit directement sur la DSP soit sur des critères normatifs par plage de fréquences (processus de calcul et de critères de sélections). Il sera possible ensuite d'accepter ou de rejeter une optique dans l'étape de polissage par exemple.

La représentation 1D de la DSP est tracée en général en échelle logarithme avec des unités de longueur au cube, en fonction de la fréquence spatiale en unités de fréquence spatiale. Dans le cas de surfaces d'optiques de haute qualité, on utilise les unités 1D suivante : nm^3 ou de $\text{nm}^2/\text{mm}^{-1}$ ou parfois $\text{nm}^2/\mu\text{m}^{-1}$.

Et quand le profil de surface mesuré est unidimensionnel sur une longueur L , la DSP est

calculé à l'aide du profil unidirectionnel $h(x)$:

$$\text{DSP}_{1D}(k_x) = 1/(2L) \left| 1/(2\pi) \int_{-L}^L h(x) e^{jk_x x} dx \right|^2 \quad (5.1)$$

où k_x sont les fréquences spatiales. Si le profil de surface $h(x)$ comporte des défauts aux positions x_n alors le DSP de $h(x) = \sum_n^N h(x - x_n)$ s'exprime :

$$\text{DSP}_{1D}(k_x) = S(k_x) \times F(k_x) = 1/(2L) \left| \sum_n^N e^{jk_x x_n} dx \right|^2 \times \left| 1/(2\pi) \int_{-L}^L h(x, y) e^{jk_x x} dx \right|^2 \quad (5.2)$$

où $S(k_x)$ correspond au facteur de structure qui a beaucoup servi historiquement dans les calculs liés au turbulences atmosphérique. Mais dans notre cas, les fonctions de structures sont parfois réduites ou fortement moyennées, car le faisceau laser a une dimension spatiale et il ne voit pas qu'un seul défaut mais plusieurs à la fois, donc $\langle S \rangle = N$. Ainsi, le facteur de forme $F(k_x)$ représentera correctement la DSP. On peut noter qu'une transformation d'Abel de cette DSP-1D permet de calculer la DSP-2D (selon les conditions du théorème de Wiener-Khintchine). Ainsi, on écrit :

$$\text{DSP}_{1D}(k_x) = \frac{N}{4\pi L} N/(2L) \times \left| \int_{-L}^L h(x, y_0) e^{jk_x x} dx \right|^2 \quad (5.3)$$

où $N/2L$ correspond au nombre de défauts d'une même topologie sur la longueur L .

La représentation de fréquence spatiale 1D est *de facto* moyennée sur une orientation. Cela impose une perte d'informations sur une possible anisotropie, tandis que les calculs 2D conservent les informations anisotropes. Alors – quand cela est possible – il est préférable de calculer la DSP en 2D. Pour une surface A donnée, elle s'exprime comme suit :

$$\text{DSP}_{2D}(k_x, k_y) = 1/A \left| 1/(2\pi) \int \int h(x, y) e^{j(k_x x + k_y y)} dx dy \right|^2 \quad (5.4)$$

On écrit les unités 2D : nm^4 ou de $\text{nm}^2/\text{mm}^{-2}$ ou parfois $\text{nm}^2/\mu\text{m}^{-2}$. On peut néanmoins déterminer la DSP-2D en 1D en faisant une moyenne azimutale permettant une comparaison

avec d'autres DSP-1D mais il y a perte d'informations anisotropiques :

$$\text{DSP}_{2D}(k_r) = 1/(\pi R^2) \left| \iint_0^R h(x, y) J_0(rx, ry) xy dx dy \right|^2 \quad (5.5)$$

Le calcul de la DSP par ordinateur se fait par transformée de Fourier discrète (TFD ou DFT en anglais) d'un profil 1D ou 2D comme s'il faisait partie d'une fonction s'étendant à l'infini. On préférera pour des optiques rectangulaires un fenêtrage de par la fonction de hamming : $h(x, y)$, [133]. en effet, le choix de la fonction de fenêtrage influence légèrement les résultats, et il n'y a pas de norme convenue pour la choisir (Hamming, Hanning, Welch, etc.).

Comme mentionné plus haut, la caractérisation de la rugosité a historiquement commencé par l'utilisation de fonctions d'auto-corrélation (ACF en anglais pour *AutoCorrelation Function*) pour décrire le contenu spatial d'une surface. Ce type de caractérisation a été très longtemps populaire pour représenter les variations et défauts spatiaux avant que l'on soit équipé d'ordinateurs pouvant réaliser des transformées de Fourier suffisamment *rapidement* (FFT pour *Fast Fourier Transform*) pour calculer les DSP.

Techniquement, la fonction d'auto-corrélation (ACF) quantifie le degré de corrélation entre deux ensembles de nombres, de signaux, ou de points. Dans notre cas, l'ACF d'un profil de hauteur présentant une rugosité compare le profil $h(x)$ avec lui-même $\forall x \in L$. L'auto-corrélation du signal $h(x)$, avec sa copie décalée d'une distance τ , s'exprime :

$$\text{ACF}(\tau) = \lim_{L \rightarrow \infty} 1/L \int_0^L h(x)h(x + \tau)dx = \langle h(x)h(x + \tau) \rangle \quad (5.6)$$

où $\text{ACF}(\tau = 0) = R_q^2 = \sigma^2 + m^2$ dont R_q^2 correspond à la rugosité quadratique moyenne, σ^2 la variance de $h(x)$ sur L et m la moyenne sur L (R_a), et $\text{ACF}(\tau = \infty) = m^2$. En 2D, on aurait S_q la moyenne quadratique de la hauteur d'une surface $h(x, y)$ de taille $A = \Delta x \Delta y$.

Pour éviter des confusions, il faut tenir compte que le plus souvent, la représentation

de l'auto-corrélation est normalisée par rapport à la variance σ^2 :

$$C(\tau) = \lim_{L \rightarrow \infty} 1/(L\sigma^2) \int_0^L [h(x) - m][h(x + \tau) - m]dx \quad (5.7)$$

ou aussi :

$$C(\tau) = [ACF(\tau) - m^2]\sigma^{-2} = \langle [h(x) - m][h(x + \tau) - m] \rangle \quad (5.8)$$

Pour illustrer l'auto-corrélation, on peut observer sur la figure Fig. 5.6 la génération d'un signal bruité (courbes bleues) dont l'auto-corrélation (courbe bleue) suit une loi exponentielle (courbe rouge) avec une longueur de corrélation de $l_c = 0.5$ (ici en unités arbitraires) : $C(\tau) = \exp\{-\tau/l_c\}$. Elle sera d'autant plus proche de la courbe rouge lorsqu'on intégrera cette auto-correlation du bruit sur des distances longues. L'auto-corrélation permet de décrire la nature du bruit et la longueur de corrélation est un paramètre la représentant. La longueur de corrélation est considérée comme une mesure du caractère aléatoire du signal mesuré. C'est sur cette longueur que la fonction d'auto-corrélation décroît à une fraction de sa valeur à l'origine – la variance du signal étudié. Selon le modèle étudié, la longueur de corrélation peut être définie différemment. Ici on prendra $C(\tau = l_c) = 1/e$ mais peut prendre des valeurs typiques comme $C(\tau) = 0.1$, $C(\tau) = 1/e^2$, etc. Autrement dit, la longueur de corrélation est la distance à partir de laquelle deux points sont considérés comme indépendants. Le degré du caractère aléatoire augmente avec une augmentation de τ et donc deux points espacés de τ sont moins corrélés.

L'avantage de l'ACF repose sur le fait que son calcul ne nécessite pas de fenêtrage qu'il n'est pas contraint par la géométrie de la mesure comme peut l'être la DSP. Cependant il faut remarquer que comme le calcul de l'auto-corrélation se base sur le produit de deux amplitudes, alors le calcul comporte une forte dépendance à la valeur moyenne m de la distribution. Ainsi, l'interprétation n'est pas toujours intuitive pour un profil donné dont la moyenne est dépendante de l'emplacement (les surfaces courbes notamment).

Il est important de préciser que le théorème de Wiener-Khintchine permet de relier la fonction d'auto-corrélation et la DSP. C'est très utile pour pouvoir passer de l'un à l'autre si

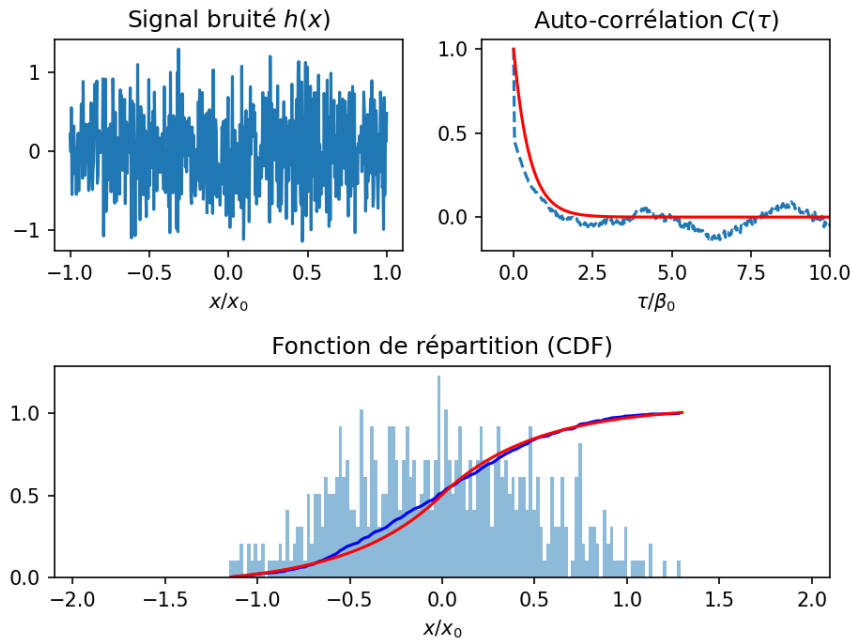


FIGURE 5.6 – Représentation de la génération d’un signal bruité dont l’auto-corrélation suit une loi exponentielle avec une longueur de corrélation de $l_c = 0.5$ (unités arbitraires). On peut comparer le modèle (courbes rouges) avec le signal mesuré sur l’auto-corrélation et la fonction de répartition calculée.

nécessaire. Ils sont reliés par les deux opérateurs suivants :

$$\text{DSP}_{1D}(k_x) = (\pi)^{-1} \int_0^{\infty} \cos(k_x \tau) C(\tau) d\tau \quad (5.9)$$

$$\text{DSP}_{2D}(k_r) = (2\pi)^{-1} \int_0^{\infty} J_0(r\tau) C(\tau) \tau d\tau \quad (5.10)$$

Ces deux opérateurs sont respectivement la transformée du cosinus de $C(\tau)$ et la transformée de Hankel de $C(\tau)$ où – à la différence de la transformée de Fourier dont le noyau est la fonction exponentielle – le noyau est le cosinus. Et pour Hankel le noyau est J_0 la fonction de Bessel de première espèce à l’ordre zéro. Ces transformations donnent accès, à partir d’une seule mesure, aux différentes fonctions de caractérisation topologique et permettent d’en déduire le comportement (aléatoire, isotrope, homogène, etc.) et les paramètres du signal mesuré. On peut voir sur la figure Fig. 5.7 les transformations possibles pour calculer

les fonctions caractéristiques d'un signal à partir d'une autre fonction caractéristique. Par exemple, la $DSP_{2D}(k_r)$ en deux dimensions correspond à la transformée de Hankel de la fonction d'auto-corrélation.

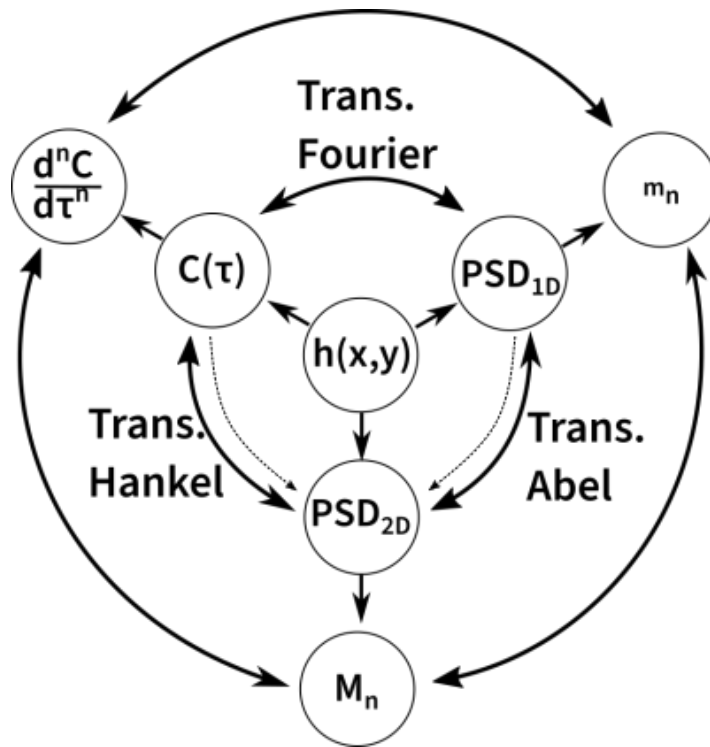


FIGURE 5.7 – Tableau récapitulatif des transformations entre fonctions caractéristiques d'une surface $h(x,y)$

Dans la littérature portant sur la métrologie de la rugosité, il est souvent question de déterminer une expression analytique pour la DSP qui soit à la fois suffisamment simple dans sa manipulation mathématique et fondée sur des processus stochastiques physique qui correspondent aux preuves expérimentales de ces processus [134-137]. Pour illustrer cela, prenons le modèle dont l'expression *canonique* revient très souvent dans cette littérature, la fonction de exponentielle étendue [138, 139] :

$$ACF(\tau) = \sigma^2 \exp^{-(\tau/l_c)^{2\alpha}} \quad (5.11)$$

où α l'exposant de rugosité. On retrouve une distribution exponentielle ou Gaussienne pour α égal à 0.5 ou 1 respectivement.

En appliquant l'opérateur intégral à la dimension nD , on peut calculer le DSP_{nD} : Pour $\alpha = 0.5$, une fonction purement exponentielle :

$$DSP_{nD}(f_n) = \frac{\sigma^2 l_c^n}{2A_n [1 + (l_c f_n)^2]^{(n+1)/2}} \quad (5.12)$$

avec f_n les fréquences en n dimensions (1 ou 2), et $A_1 = 1$ et $A_2 = \pi$.

Pour $\alpha = 1$, une fonction gaussienne, on a alors :

$$DSP_{nD}(f_n) = \pi^{n/2} \sigma^2 l_c^n \exp^{-(\pi f_n l_c)^2} \quad (5.13)$$

En conclusion, nous avons réalisé une analyse en deux temps. Premièrement, nous avons utilisé un modèle à base de données expérimentales utilisant directement la DSP mesurée [79]. Cette mesure étant limitée à une petite zone du miroir, il a fallu dans un second temps, extrapoler cette DSP pour l'intégrer dans les modèles nécessitant la totalité de la surface su miroir. Pour cela, nous avons caractérisé la rugosité de surface à travers différentes modélisation 1D ou 2D pour extraire les paramètres clés, et finalement générer une surface synthétique plus grande que nos mesures [140].

Le modèle utilisé dans ce travail de thèse peut utiliser deux fonctions : la première, la plus simple, est la fonction d'auto-corrélation exponentielle ($\alpha = 0.5$) et la seconde est une généralisation de cette fonction : fonction K-corrélation [141] similaire à la t-distribution. Cette fonction est parfois aussi appelée fonction ABC ou ABg dans les logiciels professionnels d'optique comme par exemple Zemax(c).

Cette fonction K-corrélation s'exprime en fonction de paramètres ajustés sur une courbe expérimentale (à l'aide des paramètres A, B et C) :

$$DSP_{K-corr}(k_r) = K \frac{AB}{[1 + (Bk_r)^2]^{S/2}} \quad (5.14)$$

avec $S = C + 1$ la pente à hautes fréquences et pour K est égal à :

$$K = \frac{1}{2\pi^{1/2}} \frac{\Gamma(S/2)}{\Gamma((S-1)/2)} \quad (5.15)$$

où Γ est la fonction gamma : $\Gamma(z) = \int_0^\infty t^{z-1} \exp\{-t\} dt$

L'expression analytique de l'auto-corrélation est d'une forme complexe dérivant d'une fonction de Bessel :

$$ACF_{K-corr}(k_r) = \sqrt{2\pi} \frac{A}{B} \frac{2^{(S-1)/2}}{\Gamma((S-1)/2)} \left(\frac{2\pi k_r}{B}\right)^{(S-1)/2} \mathcal{K}_{(S-1)/2}\left(\frac{2\pi k_r}{B}\right) \quad (5.16)$$

où $\mathcal{K}_{(S-1)/2}$ est la fonction de Bessel modifiée de seconde espèce.

Dans le formalisme de Harvey-Shack [123], la fonction DSP_{K-corr} peut se normaliser par rapport à sa valeur RMS σ (évaluée en 2D sur une plage spectrale $f_{min} < k_r < f_{max}$ en considérant un rugosité isotrope) :

$$\sigma^2 = \int_{f_{min}}^{f_{max}} DSP_{2D}(k_r) k_r dk_r = 2\pi \frac{KAB}{(S-2)B^2} \quad (5.17)$$

Il faut préciser que les travaux de Dittman [122] et Harvey-Shack montrent que la fonction K-correlation ne satisfait pas la conservation d'énergie si la rugosité est anisotrope car la valeur de σ de la DSP est dépendante de la plage fréquentielle considérée en 2D. Ainsi, ils proposent chacun dans leur formalisme un terme correctif dépendant de la plage fréquentielle évaluée de $f_{min} = 0$ à $f_{max} = 1/\lambda$:

$$DSP_{K-corr}(k_r, \lambda) = \frac{\sigma^2(\lambda)(S-2)}{1 - [1 + (B/\lambda)^2]^{1-(S/2)}} \frac{B^2}{2\pi[1 + (Bk_r)^2]^{S/2}} \quad (5.18)$$

Mais, si on néglige cette variation d'écart-type au très hautes fréquences, alors le DSP peut s'écrire plus simplement si $\lambda \gg B$:

$$DSP_{K-corr}(k_r) = \frac{\sigma^2(S-2)B^2}{2\pi[1 + (Bk_r)^2]^{S/2}} \quad (5.19)$$

Dans cette équation, le paramètre B est relié à la longueur de corrélation l_c et est égale à $2\pi l_c$ pour $S = 3$ (qui correspond à un DSP lorentzien et donc la fonction d'auto-corrélation exponentielle vue plus haut). Pour d'autres valeurs de S , on peut trouver dans les travaux de Stover et al. [142] une expression qui utilise les moments centraux m_n en 1D et moments radiaux M_n en 2D pour déterminer B :

$$B = 2\pi \left(\frac{m_0}{m_2} \right)^{1/2} = 2\pi \left(\frac{M_0}{2M_2} \right)^{1/2} \quad (5.20)$$

avec

$$m_n = (-1)^n \left(\frac{\partial^n}{\partial t^n} C(\tau) \right)_{\tau=0} \quad (5.21)$$

et

$$M_n = 2\pi \int k_r^{n+1} \text{DSP}_{2D}(k_r) dk_r \quad (5.22)$$

Nous allons maintenant pouvoir utiliser ces outils pour généraliser les mesures locales de DSP.

5.5 Mesure d'une surface par un profilomètre

Avec les outils mathématiques mentionnés ci-dessus, il est maintenant possible de décrire une mesure de rugosité en fonction des fréquences spatiales (via le calcul de la DSP). On rappelle que l'objectif est d'extraire cette signature spatiale afin d'avoir le "*patron*" pour synthétiser une surface aussi grande que le miroir entier. La figure Fig. 5.8 montre deux mesures de rugosité du miroir convexe de l'étireur d'Apollon (1ère génération). Cette campagne de mesures est réalisée au service de métrologie du synchrotron *SOLEIL* avec Muriel Tomasset, responsable du service. C'est un miroir de haute qualité avec une rugosité typique de 1nm. Cette mesure a été réalisée avec un profilomètre OptoSURF (de la société Eotech) dont le fonctionnement est schématisé Fig. 5.9. Cette technique de mesure permet d'observer la rugosité et la micro-rugosité d'une surface sur une centaine de micromètres car le champ observé n'est que de $400 \times 300 \mu\text{m}^2$. Il existe plusieurs façon de mesurer la rugosité, mais

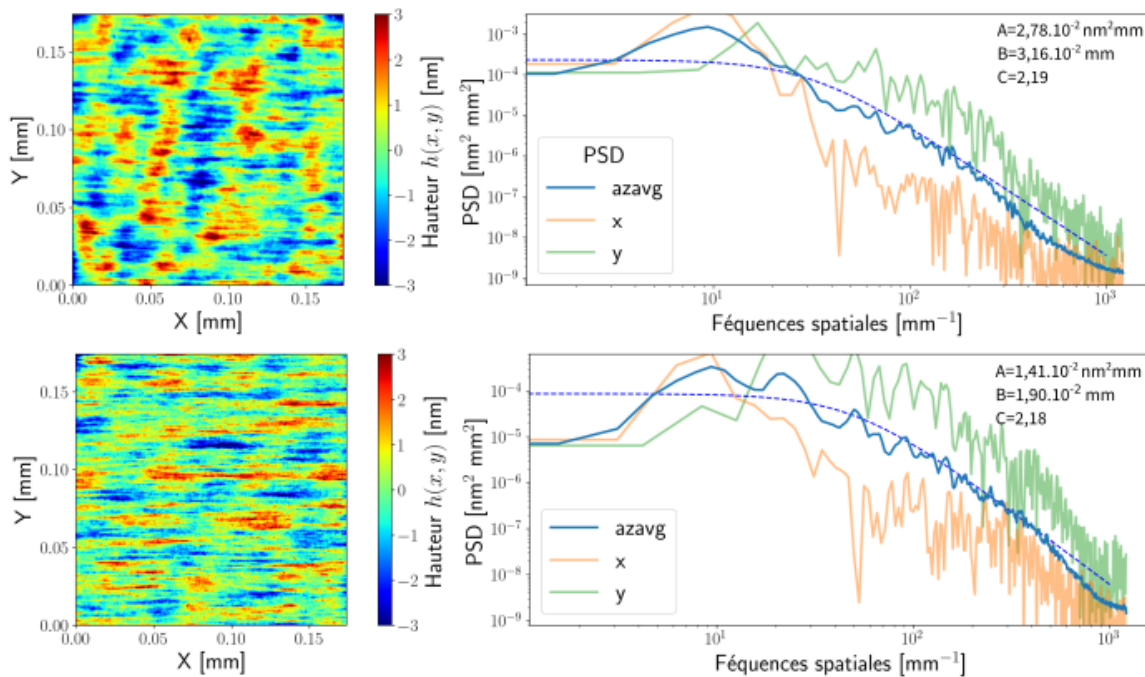


FIGURE 5.8 – Profils 2D de rugosité mesurés par un profilomètre (colonne gauche) et DSP associées (colonne droite) évalués selon l'axe tangentiel (x), l'axe sagittal (y) et azimuthal (azavg), pour deux mesures différentes sur le premier miroir utilisé dans l'étireur d'Apollo. La courbe pointillée représente l'exemple typique d'ajustement à l'aide du modèle ABC décrit juste au-dessus.

celle-ci repose sur la micro-interférométrie à décalage de phase. C'est un appareil basé sur un interféromètre de Michelson comparant la surface à mesurer avec une surface de référence calibrée. Ensuite un code ou un logiciel adapté en déduit les données topologiques du miroir.

Si, comme dans notre cas, le miroir à mesurer est de dimension centimétrique voire plus grand (cf. Fig. 5.9), il n'est pas possible de mesurer en une seule fois l'ensemble de la surface avec cette précision : il y a un compromis entre la résolution des défauts observés (hautes fréquences spatiale) et le champ d'observation. Alors, en général, l'opérateur du profilomètre réalise une dizaine de mesures locales et il en déduit les données représentatives des défauts de surface. La difficulté de la méthode dans notre cas est liée à la courbure importante du miroir convexe ($R = 500\text{mm}$) impactant même sur des faibles distances. Les profilomètres à notre disposition sont usuellement utilisés pour la rugosité de miroir plan n'ayant pas ou peu de courbure. Pour obtenir des mesures correctes avec des

miroirs courbés, on a dû utiliser des objectifs à fort grandissement (par ex. $\times 20$, $\times 50$).

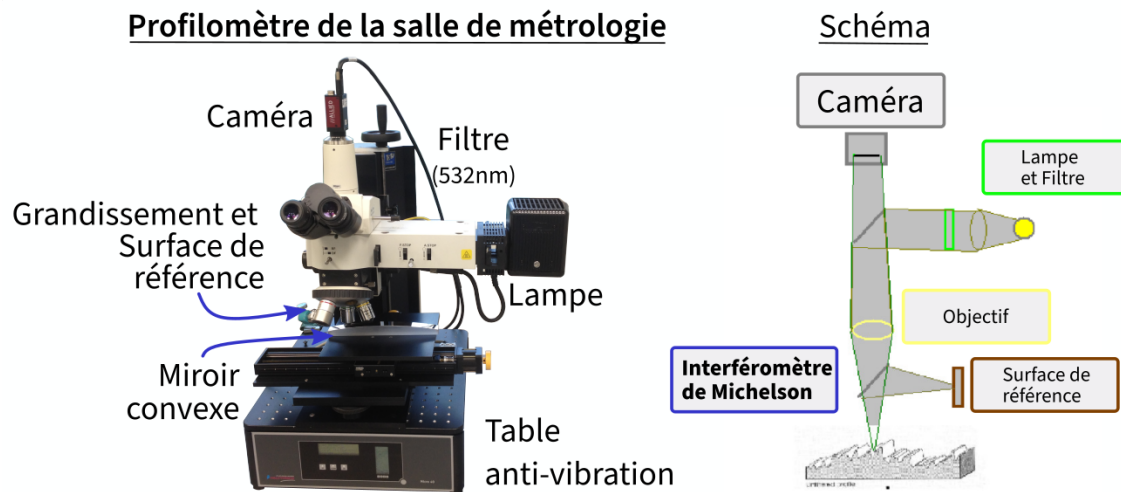


FIGURE 5.9 – (gauche) Photo du profilomètre OptoSURF (Eotech) utilisé pour la mesure de rugosité du miroir convexe d'Apollon (droite) Schéma de fonctionnement de ce profilomètre

À partir des données de surface, on souhaite en déduire une représentation fréquentielle et en particulier aboutir à une DSP. Comme discuté dans la section précédente, tous les calculs doivent être basés sur une DSP_{2D} plutôt que 1D; au risque de conclure des informations incomplètes. Comme les données de DSP-2D sont rarement une sortie des logiciels de profilométrie, alors Dittman et al. [143] et [144] ont déterminé une liste d'étapes pour calculer le DSP-2D que nous avons adapter à nos besoins :

1. utiliser un fenêtrage adapté à la surface
2. supprimer le piston, tilt, et courbure s'il en reste dans les données du miroir (important dans notre cas avec un miroir avec un miroir convexe)
3. calculer la DSP-2D
4. réaliser un moyennage azimutal pour réduire le bruit de mesure
5. corriger les données DSP par rapport à la fréquence de coupure
6. si possible, combiner les données avec d'autres ayant un grandissement inférieur
7. calculer les paramètres de rugosité sur chaque bande fréquentielle d'intérêt

8. (optionnel) ajuster (*fit*) la DSP-2D avec un modèle adapté et corriger le bruit de mesure

Sur la droite de la figure Fig. 5.8, nous représentons trois calculs de DSP en fonction des fréquences spatiales. Ce sont des calculs bruts réalisés en fin de l'étape 3. On représente les DSPs moyennées en 2D évaluées selon les axes X (tangential) et Y (sagittal) : les courbes en orange et en vert respectivement. Ces deux courbes sont assez bruitées mais il est important de remarquer qu'elles sont très différentes. Cela indique que la DSP_{2D} a un comportement anisotrope, c'est-à-dire que l'arrangement des fréquences spatiales, selon l'axe sagittal ou tangential, n'est pas équivalent (ce qui était prévisible à l'observation du profil de rugosité). L'étape 4 est importante car les travaux de E. Sidick [144] démontrent que le calcul du moyennage azimutal de la DSP permet non seulement de débruiter les données mais aussi d'obtenir une meilleure représentation de la rugosité dans la gamme fréquentielle supérieur à 1mm^{-1} . Cependant, il faut bien faire attention à réaliser le moyennage sur les données en 2D et non sur la courbe 1D car la transformation d'Abel qui permet de revenir en 2D, perd les informations liées à l'anisotropie. On obtiendrait une surface composée uniquement d'une granularité isotrope.

Nous pouvons observer que les courbes s'aplatissent aux très hautes fréquences (en bout des mesures vers $900\text{-}1000\text{ mm}^{-1}$). Ceci est dû à la limite de mesure de l'appareil. En utilisant le formalisme ABC (courbe pointillée bleue Fig. 5.8), on peut corriger cette inflexion. Les paramètres de *fit* sont affichés dans le coin supérieur droit de chaque mesure. Ils sont calculés avec l'algorithme *L-BFGS-B*¹ particulièrement adapté à notre cas. En outre, on peut retrouver sur la Table Tab. 5.1 les deux jeux de paramètres ABC issus de l'ajustement correspondant à la figure Fig. 5.8. Ces valeurs et d'autres non présentées ici sont très proches et montrent l'ordre de grandeur typique des paramètres de notre miroir dans ce formalisme. Ici, les paramètres C (tous deux un peu supérieur à 2) correspondent à la pente de la DSP, à partir de la fréquence de coupure du paramètre B. À propos de ce paramètre B, sa valeur a typiquement d'une dizaine de micromètres jusqu'à la centaine dans la littérature pour

1. Sigle élaboré d'après le nom des auteurs de l'algorithme : Broyden–Fletcher–Goldfarb–Shanno

A [nm^2mm]	B [mm]	C
$2.78 \cdot 10^{-2}$	$3.16 \cdot 10^{-2}$	2.19
$1.41 \cdot 10^{-2}$	$1.90 \cdot 10^{-2}$	2.18

TABLE 5.1 – Tableau récapitulatif des paramètres du formalisme ABC pour ajuster les courbes expérimentales de la figure Fig. 5.8. On rappelle que les 3 paramètres ABC dérivent des équations 5.14 et 5.18, et K est en fait fonction de C 5.15 et $C=S-1$, en conclusion, détermine tous les paramètres.

des miroirs de qualité similaire. Et notre ajustement montre ici que nous nous situons dans le même ordre de grandeur. C'est également le cas pour le paramètre A. Il est aussi intéressant de remarquer que ces paramètres sont compatibles avec l'utilisation de gabarits définis dans la norme *ISO 10110-8*. Cela est utilisé pour faciliter les vérifications des spécifications. En effet, la norme indique que la DSP peut s'exprimer simplement comme une loi de puissance $DSP(k) = a k^b$ avec préférentiellement $b = -2$ (et généralement $-2 < b < -3$); or comme le modèle ABC suit aussi vers une loi de puissance k^{-c} , alors ces mesures et le calcul sont plutôt cohérents.

À cette étape, on peut déjà utiliser les données de la DSP telles quelles, et générer des surfaces de la même taille que celle des mesures (centaine de μm^2). Pour faire une surface plus grande, il faudra extrapoler les fréquences sur des bandes spectrales plus basses. Cependant, si on souhaite ajouter des points dans les fréquences moyennes et basses par exemple entre 10^{-1} et 10mm^{-1} typiquement, alors les points mesurés ici inférieurs à 20mm^{-1} ne sont pas compatibles. En effet, lors du calcul de la DSP, nous les avons supprimées car hors du champ de mesure. Il est donc préférable pour plus de cohérence, de conserver la pente caractéristique C en modifiant B et A. En effet, comme nous l'expliquons juste après, il est naturel d'observer pour les miroirs une continuité de pentes entre les basses et les hautes fréquences. Pour déterminer les valeurs de A et B à basses fréquences, l'utilisation d'un profilomètre à micro-interférométrie n'est pas l'appareil le plus adapté. Il est alors préférable d'utiliser des données issues d'une mesure interférométrique macroscopique ("*directe*", sans microscopie) qui est clairement plus adaptée aux mesures des basses fréquences. Ce profilomètre interférométrique "macroscopique" va donner une mesure globale de l'optique avec peu de détails, comme on peut le voir sur la figure Fig. 5.10. On observe

sur la figure les profils 2D obtenus séparément.

À partir de ces deux mesures, nous traçons (figure en bas a gauche) les DSP mesurées par l'interférométrie macroscopique (en bleu) et par micro-interférométrie (en orange). On observe alors une zone aveugle en gris pour les moyennes fréquences non mesurées expérimentalement. Pour des optiques comme notre miroir convexe, les deux portions de DSPs montrent des pentes relativement similaires au bord de la zone grise. Il paraît raisonnable de compléter la partie non mesurée (grise) par une courbe de même pente (courbe en pointillée Fig. 5.8). Ainsi, nous obtenons une courbe complète pouvant être utilisée pour générer une large surface qui comporte des basses, moyennes et hautes fréquences.

5.6 Utilisation et performance des modèles à base de DSP

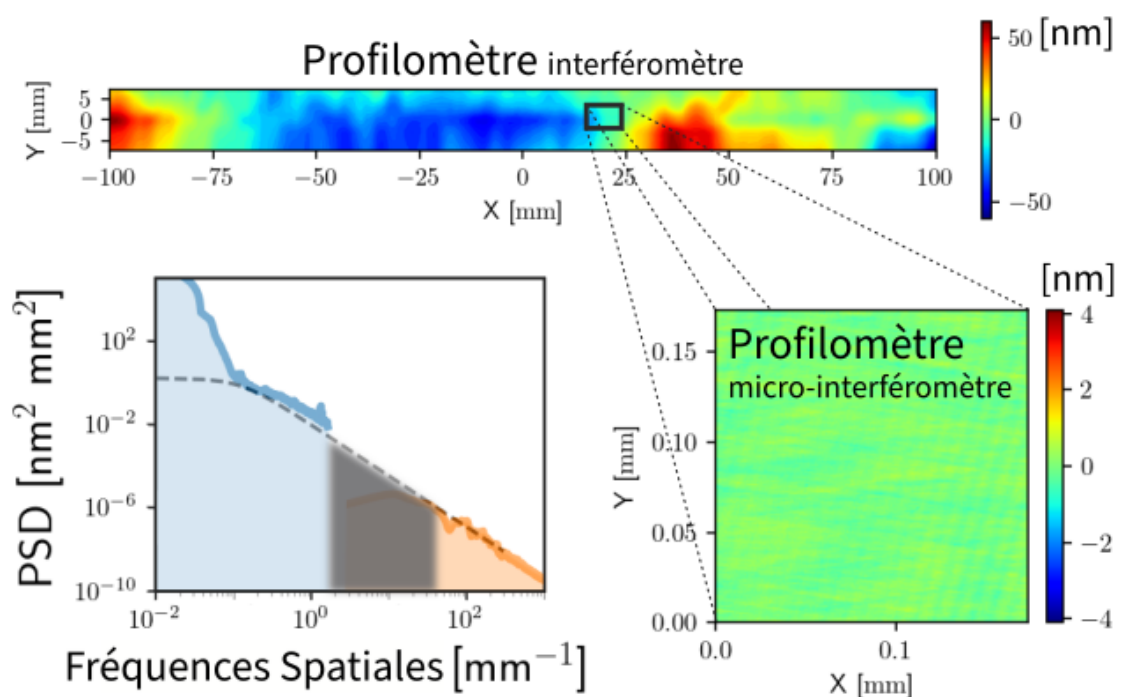


FIGURE 5.10 – Profils 2D de rugosité mesurés par un profilomètre à interférométrie (haut) et à micro-interférométrie (bas droite). (bas gauche) On représente les DSPs respectivement calculés. Une zone grisée montre la section fréquentielle non mesurée. La courbe en pointillée est une courbe DSP pouvant compléter la partie non mesurée.

Dans la section précédente, nous avons montré la méthode utilisée pour extraire une DSP à partir de données expérimentales lacunaires et la méthode pour compléter ces don-

nées. Avant de se lancer dans la synthèse numérique d'une grande surface, il est important de bien valider la correspondance entre des DSPs et des surfaces utilisant une formule donnée.

Comme les surfaces que nous avons mesurées ont un polissage montrant une anisotropie dans leurs défauts, il faut générer une DSP intégrant la complexité de notre surface. Pour illustrer ce propos, il faut constituer un jeu de surfaces ou des textures typiques associées à leur DSP dont l'association permet de constituer des surfaces plus complexes. La figure Fig. 5.11 montre un exemple de DSP composé de trois classes de DSPs et leur surface $h(x, y)$ associées. Pour faire intervenir la nature stochastique de la surface, chaque fonction DSP est appliquée comme filtre spectral à un bruit. Pour construire une surface numérique "synthétique" rugueuse, on génère donc d'un bruit blanc qu'on filtre avec la DSP.

Pour composer la DSP de cette surface *synthétique*, on utilise une somme de N DSPs décrite par l'équation 5.23. Chaque DSP aura ses propres paramètres dans le formalisme ABC. Dans le cas exposé ici, nous aurons une somme de deux DSPs (donc une somme pour laquelle $N = 2$) et un dirac (créant une surface plane et parfaitement lisse). La première surface générée comporte l'information sur l'anisotropie. La DSP est notée $RANDOM_{1D}$ sur la figure. Cette anisotropie correspond à une granularité "mesoscopique" avec des longueurs de cohérences différentes dans les deux directions. Dans ce cas de figure, les paramètres (B_1^x, B_1^y) sont très différents : dans notre cas le paramètre B_1^x est grand devant B_1^y . La seconde surface correspond à une granularité isotrope. La DSP est notée $RANDOM_{2D}$ sur la figure. Ses paramètres B_2^x et B_2^y sont égaux. Pour un bon ajustement de notre surface, les deux DSPs ont une pente S_i différente : $S_1 = 2 \times S_2$. On rappelle que les figures $RANDOM_{1D}$ et $RANDOM_{2D}$ ne représentent pas la fonction ABC. En effet, pour être plus représentatif de la DSP réelle, il est nécessaire d'y insérer un bruit blanc dans le processus de génération. Pour cela, on utilise la fonction (5.23) pour filtrer un bruit blanc, ce qui nous permet de représenter le caractère stochastique. Ainsi, la surface résultante (la plus à droite) de la figure Fig. 5.11 correspond à la somme des deux DSPs et du Dirac. Bien entendu, en fonction de la complexité de la surface à ajuster N peut être supérieur à deux. Cependant, dans notre cas, $N = 2$ est suffisant et on

retrouve une surface typique avec la bonne rugosité.

Ce procédé utilisant une somme de DSPs permet donc de composer puis de synthétiser des surfaces anisotropiques. En résumé, dans notre premier cas, nous avons utilisé un set de paramètres ABC pour modéliser notre surface (en 1D) avec l’anisotropie il faut un set de paramètres supplémentaire (N=2). Et on pourrait pour des surfaces nettement plus complexes étendre la formule d’ajustement :

$$DSP_{\text{mod}}(k_x, k_y) = \sum_i^N \frac{(S_i - 2)}{1 - [1 + (B_i/\lambda_i)^2]^{1-(S_i/2)}} \frac{\sigma^2(\lambda_i) B_i^2}{2\pi[1 + (B_i^x k_x)^2 + (B_i^y k_y)^2]^{S_i/2}} \quad (5.23)$$

On peut alors utiliser cette fonction comme nouveau modèle pour ajuster les paramètres A, B et C. Bien évidemment, dans ce cas, il y aura 3N paramètres ($A_i, B_i, B_i^x, B_i^y, C_i$) pour reconstituer la DSP totale.

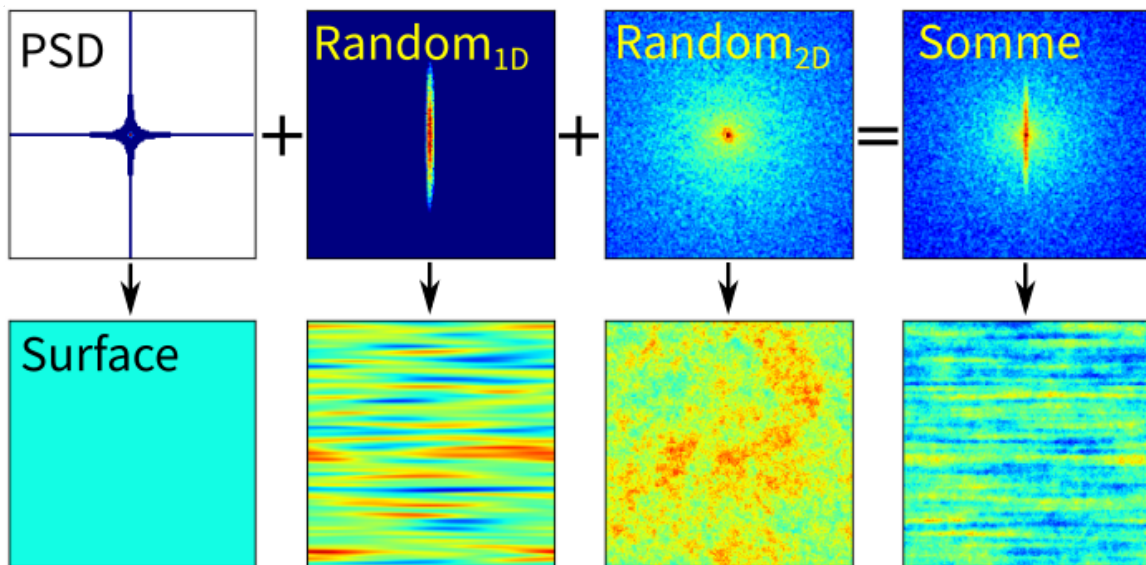


FIGURE 5.11 – Tableau de DSP composé de trois classes de DSPs et leur surface $h(x, y)$ associées. On peut observer de gauche à droite : une DSP pour laquelle la surface est parfaitement lisse, une DSP pour laquelle les défauts se forment dans une direction privilégiée et une DSP 2D pour laquelle aucune direction n’est privilégiée (isotrope) ainsi que la résultante de ces trois contributions.

La figure Fig. 5.12 montre la génération d’une surface utilisant une distribution DSP ajustée sur le DSP-2D mesuré avec la formule 5.23. Les données avec la mention (1) ou (2) correspondent respectivement à la mesure réelle et la surface synthétique. Avec ce procédé,

même s'il subsiste quelques différences, la correspondance est forte à la fois en 2D spatial, mais aussi DSP-2D et DSP 2D-vers-1D.

Dans notre approche, nous avons utilisé des modèles ABC pour synthétiser des nouvelles surfaces. Bien que ces paramètres donnent des informations sur la nature et de la rugosité de la surface, il n'est pas nécessaire d'ajuster avec ce type de fonction et on peut de manière plus brutale et aveugle simplement ajuster la DSP mesurée sans aucun modèle. C'est ce qu'on observe sur la figure Fig. 5.13 qui montre la génération d'une surface en utilisant une distribution DSP ajustée. Cependant, il est plus difficile ensuite d'utiliser la norme 10110-8.

La figure montre la génération d'une surface à l'aide d'une distribution DSP ajustée sans modèle.

Pour conclure ce chapitre, nous avons abordé jusqu'ici les problématiques liées au couplage spatio-temporel impactant le contraste temporel. Les hypothèses sur la criticité du miroir convexe de l'étireur sur le contraste ont porté notre étude à constituer un outil théorique permettant l'analyse de DSPs avec différents modèles et donc la spécification d'optiques selon l'ISO-10110. Pour rappel, on se situe à l'étape (1) vers (2) de la figure Fig. 5.4. L'outil théorique développé dans ce chapitre permet de générer une surface rugueuse avec les dimensions du miroir convexe. Et cet outil permet donc d'en extraire les défauts spatiaux modulant très rapidement le spectre d'une impulsion laser. Selon le modèle décrit par BROMAGE et al. ces modulations spectrales sont responsables du piédestal sur le contraste. Dans le chapitre 6, on aborde les étapes suivantes de la figure Fig. 5.4 : Les données spatiales (synthétisées à l'aide des mesures) sont utilisées pour confronter nos prédictions numériques avec les observations. Pour ces modèles, on aura besoin d'avoir les DSP sur une plus large bande. Et nous avons montré qu'il est possible de combler les lacunes à l'aide de mesures basses fréquences. On pourra donc utiliser des DSP complètes pour modéliser les défauts de phases et de contraste.

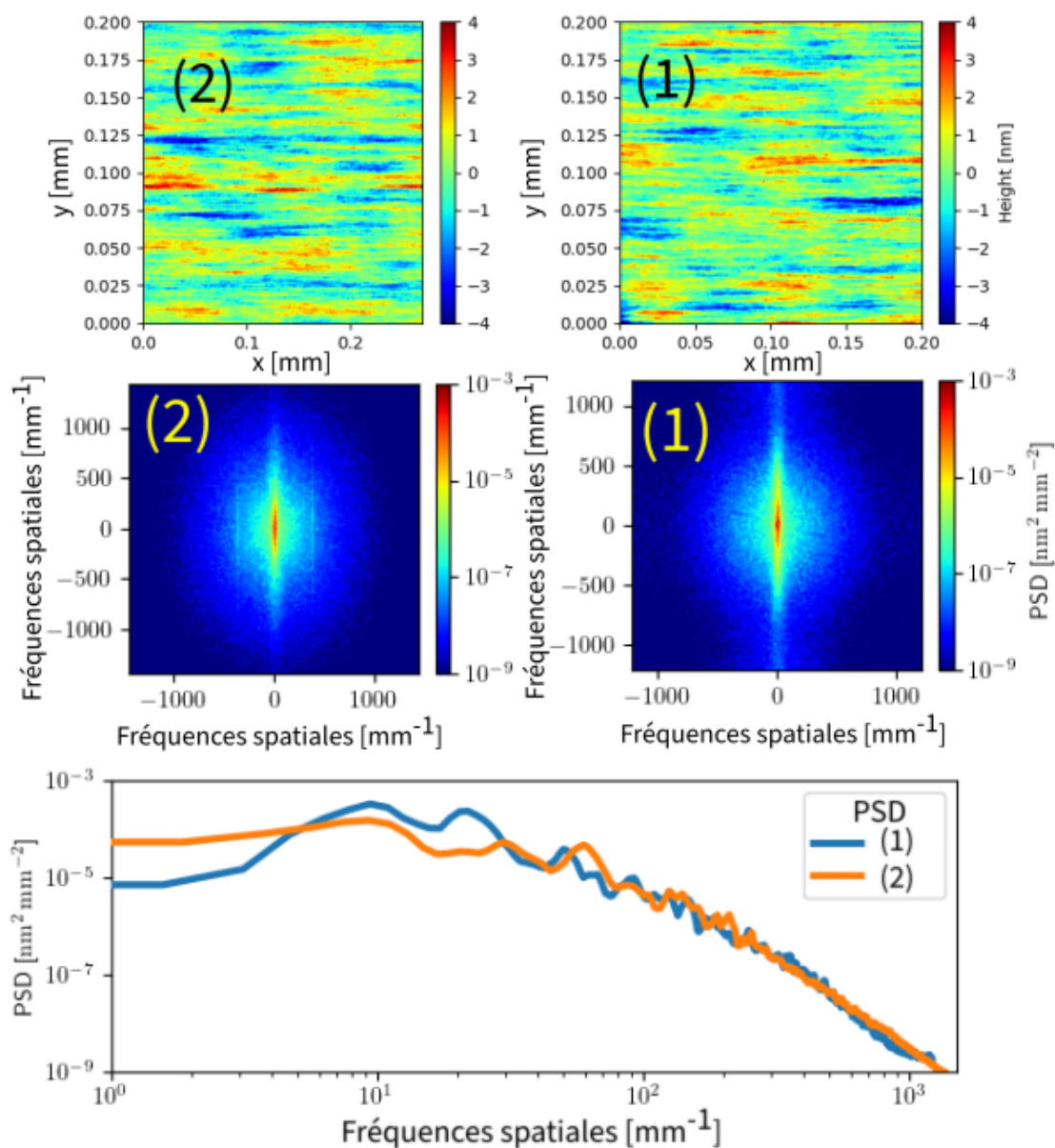


FIGURE 5.12 – Comparaison entre une mesure de micro-rugosité (1) réalisée par un profilomètre, et (2) une surface générée par un modèle de DSP décrit par l'équation 5.23 s'ajustant sur DSP (1). Les données de surface (1) et (2) sont accompagnés des graphes de DSP-2D et DSP 2D-vers-1D.

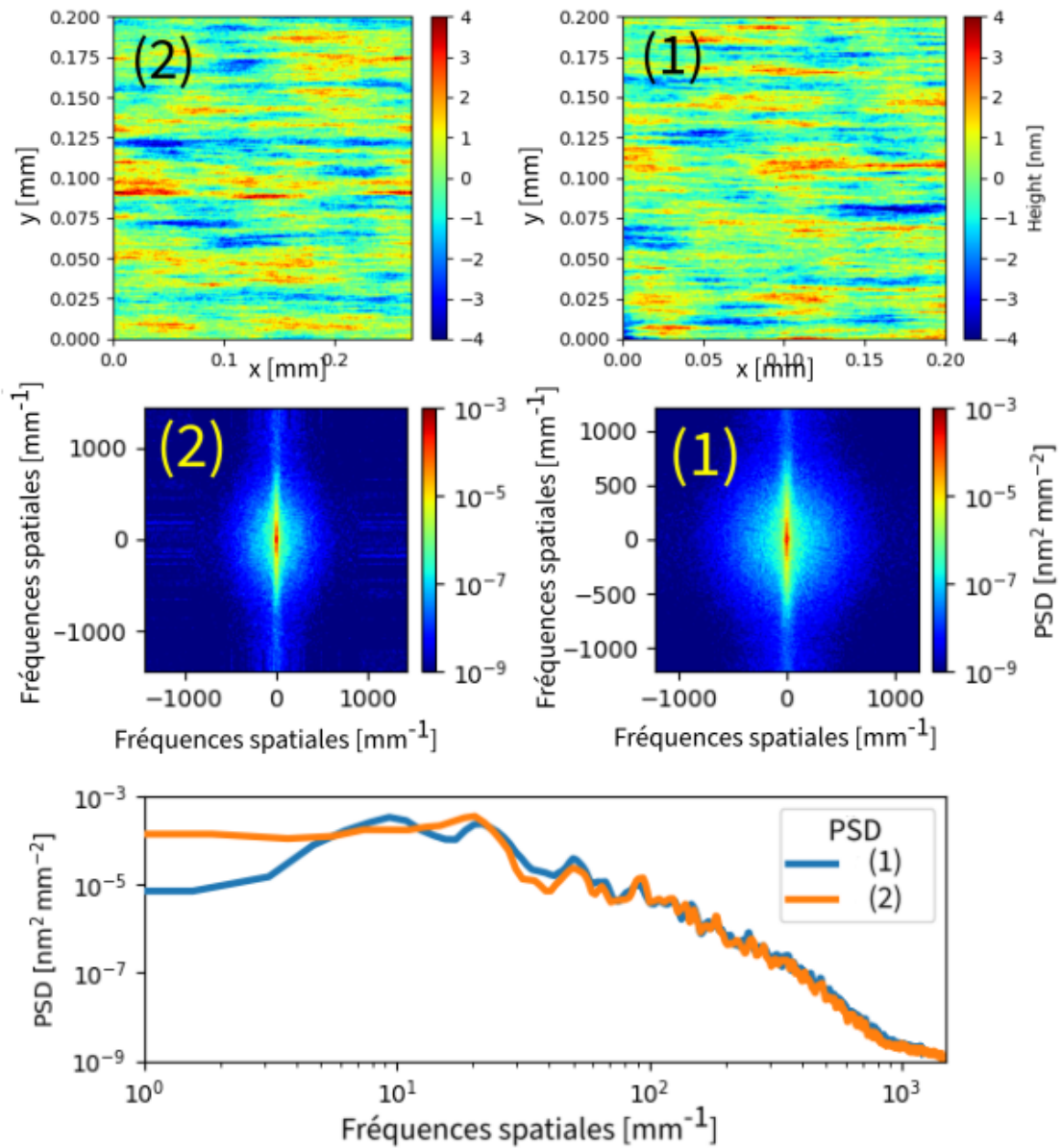


FIGURE 5.13 – Comparaison entre une mesure de micro-rugosité (1) réalisée par un profilomètre, et (2) une surface synthétique générée par un fit 2D. Les données de surface (1) et (2) sont accompagnés des graphes de DSP-2D et DSP 2D-vers-1D.

Chapitre 6

Validation des hypothèses et amélioration du contraste

Objectif

L'objectif de ce chapitre est de présenter une étude phénoménologique démontrant une amélioration du contraste temporel à partir des résultats du chapitre précédent. Ce travail a été réalisé au sein de l'installation laser Apollon. Il condense et explique des résultats expérimentaux qui montrent l'obtention d'une amélioration de deux à trois ordres de grandeur du contraste temporel dans la gamme des 10 à 100 ps qui précèdent l'impulsion principale.

Sommaire

6.1	Exploitation des résultats sur le DSP	158
6.1.1	Campagne expérimentale	163
6.2	Retour sur l'hypothèse de la problématique du miroir convexe	165
6.3	Modèles simplifiés	167
6.4	Transfert technologique vers un système laser industriel	169
6.5	Complément aux contributions axiales	170
6.6	Conclusion	176

6.1 Exploitation des résultats sur le DSP

À partir des résultats numériques de l'analyse de la DSP du miroir convexe d'Apollon, nous avons conçu une nouvelle optique. Elle est spécifiée pour améliorer les paramètres de rugosité analysés dans le chapitre précédent. Nous allons comparer ci-dessous l'ancien miroir avec le nouveau d'un point de vue numérique anticipatoire, puis par une validation expérimentale. Ainsi, nous comparons deux miroirs convexes (CX), l'un standard de haute

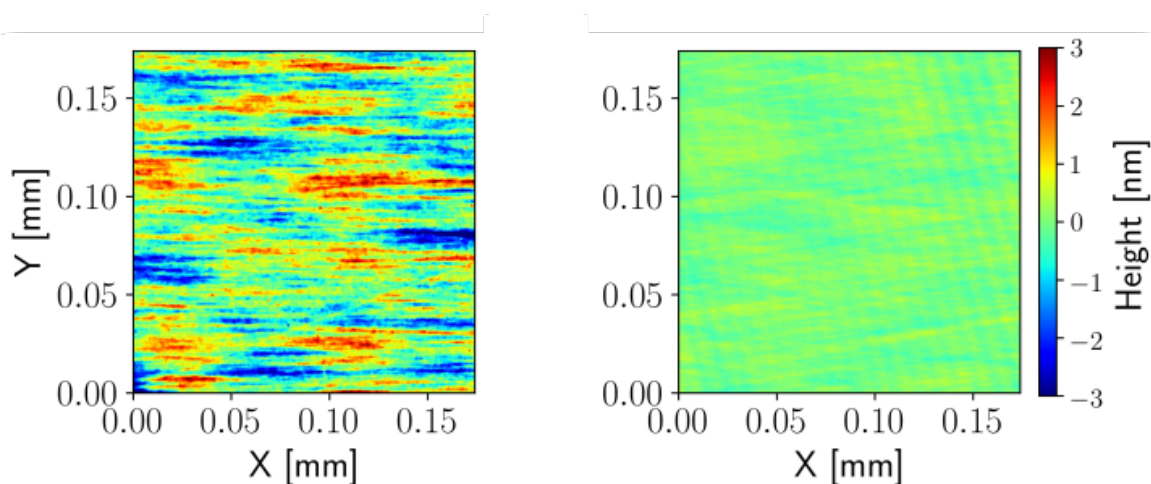


FIGURE 6.1 – Rugosité mesurée sur un miroir convexe de qualité standard (CX_1) comparée à une mesure notre nouveau miroir *custom* (CX_2). La valeur quadratique moyenne RMS ou S_a est respectivement de 1.02 nm (gauche) et 0.17 nm (droite).

qualité CX_1 (base de notre étude), l'autre, CX_2 , étant réalisé sur mesure avec les tolérances (actuelles) les plus faibles possibles sur la valeur RMS de la rugosité. Les mesures de rugosité sur ces miroirs, illustrées par la Fig. 6.1, ont été obtenues par des profilomètres de surfaces optiques : OptoSURF d'Eotech pour CX_1 et ZYGO NewView 9000 pour CX_2 . Nous avons déjà pu décrire le OptoSURF dans le chapitre précédent (cf. Fig. 5.9). Précisons que ces deux appareils sont tous deux des interféromètres à décalage de phase avec des résolutions de profondeur ($< 0,1\text{nm}$) et qu'ils peuvent se régler pour obtenir un grandissement équivalent. Les valeurs RMS de rugosité mesurées sur ces miroirs sont 1,02 nm (CX_1) et 0,17 nm (CX_2). Notons que la mesure sur CX_1 a été réalisée après traitement de l'optique, tandis que pour CX_2 la mesure n'a été possible qu'à un stade sans traitement durant le processus de fabrication. Cependant, le traitement appliqué sur CX_2 a été présenté par le fournisseur

comme n'ayant qu'un impact marginal sur la rugosité du composant final.

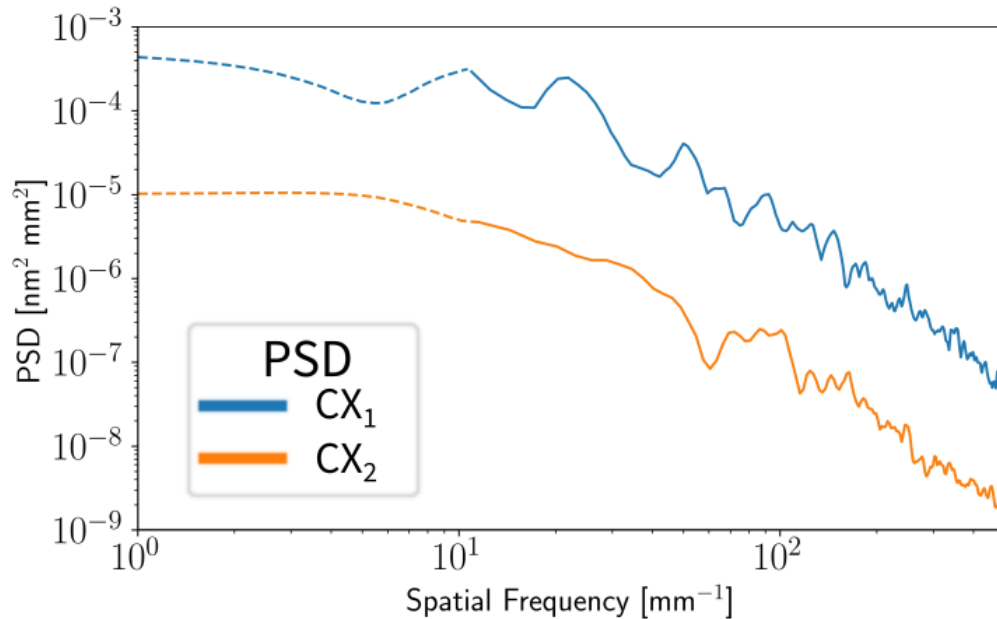


FIGURE 6.2 – Graphe du DSP-2D-vers-1D moyenné azimuthalement pour le miroir standard (courbe bleue) et pour le miroir *custom* (courbe orange). La ligne pointillée de chaque courbe DSP correspond à une correction basse fréquences comme démontré dans le chapitre précédent Fig. 5.10.

La courbe en trait plein de la Fig. 6.2 montre les fonctions de la DSP des deux miroirs convexes. Nous avons appliqué la méthode d'analyse des DSP décrite dans le chapitre précédent qui met en œuvre notamment la projection 2D vers 1D du DSP reposant sur une fonction de moyennage azimuthal. La mesure de la DSP a été effectuée sur plusieurs petites portions du miroir mesurant $200 \times 200 \mu\text{m}^2$. Ceci limite l'information à des fréquences spatiales de l'ordre de 10 à 10^3mm^{-1} . L'impact sur la phase spectrale correspondante restreindra sur des pertes de contraste temporel sur l'échelle de 10 à 1000ps . Cette étendue temporelle est tout à fait suffisante pour les besoins de la présente étude. Cependant pour obtenir une estimation plus réaliste du contraste, nous avons complété numériquement les DSP mesurées (courbes pointillées de la Fig. 6.2) jusqu'à atteindre des spécifications à 1mm^{-1} pour les miroirs.

Cette DSP étendue sert à générer une surface rugueuse de grande dimension (surface complète du miroir). Ceci permet de générer un écran de phase stochastique au niveau

miroir convexe (dans le plan de Fourier) figure Fig. 5.2. Toutefois, dans notre cas, le couplage spatio-spectral est majoritairement en une dimension. Il est donc astucieux d'utiliser notre modèle DSP-2D vers 1D et de l'appliquer dans la direction où le faisceau laser est dispersé. Nous considérons directement que chaque composante fréquentielle de l'impulsion subit un déphasage $\varphi(\omega)$, en supposant une répartition linéaire de ω sur la longueur du miroir. Alors, $\varphi(\omega) = N(2\Delta h \omega/c)$ avec N le nombre total de réflexions du faisceau sur le miroir (ici $N = 4$) et surtout Δh provenant de la surface générée à partir de nos calculs de DSP.

À cette étape, il est capital de remarquer l'importance de la taille du faisceau par rapport aux défauts comme schématisé sur la figure Fig. 6.3. Cette figure montre une phase arbitraire sur laquelle on applique une moyenne glissante correspondant à la taille du faisceau. On observe un lissage de la courbe de rugosité d'origine (bleue) : courbe lissée représentée en orange. L'impact de la taille du faisceau au niveau du plan de Fourier est donc pris en compte en appliquant une moyenne glissante sur la fonction $\Delta\varphi(\omega)$.

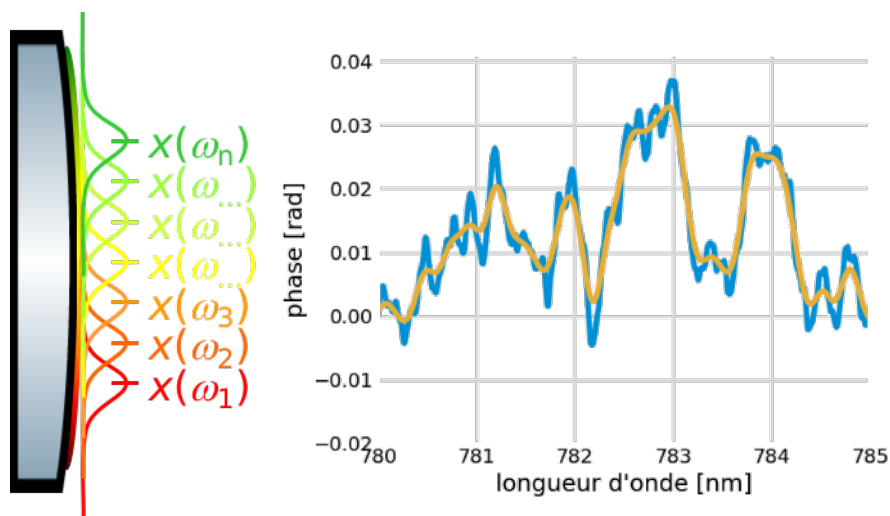


FIGURE 6.3 – (gauche) Exemple de lissage de la phase en tenant compte de la taille du faisceau en entrée de l'étireur (droite) Représentation d'une phase spectrale (courbe bleue) sur seulement 5 nm pour plus de clarté dans la visualisation de cet effet de lissage (courbe orange).

Notre modèle expérimental est en 1D volontairement et il est simplifié pour pouvoir être appliqué à des données standard soit mesurées, comme la DSP, soit appliquées à des spécifications, via des gabarit issus de la norme 10110. On ne tient pas compte de tous les

effets 2D potentiels comme décrits par Schanz et al. [75]. Son intérêt premier est d'évaluer les tendances afin d'améliorer le contraste.

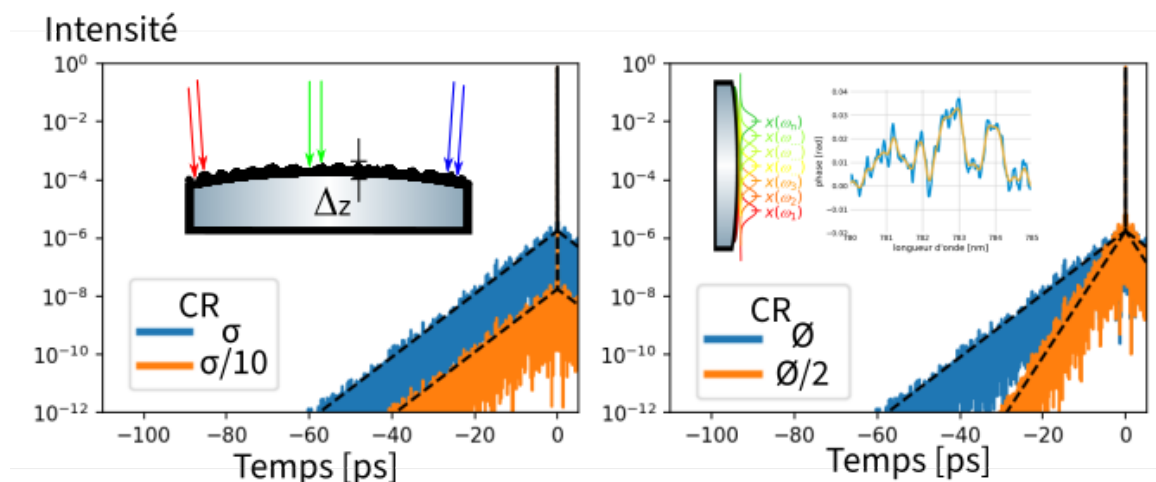


FIGURE 6.4 – Schéma de prédictions sur deux caractéristiques du contraste : ratio des écart-types R_σ et l'extension temporelle. Premièrement, le ratio R_σ d'écart-type ($\sigma(\lambda)$) entre deux DSPs fait augmenter ou diminuer le contraste égal à R_σ^2 . Deuxièmement, la taille du faisceau est indispensable pour déterminer l'extension temporelle du piédestal.

Ainsi, ce modèle expérimental nous a permis de prédire deux façons d'améliorer le piédestal du contraste. Premièrement, nous avons évalué la tendance due à l'amélioration de la qualité de l'optique convexe sur le contraste. Le graphe (a) tracé sur la figure Fig. 6.4 montre l'impact pour deux miroirs de rugosité différente dont le ratio des écart-types $R_\sigma = \sigma_1(\lambda)/\sigma_2(\lambda) = 10$. Nous observons un impact quadratique en R_σ qui permet une amélioration du contraste de deux ordres de grandeur. Concrètement, si un fournisseur d'optiques peut faire une optique dont la qualité de surface est dix fois meilleure en RMS ($\sigma/10$) que les optiques standards alors le contraste s'améliorera d'un facteur 100. Deuxièmement, nous avons évalué la tendance due à la taille du faisceau sur le miroir convexe. Ceci est équivalent à un moyennage des défauts de phase spectrale sur l'étendue du faisceau et donc impacte le contraste. Ici, nous comparons l'extension temporelle du piédestal pour une taille de faisceau variant d'un facteur 2. On observe sur le graphe (b) tracé sur la figure Fig. 6.4 une modification de l'extension temporelle du piédestal par le même facteur. Ainsi, la deuxième prédiction de ce modèle montre que la variation de la taille du faisceau peut aussi être un paramètre pour améliorer le contraste. Nous notons que l'effet de moyennage due à la taille

du faisceau a un impact très négligeable sur les basses fréquences et donc que la valeur écart-type reste presque inchangée (cf. Fig. 6.3).

C'est donc dans ces deux directions que nous allons explorer les possibles améliorations du contraste. En utilisant les mesures de rugosité de CX_1 et CX_2 , nous allons maintenant modéliser précisément sur des cas concrets, l'amélioration due à la qualité de surface sur le contraste d'Apollon. Nous confronterons ensuite ces prédictions avec les mesures expérimentales de contraste temporel.

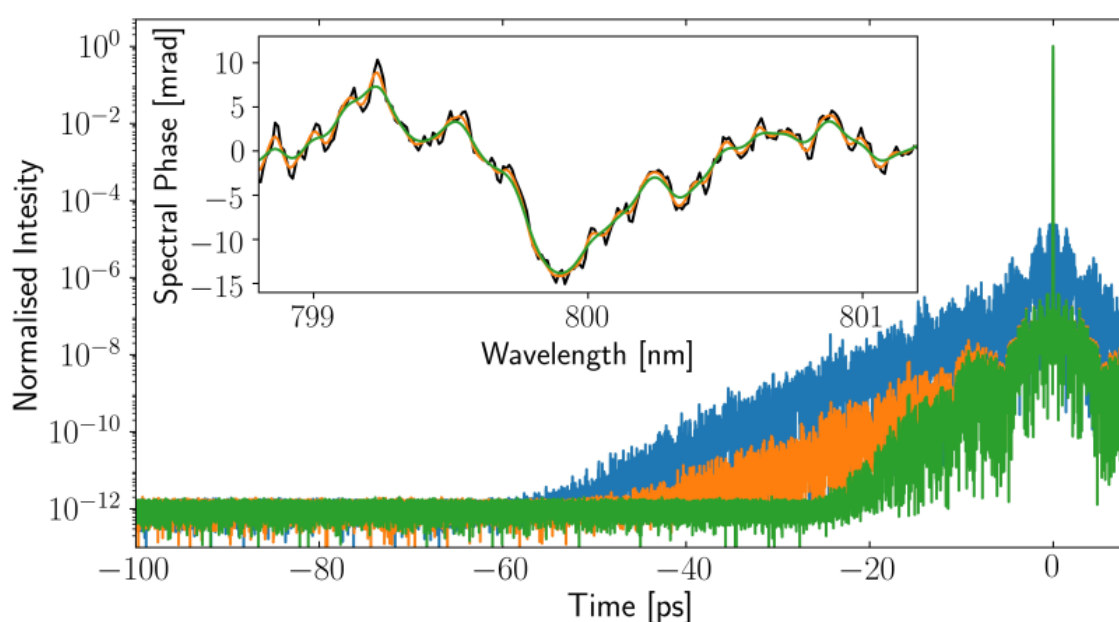


FIGURE 6.5 – Simulation 1D du contraste temporel intégrant la signatures des rugosités du CX_1 (bleu) et CX_2 (orange et vert) avec une taille de faisceau de 6,4mm, 6,4mm et 3,2mm respectivement. Insert : Représentation l'impact sur la phase la phase spectrale pour le cas du CX_2 restreint pour plus de visibilité à une plage de 2 nm. On observe les modulations de la phase liées à la rugosité du miroir (courbe noire) dont on lisse les défauts avec un faisceau de 6,4 mm (orange) et de 3,2 mm (vert).

La figure Fig. 6.5 montre l'impact des DSPs de CX_1 et CX_2 sur la phase d'une impulsion idéale. Cette figure montre des résultats de simulations sur l'impact de qualité de des miroirs (rugosité) sur le contraste. L'insert en partie haute de la Fig. 6.5 montre les profils de phase spectrale appliquée à l'impulsion (représentation limitée à une gamme de 2 nm pour des raisons de clarté) pour le cas du miroir CX_2 et avec des tailles de faisceau à l'entrée de l'étireur de 6,4mm (orange) ou 3,2mm (vert) (soit des tailles de respectivement $80 \mu\text{m}$ et 160

μm au niveau du miroir convexe). Un profil de phase non-moyenné est également représenté (courbe noire). La Fig. 6.5 représente donc les résultats de simulations du contraste obtenu en utilisant les fonctions DSP de CX_1 (courbe bleue) et CX_2 (courbes orange et verte).

Donc cette simulation réalisée avec le modèle expérimental prévoit clairement un impact positif lié à la meilleure qualité de CX_2 : le piédestal ps est réduit de un à trois ordres de grandeurs. De plus, nous constatons qu'un faisceau plus petit (en entrée de l'étireur) entraîne un moyennage spatial plus important et donc induit une réduction de la portée temporelle du piédestal de ~ 50 ps à ~ 25 ps. Nous allons maintenant comparer ces prédictions numériques avec les données issues d'une campagne expérimentale.

6.1.1 Campagne expérimentale

La campagne expérimentale s'est déroulée de façon à garantir des conditions optimales pour comparer les deux miroirs convexes. Les mesures du contraste sont effectuées au moyen d'un cross-corrélateur du troisième ordre à haute dynamique (le Sequoia d'Amplitude Technologies) (cf. annexe A.1). Un alignement soigneux de l'appareil Sequoia permet d'atteindre des dynamiques de 10^{-11} à 10^{-12} . Compte tenu du niveau d'ASE de la source [58], estimée à environ 10^{-10} à 10^{-13} , et de l'emploi de multiples mesures, nous pouvons attribuer le bruit de fond des mesures de contraste au détecteur.

Un premier ensemble de mesures est réalisé avec le miroir CX_1 . Et un second ensemble de mesures est réalisée avec le miroir CX_2 . Le seul paramètre changeant est donc le remplacement de CX_1 dans l'étireur. L'opération de remplacement est réalisée avec de grandes précautions de façon à ce que le nouveau miroir prenne exactement la même position que l'ancien. Un alignement précis est effectué à l'aide de références au champ proche et au champ lointain à la sortie de l'étireur et de l'injection d'un faisceau laser d'alignement tri-couleur [65]. La précision angulaire et de centrage obtenues sont estimées meilleures que $2 \mu\text{rad}$ et $50 \mu\text{m}$, respectivement. De plus, la durée de l'impulsion est relevée avant et après le remplacement du miroir : l'alignement est ajusté jusqu'à ce que les différences de durée constatées entre les deux miroirs soient non mesurables, de l'ordre de 20 ± 1 fs.

Il faut préciser que pour ces séries de mesures, nous avons notamment vérifié la répartition du gain d'amplification, entre l'OPCPA et le Ti :Sa. Comme cette balance de gain est ajustée de façon à obtenir une énergie constante en sortie, alors la répartition du gain devient un paramètre à évaluer. Il fait l'objet d'hypothèses de criticité sur le contraste dans la littérature. Ceci dit, nos observations montrent qu'une variation du gain dans l'OPCPA de 100 à 1000 ne produit aucune différence mesurable sur le contraste. Plus de détails sur cet aspect sont donnés en annexe A.5.

Une courbe typique de mesures réalisées avec le miroir CX₁ est tracé sur la Fig. 6.6 : courbe bleue. On constate que le piédestal ps a un profil quasi exponentiel avec un point de départ à environ 10⁻⁵ juste avant le pic principal, et une décroissance d'environ un ordre de grandeur toutes les 10 ps. La dynamique de cette mesure est de 10¹¹, ce qui permet une mesure précise de la structure du piédestal jusqu'à 50 – 60 ps avant l'impulsion.

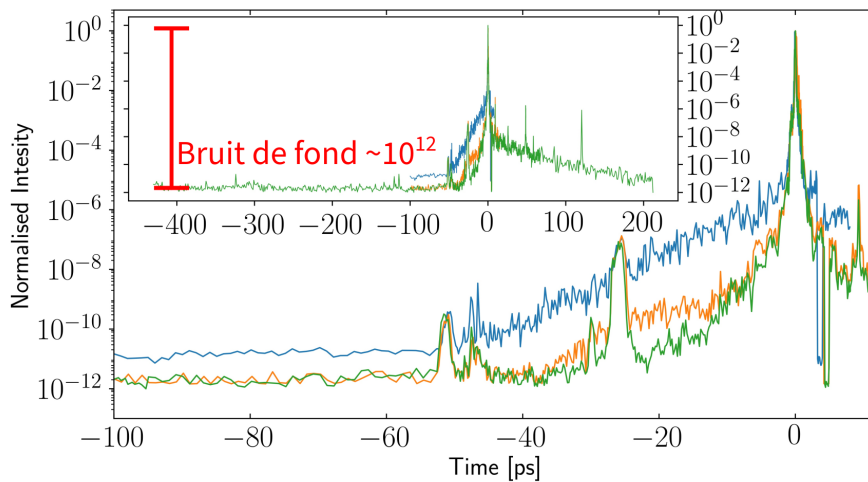


FIGURE 6.6 – Comparaison des mesures de contraste temporel : (courbe bleue) impact de la rugosité (diffusion) du miroir CX₁ et (courbe orange et verte) impact de la rugosité du miroir CX₂ et de la taille du faisceau. On peut observer l'effet de lissage de la phase spectrale sur la verte pour laquelle la taille du faisceau laser sur miroir est augmentée. Les trois mesures présentent des niveaux de bruit de plancher ns de l'ordre de 10⁻¹¹ - 2 × 10⁻¹².

Le contraste mesuré avec le miroir CX₂ est tracé sur la Fig. 6.6 : courbe orange. L'observation la plus remarquable est une réduction du contraste ps de deux à trois ordres de grandeur par rapport à celui du CX₁ (courbe bleue). Au point -13 ps, par exemple, le niveau du piédestal descend de 3 × 10⁻⁷ à 3 × 10⁻¹⁰. À proximité du pic principal de l'impulsion plus

sensible aux composantes basse fréquence de la DSP du miroir, l'amélioration du contraste est moins impressionnante, $\sim \times 10 - \times 50$, ce qui est en accord avec le ratio R_{σ}^2 au carré des valeurs RMS de la rugosité des deux miroirs (~ 40). Enfin, la dernière amélioration notable concerne l'étendue temporelle du piédestal qui est réduite significativement, atteignant le niveau du bruit ($< 5 \times 10^{-12}$) à environ -37 ps.

Dans les simulations réalisées avant ces campagnes expérimentales, nous avons constaté qu'un accroissement de la taille du faisceau sur le convexe (correspondant à une réduction de sa taille en entrée de l'étireur) accentue l'effet de lissage des défauts de surface à haute fréquence, et par conséquent les termes à modulation rapide de la phase spectrale. De ce fait, nous nous attendons à une limitation de l'étendue temporelle du piédestal comme indiqué par la flèche pointillée de la Fig. 5.1 ou de la Fig. 6.5. Donc, les dernières mesures sont finalement réalisées après modification de la taille du faisceau sur CX₂, simplement en supprimant un afocal agrandisseur $\times 2$ du faisceau à l'entrée de l'étireur. Cela permet d'augmenter la taille du faisceau (pour chaque composante spectrale) sur le miroir convexe du même facteur (passant alors de $80 \mu\text{m}$ à $160 \mu\text{m}$ sur le miroir convexe). Le contraste correspondant à cette modification est tracé sur le même graphe pour comparaison : courbe verte de la Fig. 6.6. Nous observons clairement une réduction de l'étendue du piédestal ps passant de -37 ps à -23 ps. Cela est en accord avec le comportement prévu dans nos simulations décrites plus haut dans le texte en Fig. 6.5 pour un cas similaire d'un faisceau deux fois plus gros sur CX₂.

6.2 Retour sur l'hypothèse de la problématique du miroir convexe

Nous avons donc observé expérimentalement une validation de notre modèle prédictif : une baisse globale du contraste temporel et un changement de son extension. L'amélioration de la qualité du miroir convexe a entraîné la réduction du piédestal comme attendu. Cette réduction nous a permis de révéler la présence de pré-impulsions déjà présentes sur la courbe bleue de la Fig. 6.6, mais cachées dans le bruit du piédestal.

En effet, ces pics n'ont pas de raison d'être impactés par la rugosité du miroir convexe. Et leur observation, bien que malheureuse pour le système, peut être utilisée pour normer les niveaux du contraste et confirmer l'absence de potentielles erreurs de mesures. Car ces pics conservent une amplitude identique dans les différentes configurations testées. Alors, ces pics (en particulier à -52 ps et -26 ps) constituent un moyen de calibration des courbes de contraste à la fois robuste et simple, permettant de valider quantitativement l'amélioration du ratio R_c^2 sur le contraste. Concernant l'origine de ces pics, on peut très probablement attribuer les trois événements à -52 ps, -26 ps, et $+26$ ps à des mécanismes de couplage non-linéaires entre des pré- et des post- structures[145] car il existe des post-pulses symétriques. D'un autre côté, le groupe de pré-impulsions à -49 ps résulte certainement d'une double réflexion du cristal $\beta - \text{BaB}_2\text{O}_4$ BBO de 4 mm de l'OPCPA. Nous pourrions alors diminuer son impact en inclinant ce cristal d'environ 5 degrés.

Ces résultats expérimentaux corroborent fortement nos hypothèses concernant la criticité du miroir convexe de l'étireur de type Öffner. Ils valident le processus de dégradation de la qualité temporelle des impulsions impactant le contraste par couplage spatio-spectral modulant très rapidement la phase. De plus, à notre connaissance ces travaux constituent une première démonstration expérimentale de cet impact sur une installation laser comme Apollon. La spécification et le remplacement de ce composant convexe a déterminé une amélioration significative du CR sur l'étendue 10 – 100 ps de la source laser Apollon. Depuis ces travaux, de nouveaux travaux [146] ont confirmé nos résultats. En effet, dans cette nouvelle étude, les auteurs ont réalisé un étireur de type Martinez à miroir, donc sans miroir convexe et ont démontré le même type d'amélioration sur le contraste. De plus, cette étude nous permet de voir que nos résultats sont très proches des leurs (Fig. 6.7) et que donc nous sommes proches de l'amélioration maximale.

Il subsiste toutefois des points que l'amélioration des étireurs ne résout pas. Par exemple, l'asymétrie temporelle des pentes observée avant et après le pic principal de l'impulsion sur la courbe de la Fig. 6.8 ne peut pas être attribuée uniquement au défaut du miroir convexe. Même si le contraste post-pulse est non critique pour les expériences (car il ne crée pas de

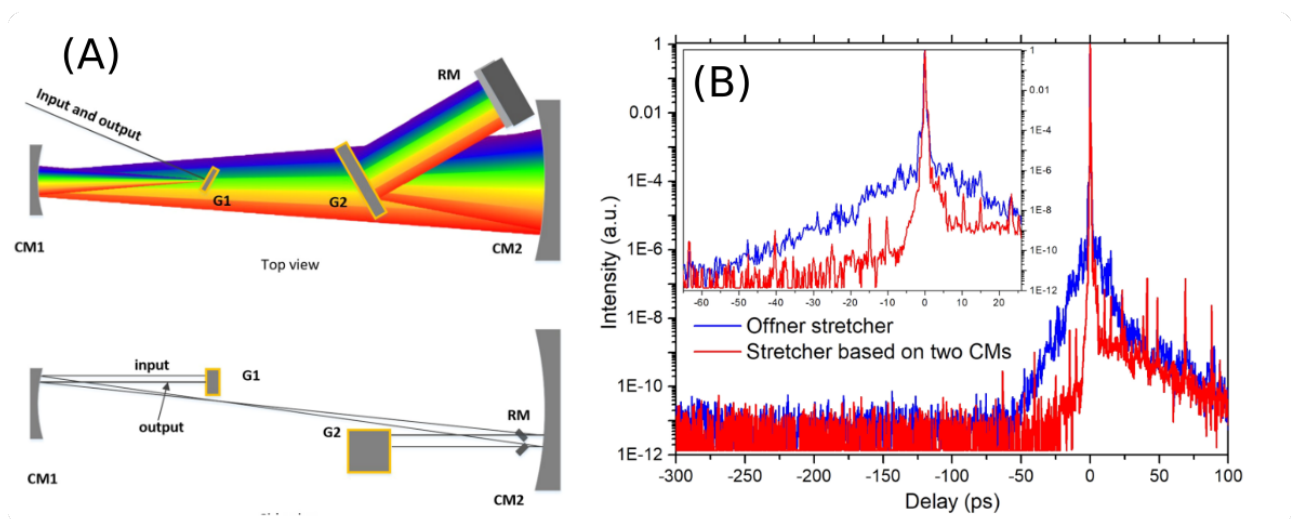


FIGURE 6.7 – (A) Étireur en configuration de type Martinez (figure Fig. 3 de l'article [146]) (B) Graphe montrant la comparaison du contraste temporel entre un étireur de type Öffner et Martinez (figure Fig. 2 de l'article [146])

pré-plasma), il est intéressant de se poser la question vis à vis du modèle. Notre hypothèse est que ce piédestal post-pulse relève d'un mécanisme différent, par exemple lié à de la diffusion sur des optiques dans le système de mesure. Ce mécanisme est hors du champ de la présente étude mais l'exploration de ce phénomène sera étudiée dans de futures campagnes spatio-temporelles.

6.3 Modèles simplifiés

Ainsi, ces éléments valident la modélisation et les considérations développées sur la DSP et la synthèse numérique des miroirs décrite lors du chapitre précédent. Il est alors intéressant de se poser la question sur l'utilité de synthétiser un miroir en utilisant le filtrage par la DSP dans le formalisme ABC. De ce fait, nous sommes passés par cette étape afin de bien comprendre l'impact des paramètres des modèles sur la rugosité et en avoir une bonne visualisation. Mais on peut utiliser directement les fonctions DSP comme le montre Bromage et al. [74] et ainsi simplifier le passage de la rugosité au contraste comme le montre la figure Fig. 6.9. avec un coefficient spatio-spectral.

En effet, comme nous le remarquons dans la formule de tiré de l'article de Bromage et

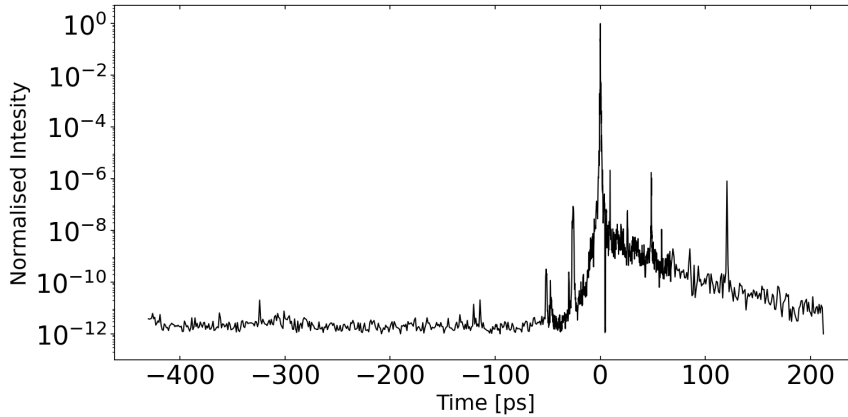


FIGURE 6.8 – Mesure de contraste temporel d’Apollon. Elle est réalisée sur une plage temporelle de 600 ps dont 400 ps avant l’impulsion et 200 ps derrière. Cette mesure présente un niveau de bruit de plancher ns de l’ordre de $10^{-11} - 2 \times 10^{-12}$ limitée par la dynamique de l’appareil de mesure. On remarque une asymétrie temporelle du piédestal qui semble relever d’un mécanisme différent de celui qui est étudié dans ce chapitre. Son étude est hors du champ du présent document et sera approfondi dans de futures campagnes spatio-temporelles

al. (limité au seul miroir convexe), il existe une relation "simple" entre le profil temporel et la DSP. Il est conceptuellement possible de s’affranchir de plusieurs étapes intermédiaires que nous avons utilisées précédemment.

$$\langle I(k_x, k_y, t) \rangle = I_0(k_x, k_y, t) + \iint_{-\infty}^{\infty} I_0(k_x, k_y, t - \gamma_M k_x + \gamma_M k'_x) \text{DSP}_{\text{mod}}(k_x - k'_x, k_y - k'_y, N) dk'_x dk'_y \quad (6.1)$$

où

$$I_0(k_x, k_y, t) = \exp\{-\Delta\omega^2 t^2 - W^2 k_x^2 - W^2 k_y^2\} \quad (6.2)$$

À partir de là, on s’intéresse à deux types : une sur le modèle ABC ou une encore plus simple avec un ajustement exponentiel. Et nous allons maintenant regarder ce qu’on obtient avec la méthode directe et en utilisant ces deux modèles de DSP. Les trois modèles montrent une adéquation acceptable avec les courbes expérimentales et peuvent être aussi utilisés pour spécifier les optiques en fonction des paramètres demandés par le constructeur. En conclusion, l’utilisation du modèle avec synthèse permet une meilleure compréhension des

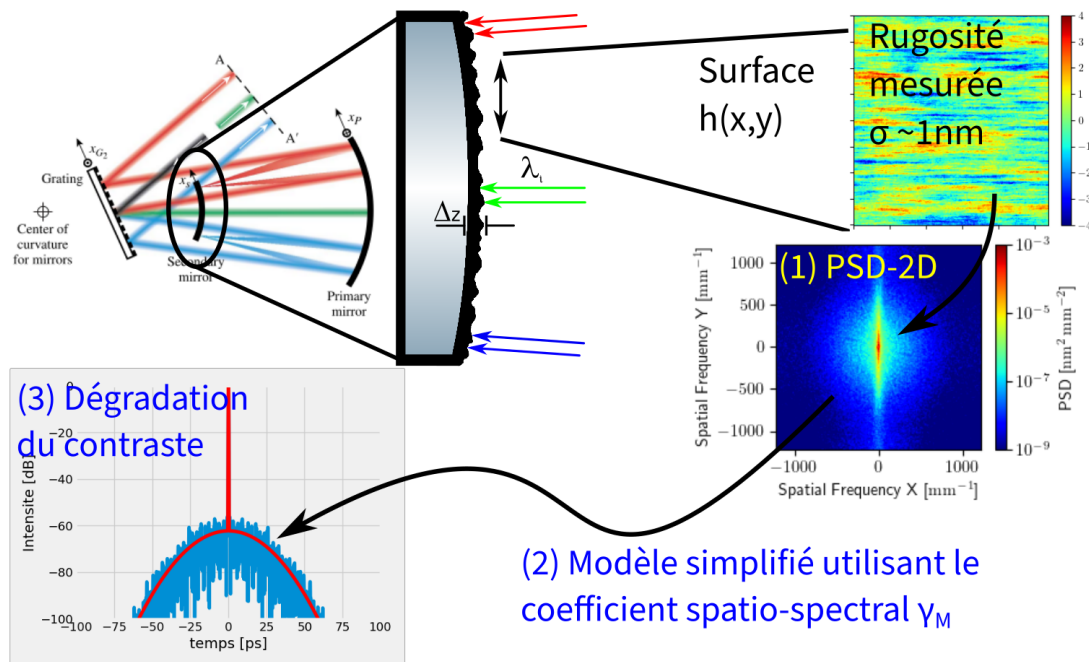


FIGURE 6.9 – Extraction d'un profil $h(x,y)$ depuis une mesure de rugosité du miroir convexe. Les flèches représentent le processus de calcul réalisé dans le modèle *simplifié* partant de ces données expérimentales, afin de déterminer la dégradation du contraste associée aux défauts spatiaux.

paramètres physique qui lient la rugosité au contraste. Mais des modèles plus simple sont aussi acceptables. A posteriori on aurait pu se limiter a une approche analytique "simplifiée" cependant, il nous aurait été plus difficile de garantir nos résultats.

On voit bien que les modèles se valent, même si les courbes ne sont pas similaires : le modèle expérimental approxime le contraste par une droite alors que le modèle ABC est un peu plus précis, on note qu'il est cependant acceptable.

6.4 Transfert technologique vers un système laser industriel

Par ailleurs, cette étude a abouti également à un transfert technologique vers l'entreprise Thales avec une approche R&D visant transformé l'essai. Ce transfert a permis de vérifier nos hypothèses et nos prédictions sur une autre installation laser. Cela a pu permettre de valider notre modèle dans une configuration différente et de réduire l'étendue temporelle du piédestal sur l'installation laser de Thales dédiée à la R&D.

6.5 Complément aux contributions axiales

Nous avons comme hypothèse principale considéré – a posteriori à raison – que le maillon faible de l'étireur était le miroir convexe car il était considéré dans le champ lointain (conjugué avec la cible). Cependant, une modification de la divergence du faisceau pourraient provoquer un décalage longitudinal non négligeable du plan focal du faisceau avec le plan du miroir convexe. Cette modification du plan de Fourier pourrait donc altérer les conditions de couplage des défauts spatio-spectraux tel qu'on a pu le simuler jusqu'à maintenant. Dans cette hypothèse, l'expression de ces défauts comme contributions purement axiales sur le contraste (dans le champ lointain du faisceau) n'est donc plus possible. Il faut donc estimer si des contributions hors-axe sont possiblement significatives en regard des contributions axiales.

Il peut être intéressant de compléter nos analyses précédentes par le calcul des contributions hors-axe lié aux optiques (diffusantes) dans les champs proches intermédiaires. Pour pouvoir le faire, on ne peut plus se contenter d'une étude en 1D ou 2D mais il faut passer en 3D pour inclure la propagation. Dans l'introduction de ce présent document, sur la figure Fig. 2.1, j'avais déjà illustré un système qui subit différents phénomènes de diffusion dans différents plans. On a vu que les défauts spatiaux au champ proche vont avoir dans le champ lointain, une contribution non-axiale avec l'apparition d'une trace spatio-temporelle diagonale.

Intéressons nous alors à ces contributions non-axiales se retrouvant au champ lointain. L'objectif ici n'est pas de rentrer dans les détails techniques de la démonstration. Pour décrire ces contributions, nous partons de l'expression analytique des défauts de rugosité avec une $DSP_{\text{mod}}(k_x, k_y, N)$ eq. 5.23 que l'on injecte dans la formule suivante (décrite et démontrée dans l'annexe A de la référence [74]) :

$$\begin{aligned} \langle I(k_x, k_y, t) \rangle &= I_0(k_x, k_y, t) \\ &+ \sum_M \iint_{-\infty}^{\infty} I_0(k_x, k_y, t - \gamma_M k_x + \gamma_M k'_x) DSP_{\text{mod}}(k_x - k'_x, k_y - k'_y, N) dk'_x dk'_y \end{aligned} \quad (6.3)$$

où

$$I_0(k_x, k_y, t) = \exp\{-\Delta\omega^2 t^2 - W^2 k_x^2 - W^2 k_y^2\} \quad (6.4)$$

Il est important de prêter attention aux longueurs caractéristiques déterminées par le coefficient de couplage spatio-spectral et la largeur du spectre $\Delta\omega$. Ce facteur $\gamma_M \Delta\omega$, homogène à une distance représente l'étendue spatiale du spectre dispersé sur l'optique (M) de l'étireur. Dans avec γ_M le coefficient spatio-spectral qui précise la longueur en millimètres sur laquelle s'étend 1 Téra-Hertz (THz); W , la taille du faisceau au champ proche; et l_C , la longueur de corrélation déjà rencontrée dans la chapitre précédent. Leur rôle et l'impact sur l'intensité, présentés ci-dessous, sont discutés dans l'annexe A.3.

Pour valider ce modèle plus complet, on peut le comparer aux simulations 1D précédentes en calculant dans un premier temps les contributions purement axiales. On calcule des matrices en trois dimensions, dans les bases : $I(k_x, k_y, t)$ pour le champ lointain et $I(x, y, t)$ pour le champ proche. Dans ce cas précis, on s'intéresse seulement au champ lointain. On observe pour chaque graphe de la figure Fig. 6.11 (colonne de gauche), l'intensité d'une impulsion ayant subi des distorsions spatio-temporelles dans les plans (k_x, t) et (k_y, t) . Pour plus de clarté, on se place dans le plan (k_x, t) dans lequel on peut observer l'évolution de ces contributions axiales (car limitées autour de l'axe $k_x = 0$). On représente donc en ordonnée les positions au champ lointain transcrites en coordonnées angulaires en mm^{-1} suivant $x' = \left(\frac{f}{k}\right) k_x$, en abscisse le temps en ps et en couleur l'intensité en dB. Cette intensité en fonction du temps est reportée en 1D par projection sur l'axe k_x . Chacune des situations est comparée avec les courbes expérimentales. Elles sont en accord avec les courbes expérimentales.

On s'intéresse maintenant à l'impact des composants optiques placé dans le champ et à leur contribution non-axiale comme visible sur la figure Fig. 6.12. On peut voir les contributions non-axiales accumulées hors du plan de Fourier. On remarque qu'elles s'expriment de manière angulaire en fonction du temps. La pente selon laquelle s'étalent les composantes non-axiales (du piédestal) est gouvernée par le coefficient γ_M dans le modèle (cf. Annexe A.3). Pour se placer dans un cas d'un étireur complet, on prend en compte

les autres optiques (miroir concave réseau et dièdre). Ce qui aboutit à deux composantes non-axiales complémentaires. Avec essentiellement des contributions dues aux défauts accumulés sur le deuxième réseaux de l'étireur d'Apollon (où l'étalement spatio-spectral est de 1.5 mm/THz) et du miroir concave par exemple (où l'étalement spatio-spectral est de 1 mm/THz). Nous n'avons pas mesuré la qualité de surface de ces optiques situées hors du plan de Fourier. Toutefois, en se référant au tableau publié par Lawson et al.[147], on peut choisir des valeurs typiques de l_C dans les différentes zones colorisées qui correspondent à des qualités plus ou moins haute gamme.

Pour chaque situation, il faut aussi choisir des valeurs de B (dans le modèle ABC) pour ces deux optiques (miroir concave et réseaux), tel que ((0,1 mm, 0,25 mm), (0,25 mm, 0,5 mm), (1 mm,10 mm)). On trace en rouge la projection de ces contributions sur l'axe temporel pour comparer avec les courbes expérimentales et la courbe noire des contributions axiales seules. On trace alors la courbe de contraste (courbe rouge) correspondant qui dans notre cas doit ajuster la courbe expérimentale en noir. En effet, c'est celle-ci où les défauts des optiques non-axiales seront les plus visibles.

On observe que la seule situation plausible correspond au couple (1mm, 10mm). C'est une situation pour laquelle la contribution hors-plan de Fourier est due à des défauts faibles et/ou un effet de moyennage due à la taille du faisceau sur les défauts spatiaux (ce qui est plausible car le faisceau n'est pas focalisé sur ces optiques). On aurait pu aussi prendre des tailles de faisceaux W différentes pour des valeurs typiques (plus faibles) de l_C la longueur de cohérence. Mais changer la taille d'un faisceau d'un facteur sur l_C revient à augmenter l_C d'autant. De plus, on peut noter que l'impact sur le contraste ne s'étend que sur quelques picosecondes.

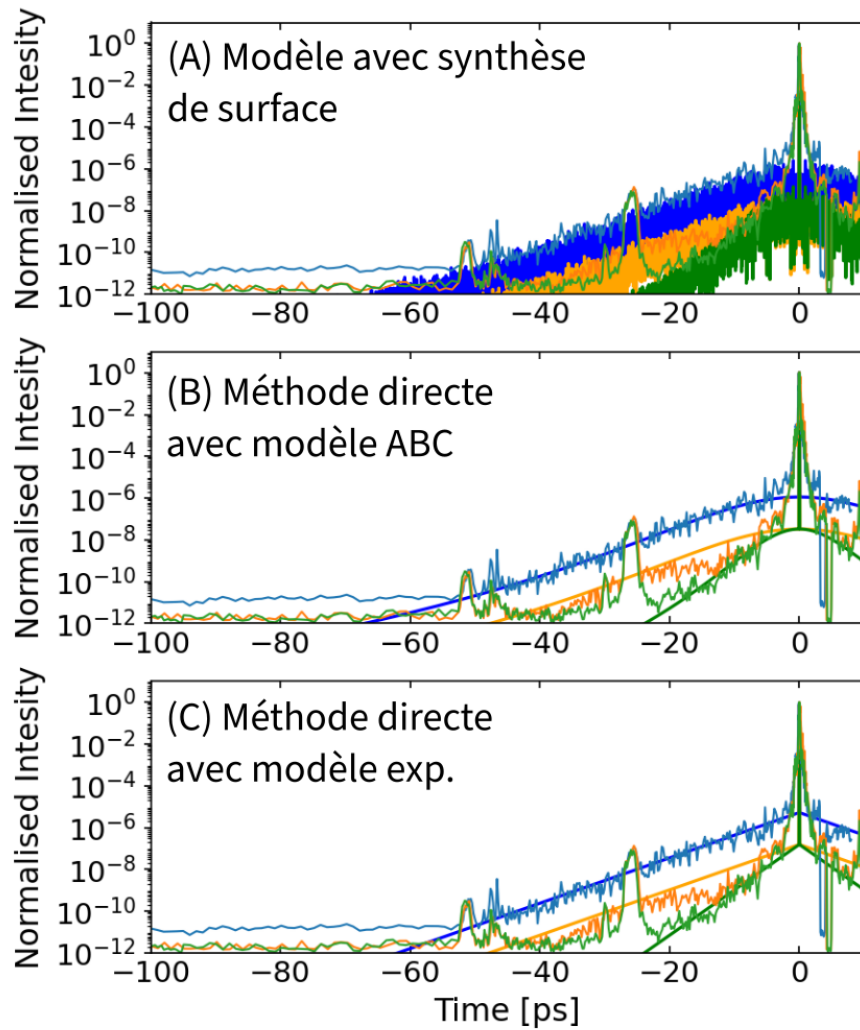


FIGURE 6.10 – Comparaison des mesures de contraste temporel avec le modèle analytique basé sur des DSP calculés à partir des surfaces du miroir convexe. On considère trois situations : (A) une DSP eq. basée sur 5.23 avec comme coefficients puis en multipliant cette DSP avec un bruit blanc, (B) une DSP basée sur l'eq. 5.23 (C) une DSP exponentiel simple. Chaque situation trace des résultats comparables à nos mesures : (courbes bleues) miroir CX_1 ; et (courbe orange et verte) miroir CX_2

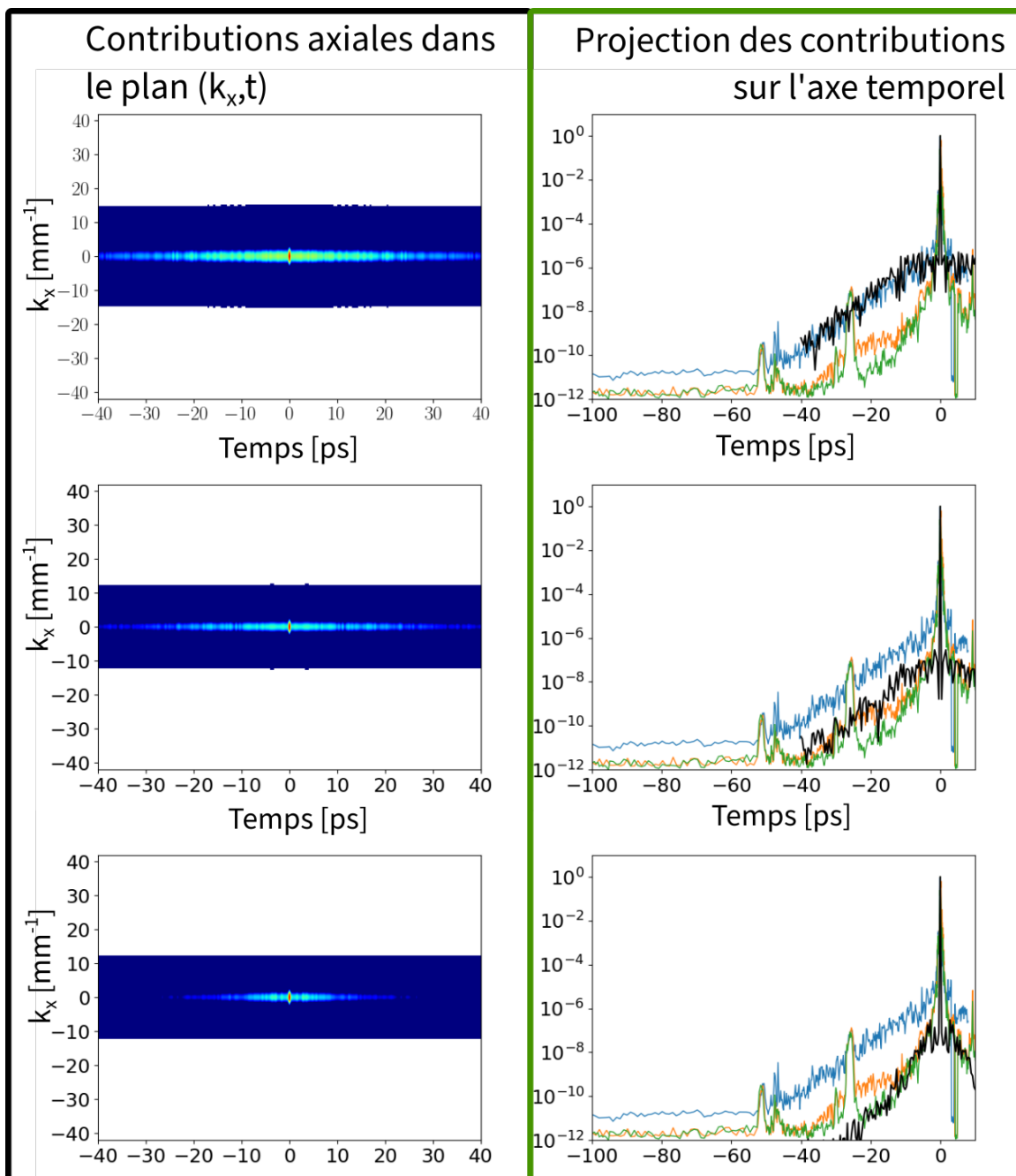


FIGURE 6.11 – Simulation en 3D des contributions axiales impactant le contraste observées dans le plan (k_x, t) pour plus de clarté.

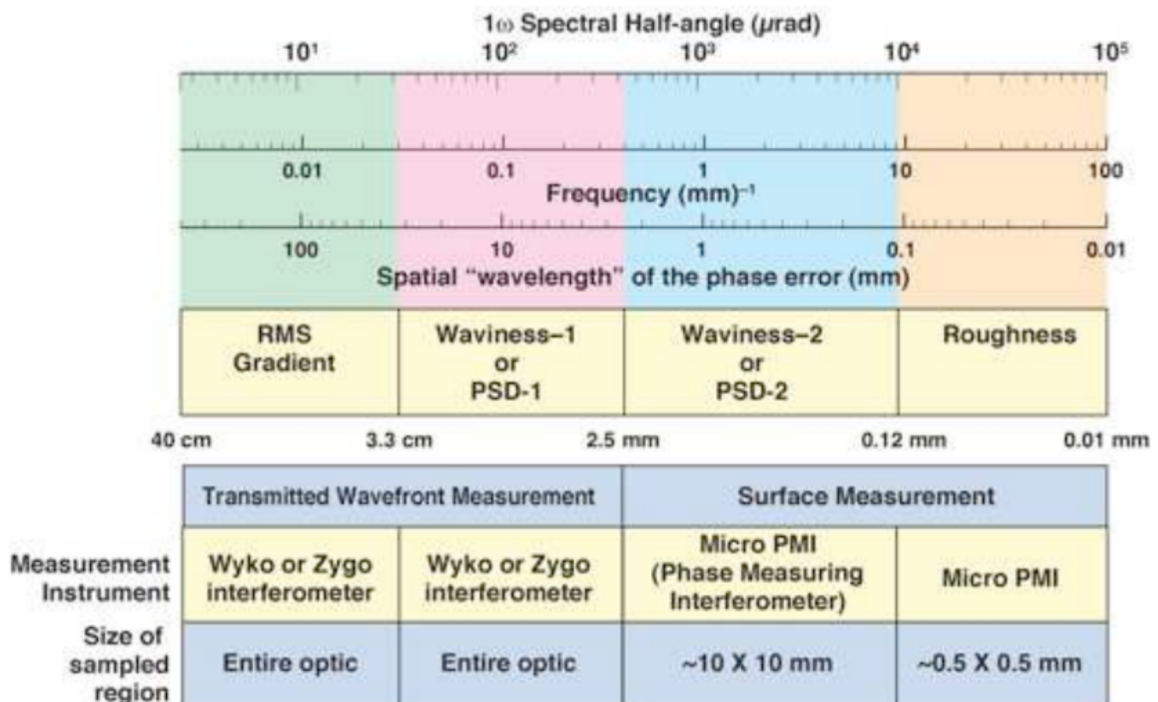
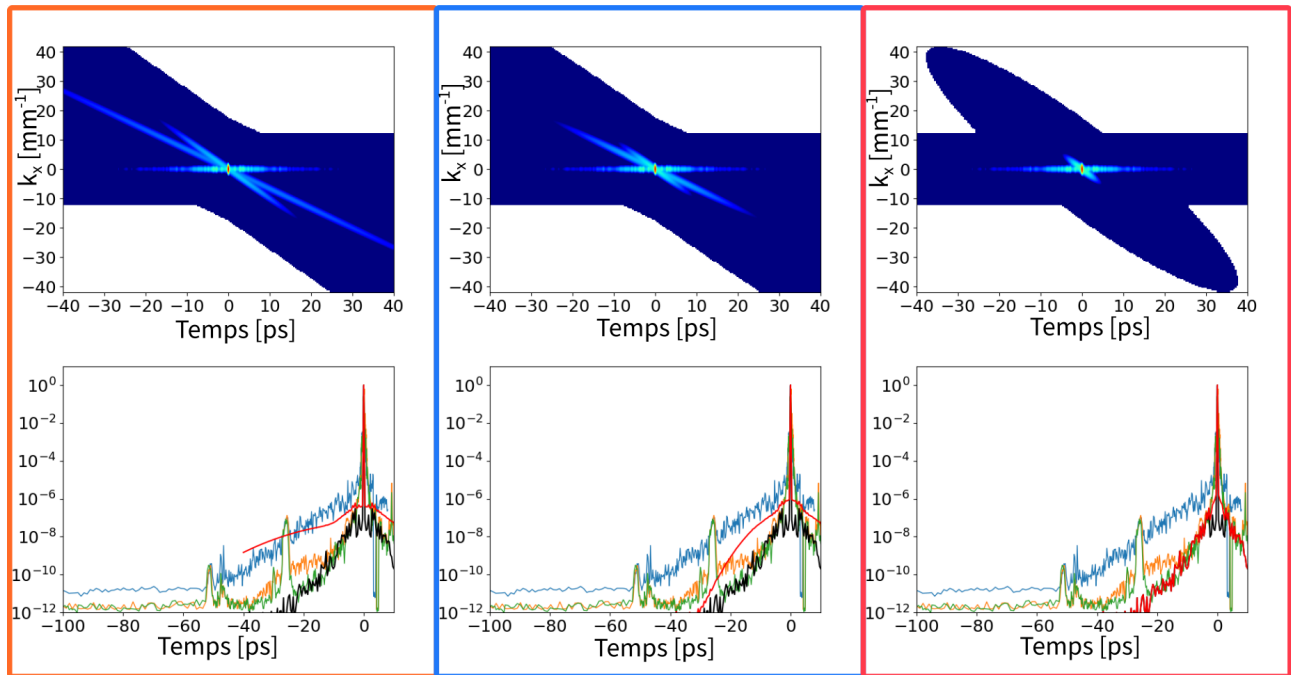


FIGURE 6.12 – Simulation 3D des contributions axiales et non-axiales impactant le contraste observées dans le plan (k_x, t) pour plus de clarté. Trois cas sont tracés en faisant varier le paramètre par couple de I_C (longueur de corrélation) selon les valeurs typiques du tableau du bas ((0.1mm, 0.25mm), (0.25mm, 0.5mm), (1mm,10mm)) (publiées par Lawson et al.[147]).

6.6 Conclusion

Dans cette partie consacrée à l'impact du coulage spatio-temporel au niveau des optiques de l'étireur, sur le contraste des impulsions, nous avons démontré expérimentalement les hypothèses concernant la criticité du miroir convexe de l'étireur de type Öffner.

Ces travaux ont permis de mettre en évidence l'impact de la qualité de surface du miroir convexe. Nous avons étudié le processus de couplage spatio-temporel générant une modulation de la phase spectrale et créant une diffusion de photons de part et d'autre du pic principal des impulsions laser sur une échelle temporelle s'étalant jusqu'à la centaine de picosecondes. L'étude de ce processus de diffusion nous a permis de construire un outil théorique afin de modéliser l'impact de plusieurs miroirs convexes : standard et de très haute qualité. Dans le chapitre 6, nous avons confronté nos prédictions et nos hypothèses avec les données de la campagne expérimentale lors du remplacement de cette optique. Ces résultats expérimentaux montrent l'obtention d'une amélioration de deux à trois ordres de grandeur du contraste temporel sur la gamme des 10 à 100 ps qui précèdent l'impulsions principale.

À ce jour, une étude très récente [146] a aussi démontré une amélioration probante du contraste temporel sur cette plage temporelle en éliminant le miroir convexe. Ces travaux sont partis, eux aussi, de notre hypothèse que la majorité de la perte de contraste venait du miroir convexe et ont simplement éliminé ce miroir en utilisant une configuration d'étireur de type Martinez (à miroir). On peut voir sur la partie (A) de la figure Fig. 6.13 cette configuration de l'étireur utilisant deux miroirs concaves. Ainsi, cette configuration est donc très intéressante du point de vue de l'élimination des hautes fréquences spatiales et montre un intérêt non négligeable. Ainsi, sur la partie (B) de la figure Fig. 6.13, les auteurs observent une nette amélioration du contraste. C'est une soit un nouvelle confirmation du la criticité spatio-spectrale d'une optique placée au plan de Fourier. Cette partie (B) comporte un insert avec un zoom sur la plage -60 ps à 20 ps. En superposant nos résultats expérimentaux avec ceux-ci en partie (C) de la figure Fig. 6.13, on peut observer et comparer ces courbes. Dans la situation de départ, sans modifications, les courbes (bleue de l'article et bleue pour

nous) de contrastes sont quasiment identiques. En effet, les deux configurations de départ sont basées sur un Öffner avec un miroir convexe d'une qualité similaire (tout deux avec une qualité de l'ordre du nanomètre RMS). Si on veut comparer l'amélioration des deux approches, il convient de regarder la courbe rouge de l'article et la courbe verte de notre expérience. On observe une nette amélioration sur la plage -5 ps à -10-12 ps et les deux courbes se rejoignent un peu avant -15 ps à $\sim 10^{-11}$. Même si ce ne sont pas tout à fait les mêmes lasers et les conditions d'expériences, cela donne une bonne indication sur notre amélioration et une bonne indication aussi de l'impact résiduel (et donc de la "suffisance" ou pas de la quantité de surface) du miroir *amélioré* que nous avons mis place sur le laser Apollon. De plus, comme nous avons constaté pour l'une des premières expériences utilisateurs d'Apollon [33], l'article [146] démontre qu'ils sont capables (grâce à ce nouveau contraste) de générer des protons deux fois plus énergétiques (7MeV à 16MeV).

Cependant, il est légitime de se poser la question du retour à l'étireur de type Martinez abandonné depuis plusieurs dizaines d'années sur les systèmes >100 TW. En effet, contrairement à l'Öffner qui est un télescope a priori sans aberration, l'étireur Martinez en introduit. Malheureusement, l'article ne commente pas ces éventuelles aberrations (distorsions de phase basses fréquences).

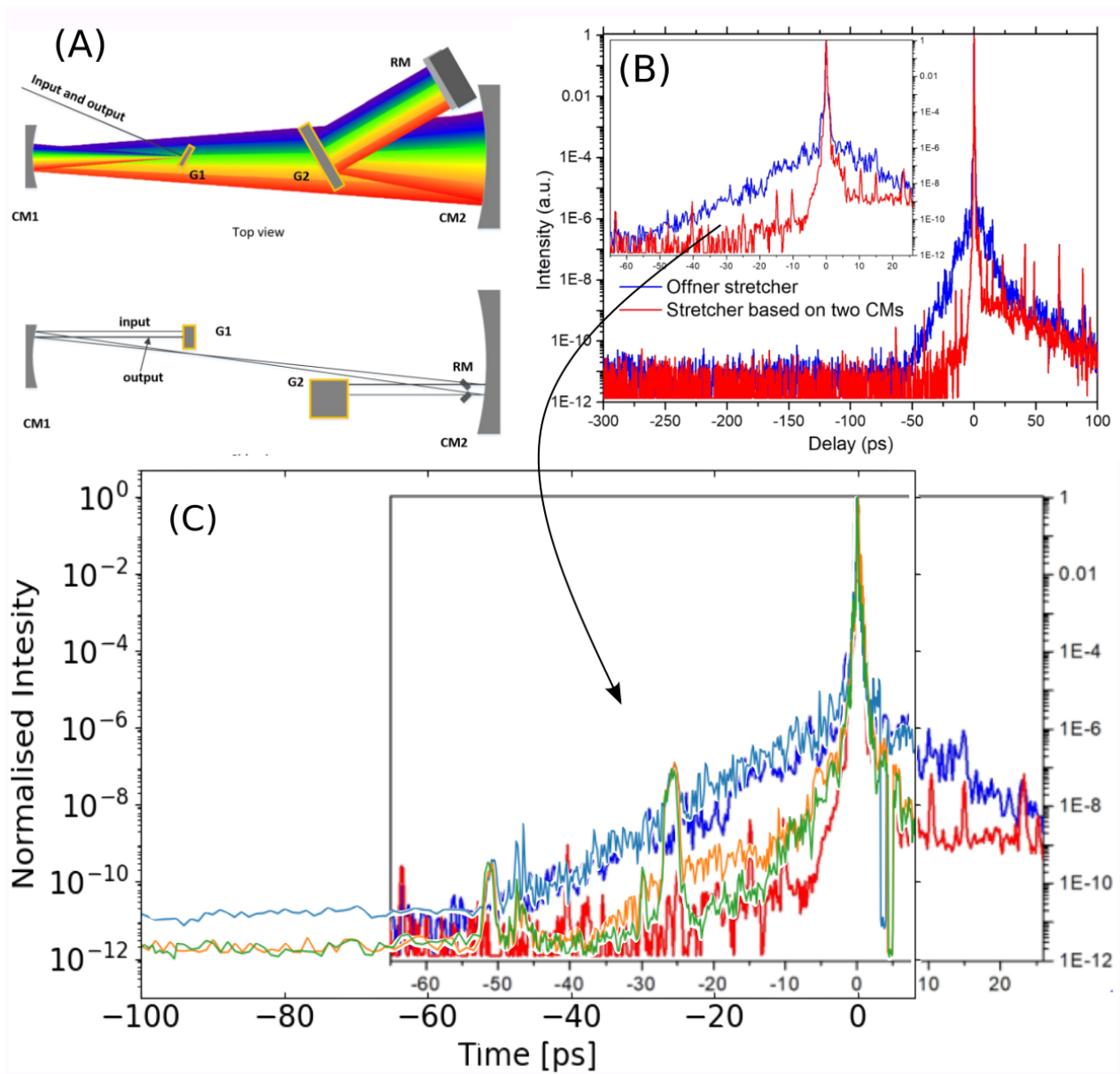


FIGURE 6.13 – (A) Étireur en configuration de type Martinez (figure Fig. 3 de l'article [146]) (B) Graphe montrant la comparaison du contraste temporel entre un étireur de type Öffner et Martinez (figure Fig. 2 de l'article [146]) (C) Comparaison des contraste de la Fig. 2 de l'article [140] et notre amélioration

Quatrième partie

Conclusion générale

Chapitre 7

Conclusion

La présente expérience de recherche a été très enrichissante personnellement à la fois sur les plans théorique et pratique. En effet, j'ai assisté et participé à la conception d'un laser de puissance dans le cadre d'un grand projet scientifique du Plateau de Saclay : le laser Apollon. Ce laser fait parti des premières installations délivrant des impulsions péta-watt(s) ultra-brèves, ultra-intenses. Dans ce cadre, mon travail de recherche expérimental contribue aux efforts de compréhension des phénomènes, complexes, des couplages spatio-temporels. J'ai participé à la caractérisation de problématiques spatio-spectrales, au maniement du laser en regard de ces problématiques et l'utilisation des diagnostics adéquats. Cet ensemble passionnant s'appuie aussi sur une cohésion avec toutes les équipes des laboratoires s'organisant autour de l'installation. Pour conclure ce document, je voudrais rassembler ci-après les principales réalisations de ces travaux et mettre en regard les perspectives futures.

Dans ce manuscrit, nous avons réalisé une étude des couplages spatio-temporels impactant les faisceaux lasers. Nous avons montré que ces couplages sont particulièrement importants pour les lasers de type pétawatt. En effet, nous avons remarqué dans l'introduction que les faisceaux lasers de classe pétawatt – grand diamètre et large bande spectrale – présentent une susceptibilité importante aux distorsions spatio-spectrales qui diminuent fortement leurs performances. La réduction de ces performances impactent à la fois le laser lui-même et aussi les conditions expérimentales des utilisateurs du laser. Nous avons noté

que les installations lasers de puissance mettent en place peu à peu de nouvelles méthodes de caractérisation pour les optimiser. Mais encore peu d'entre-elles ont permis de réaliser des campagnes expérimentales spatio-temporelles sur installations pétawatts.

Pour cette raison, nous avons proposé une étude se focalisant sur les lasers de classe pétawatt. L'approche proposée s'est concrétisée en deux études : (1) une étude des couplages spatio-temporels impactant l'intensité et (2) une étude des couplages spatio-temporels impactant le contraste temporel. Dans chacune des études, nous avons réalisé des campagnes expérimentales. Celles-ci ont permis d'observer les distorsions spatio-temporelles qui faisaient l'objet d'hypothèses dans la littérature ou qui avait déjà pu être observées sur des lasers de plus faible puissance. En fonction de la criticité, nous avons proposé voire réalisé des améliorations du laser.

Dans la première partie, sur l'impact des couplages spatio-temporels sur l'intensité, nous avons réalisé une étude théorique et expérimentale utilisant un détecteur de fronts d'onde multi-spectral. Cette technique de mesure nous a permis d'optimiser et caractériser les couplages spatio-temporels de la chaîne laser Apollon. Nous avons démontré que cette méthode de mesure multi-spectrale est très utile pour l'alignement de (grand) compresseurs et la caractérisation d'impulsions compressées en fin de chaîne laser avec un faible nombre de tirs.

L'exploitation des données expérimentales a permis de valider l'appareil sur un compresseur intermédiaire de la chaîne laser Apollon puis il a été utilisé pour régler finement le parallélisme (tilt) des réseaux du compresseur de la ligne 1PW. Nous avons démontré son utilisation en pleine pupille avec laser lui même et la précision de mesure est comparable à l'état l'art, déjà présent sur la laser utilisant les 3 diodes lasers cf. p.80. L'objectif de l'étude était de trouver un moyen résoudre la réduction de l'ordre 10% d'intensité du faisceau introduit dans le compresseur 10 PW. Nous avons démontré avec cette technique une capacité de résolution de la dispersion angulaire de 1,56%. Cela correspond à une résolution dix fois supérieure à la dispersion angulaire induite par le pas du moteur de rotation des réseaux.

Le développement d'un code de reconstruction 3D du champ électrique a permis de

déduire quantitativement l'impact de couplages spatio-temporels sur l'intensité du faisceau de la ligne 1 PW du laser Apollon. Ces travaux ont été intégrés à la campagne de validation[32] (*commissioning* en anglais) des paramètres du laser. À cet égard, nous avons montré que l'impact spatio-temporel se restreint à quelques pourcent. Ces travaux montrent aussi que l'utilisation d'afocaux à lentilles pour de grand faisceaux est potentiellement problématique sans compensation par miroir déformable. Une amélioration spatio-temporelle de la chaîne laser suggérée par ces travaux serait par exemple de remplacer les afocaux à lentilles par des miroirs pour limiter l'impact de la courbure chromatique.

Dans cette partie consacrée à l'impact du coulage spatio-temporel au niveau des optiques de l'étireur, sur le contraste des impulsions, nous avons démontré expérimentalement les hypothèses concernant la criticité du miroir convexe de l'étireur de type Öffner.

Ces travaux ont permis de mettre en évidence l'impact de la qualité de surface du miroir convexe. Nous avons étudié le processus de couplage spatio-temporel générant une modulation de la phase spectrale et créant une diffusion de photons de part et d'autre du pic principal des impulsions laser sur une échelle temporelle s'étalant jusqu'à la centaine de picosecondes. L'étude de ce processus de diffusion nous a permis de construire un outil théorique afin de modéliser l'impact de plusieurs miroirs convexes : standard et de très haute qualité. Dans le chapitre 6, nous avons confronté nos prédictions et nos hypothèses avec les données de la campagne expérimentale lors du remplacement de cette optique. Ces résultats expérimentaux montrent l'obtention d'une amélioration de deux à trois ordres de grandeur du contraste temporel sur la gamme des 10 à 100 ps qui précèdent l'impulsion principale.

À ce jour, une étude très récente [146] a aussi démontré une amélioration probante du contraste temporel sur cette plage temporelle en éliminant le miroir convexe. Ces travaux sont partis, eux aussi, de notre hypothèse que la majorité de la perte de contraste venait du miroir convexe et ont simplement éliminé ce miroir en utilisant une configuration d'étireur de type Martinez (à miroir).

Annexe A

Annexes

A.1 Cross-corelateur de troisième ordre

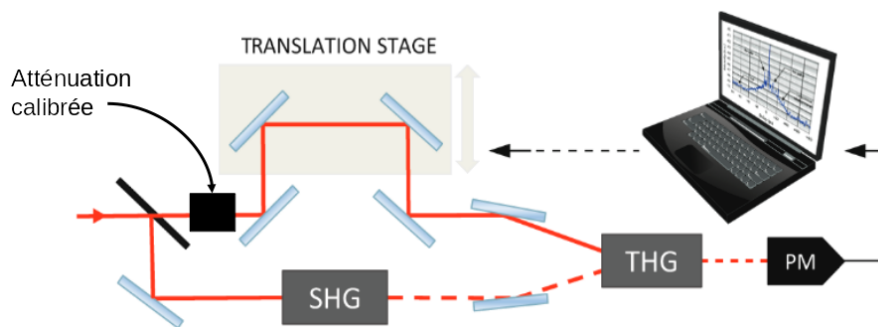


FIGURE A.1 – Schéma optique du Sequoia (Amplitude). La dynamique de cet appareil est basé sur l'utilisation d'une atténuation calibrée et d'un module photo-multiplicateur (PMT). La résolution temporelle est obtenue à l'aide d'une ligne à translation sur la partie doublée (SHG).

La caractérisation du rapport de contraste requiert des techniques de caractérisation temporelle à grande dynamique. L'une d'elles repose sur la méthode d'autocorrélation croisée de troisième ordre. Cette méthode consiste en un recouvrement de deux impulsions dont l'intensité est recueillie en fonction de délais introduits. L'acquisition n'est donc pas monocoup.

Aujourd'hui, cette technique de caractérisation du contraste des impulsions laser ultra-brèves est couramment utilisée sur les installations laser comme outil standard. En effet, sa capacité de résolution temporelle (échantillonnage de 20 fs sur ~ 1 ns) et sa haute dy-

namique ($10^{11} - 10^{12}$) est pour l'instant unique pour la caractérisation à haute dynamique des impulsions ultracourtes malgré l'absence de données de phase. Bien que d'autres types de dispositifs de mesure du contraste existent, la dynamique et la plage temporelle de tels dispositifs est inférieure à celle des corrélateurs de troisième ordre. Néanmoins, il est important de remarquer que certains dispositifs offrent la possibilité de mesurer en monocoup. Un aspect vraiment intéressant pour les installations laser à faible taux de répétition.

Cette technique auto-référencée repose sur l'acquisition de la fonction de corrélation croisée de troisième ordre (ou *third-order cross-correlator* en anglais). Cette technique est schématisée sur la figure A.1. La technique n'étant pas monocoup, chaque impulsion qui entre dans l'appareil de mesure permet de faire un point sur la courbe finale.

L'impulsion est d'abord scindée en deux. L'une parcourt une ligne à retard et l'autre se propage dans un cristal doubleur 2ω (ou *Second Harmonic Generation SHG* en anglais). On suppose que l'impulsion doublée en fréquence est plus courte temporellement et que son profil temporel est nettement plus propre que l'impulsion entrante, de sorte qu'elle puisse être utilisée comme signal de référence. L'impulsion doublée va servir d'échantillonnage sur l'impulsion retardée au moment du recouvrement dans un cristal tripleur (ou THG *Third Harmonic Generation*) en somme de fréquence $2\omega + \omega$. L'intensité ainsi obtenue est proportionnelle à la quantité de photons échantillonnés. Cette quantité de photons est détectée par un photo-multiplicateur (PM). Le rapport de contraste est donc le rapport entre le nombre de photons obtenus au pic principal par rapport à un délais donné.

Précisons que la dynamique de détection de photons par le photo-multiplicateur ne suffit pas seul à atteindre $10^{11} - 10^{12}$. La dynamique d'un tel système repose sur l'association du PM et d'une atténuation calibrée. Il peut être important à remarquer que cette technique de mesure ne fournit pas d'informations sur la phase temporelle ou spatio-temporelle mais elle donne des informations sur les pentes avant et arrière du contraste de l'impulsion laser mesurée. Par ailleurs, un désavantage de la technique est que le signal doublé en fréquence contient toujours des artefacts temporels de l'impulsion mesurée (pré- ou post-impulsion), alors la courbe finale peut faire apparaître des artefacts artificiels.

Il existe plusieurs corrélateurs croisés disponibles sur le marché. Le cross-corrélateur commercial Sequoia fourni par Amplitude Technologies est l'un des cross-corrélateurs les plus utilisés et les plus fiables pour caractériser le contraste temporel des impulsions ultrabrèves. Aussi, il convient de mentionner les corrélateurs les plus récents qui offrent une dynamique élevée allant jusqu'à $10^{13} - 10^{14}$. Bien entendu, le passage à une version à plus haute dynamique nécessite un investissement conséquent pour certaines installations laser qui maîtrisent la version standard conventionnelle.

A.2 Simulation et optimisation d'un compresseur

Comme beaucoup de travaux de thèse, l'accumulation de codes de simulation peut être importante. Tous ne sont pas reliés directement aux études décrites dans les chapitres précédents ou ne relèvent pas d'un intérêt spécifique.

Néanmoins, un code simulant l'optimisation de l'étirement-compression d'un laser CPA a fait l'objet d'une intégration dans le projet européen IT-ELLI (Innovative Training and Education for Large Laser Infrastructure) qui constitue une base de connaissance et d'outils numériques spécifiquement adaptés pour les installations laser de puissance. Ce projet regroupant la plupart des *Extreme Light Infrastructure* ELI met en avant la nécessité de développer des outils opérationnels dans divers domaines. Ce projet permet aussi de promouvoir cette base de connaissance dans des événements éducatifs en partenariat avec *Erasmus plus*. Ceci m'a permis non-seulement de contribuer au projet IT-ELLI mais aussi de participer en créant un TP pour la semaine de formation annuelle (2018 et 2019).

Le code est un programme en `Python` et il est issu d'un code `Matlab` réalisé en stage avant la thèse. L'outil du projet IT-ELLI comporte un `textttAGL` (Atelier de Génie Logiciel) permettant d'être à la portée des utilisateurs non-experts en `Python` avec une interface graphique utilisateur. Pour l'écriture du code, l'AGL permet de trouver une base commune pour la conception de chaque composant applicatif se voulant inter-opérant. Ma contribution a été d'implémenter mon code puis de vérifier, généraliser et fonctionnaliser certaines étapes

du calcul (analytique) de phase spectrale introduite par les éléments dispersifs de la chaîne laser. Puis, j'ai intégré une seconde optimisation (numérique) sur le principe du rapport de Strehl.

Pour aller plus loin, mais surtout pour anticiper l'adaptation du modèle au cas d'Apollon, il faut déterminer les principaux paramètres adéquats à la simulation. Ces paramètres sont W , la taille du faisceau, γ , le coefficient *spatio-spectral*, et l_C , la longueur de corrélation. Ceux-ci jouent des rôles importants et une discussion à propos de leur impact est utile.

A.3 Paramètres de calcul des contributions axiales et non-axiales

Sans démontrer les expressions analytiques publiées par J. Bromage et al., les deux équations ci-dessous modélisent l'intensité du champ proche $\langle I(x, y, t) \rangle$ et du champ lointain $\langle I(k_x, k_y, t) \rangle$ d'un faisceau dont les propriétés spatio-temporelles ont été déformées au champ proche. Les équations suivantes dérivent d'un DSP gaussien pour faciliter l'écriture analytique et la discussion des paramètres :

$$\langle I(k_x, k_y, t) \rangle = I_0(k_x, k_y, t) + I_P \frac{\sigma^2 l_C}{\sqrt{2}\gamma\Delta\omega} \left(\frac{l_C}{\sqrt{2}W} \right) \times \exp \left\{ \left[-W^2 \left(k_x + \frac{t}{\gamma} \right)^2 - \frac{l_C^2 k_y^2}{2} - \frac{l_C^2 t^2}{2\gamma^2} \right] \right\} \quad (\text{A.1})$$

$$\langle I(x, y, t) \rangle = I_0(x, y, t) + I_o(x, y) \frac{\sigma^2 l_C}{\sqrt{2}\gamma\Delta\omega} \exp \left\{ \left[-\frac{l_C^2 t^2}{2\gamma^2} \right] \right\} \quad (\text{A.2})$$

Avec les paramètres suivants :

- $I_0(*, *, t)$ l'intensité idéale (sans piédestal). On notera que (comme dans le modèle précédent) ce modèle dissocie le pulse et les composantes de piédestal.
- $\gamma\Delta\omega$ correspond à la longueur en millimètres sur laquelle s'étale le spectre sur le deuxième réseau du compresseur. Avec γ , le coefficient *spatio-spectral*, précise la longueur en millimètres sur laquelle s'étant 1 Téra-Hertz (THz).
- W , la taille du faisceau à $1/e$ (de l'ordre du millimètre)
- σ , le rms de la phase issue du couplage spatio-temporel des défauts de surface du réseau en radians (inférieur à l'unité)

– l_c , la longueur de corrélation à $1/e$ d'une auto-corrélation des défauts surface

A.3.1 La taille du faisceau, W

La figure Fig. A.2 présente trois simulations de l'intensité dans le plan (k_x, t) pour lesquels la taille du faisceau W varie de 10 (multiplier ou diviser) par rapport à la valeur nominale de l'article [74] (1 mm), de gauche à droite respectivement 10 mm, 1 mm et 0,1 mm. Deux choses doivent attirer l'attention ici : d'une part la taille du pic principal au centre des graphes et d'autre part la largeur du piédestal. Deux remarques peuvent être faites sur l'influence

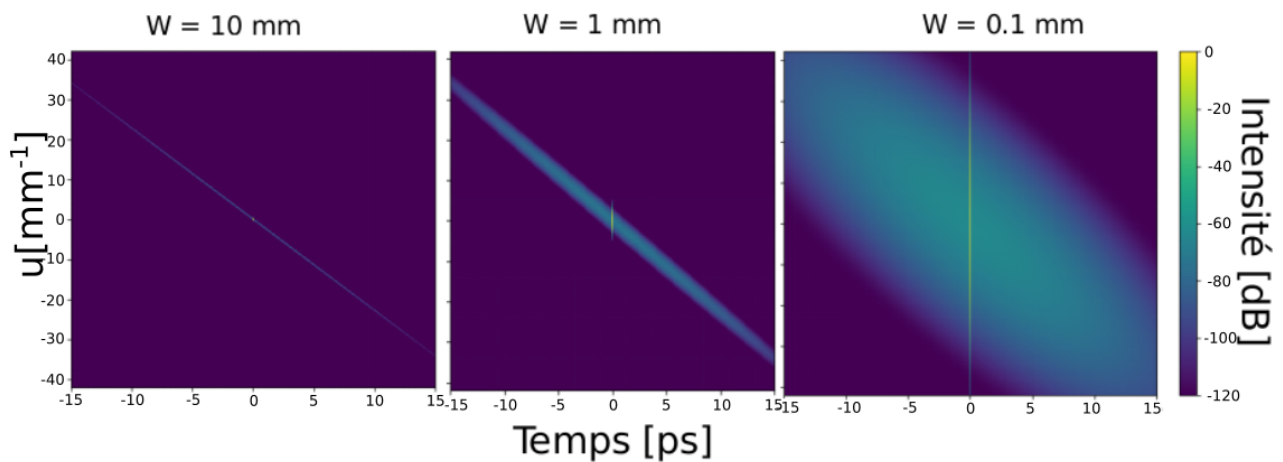


FIGURE A.2 – Trois figures de l'intensité $\langle I(u = k_x, k_y, t) \rangle$ en [dB] simulée au champ lointain dans le plan u (sur $\pm 40 \text{ mm}^{-1}$ en fonction du temps en pico-secondes (sur $\pm 15 \text{ ps}$). Je représente l'influence voire la tolérance de ce modèle au paramètre W , le faisant varier (multiplier et diviser) de dix par rapport à sa valeur nominale.

de ce paramètre W . Premièrement, le rétrécissement au champ lointain dépend de W , la taille du faisceau dans le champ proche; donc non seulement la taille du pic principal au champ lointain mais aussi la largeur des contributions non-axiales sont inversement proportionnelles à W . En effet, plus un faisceau est large avant un élément focalisant, plus il sera mince au plan focal.

Deuxièmement, l'intensité du champ lointain s'approche du résultat au champ proche lorsque la taille du faisceau est réduite de 10 à 0,1 mm. En effet, dans l'équation Eq. A.1 W tend à annuler le terme tel que : $\lim_{W \rightarrow 0} -W^2 \left(k_x + \frac{t}{\gamma} \right)^2 = 0$. De plus, à W petit, chaque composante spectrale échantillonne des défauts spatiaux différents en champ proche. Ce qui provoque

une dégradation du contraste car la petite taille du faisceau impacte défavorablement le lissage de la phase.

A.3.2 Le coefficient spatio-spectral γ

La figure Fig. A.3 expose trois simulations dont on ne fait varier que le paramètre γ . Ces simulations montrent l'intensité au champ lointain dans le plan (k_x, t) . Ce coefficient modifie la pente selon laquelle s'étalent les composantes non-axiales (du piédestal). En effet, γ intervient en loi $1/x$ en fonction du temps dans le second terme (celui des composantes hors-axes) de l'équation Eq. A.1 : $-W^2 \left(k_x + \frac{t}{\gamma}\right)^2$. Cela rend ce paramètre très critique s'il est supérieur à l'unité. En effet, les contributions de ce piédestal se retrouveront alors sur l'axe ($k_x = 0$). Cela rend difficile voire impossible de distinguer les phénomènes axiaux et non-axiaux par l'intermédiaire d'un filtrage de ces composantes. En d'autres termes, ce paramètre est critique pour filtrer sans *couper* le pulse principal, si la résultante est trop inclinée sur l'axe.

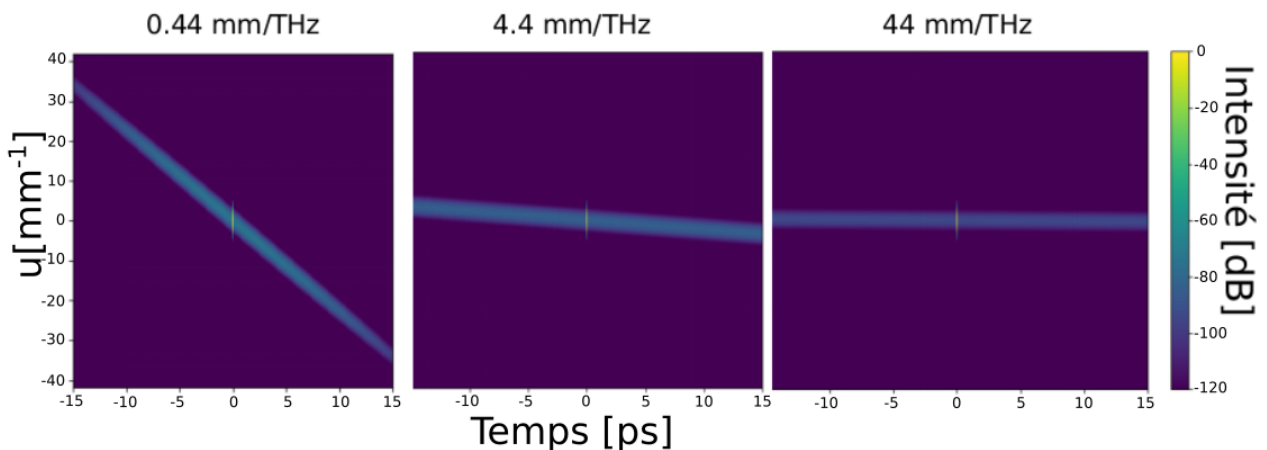


FIGURE A.3 – Trois figures de l'intensité $\langle I(u = k_x, k_y, t) \rangle$ en [dB] simulée au champ lointain dans le plan k_x (sur $\pm 40 \text{mm}^{-1}$ en fonction du temps en pico-secondes (sur $\pm 15 \text{ps}$). Je représente l'influence voire la tolérance de ce modèle au paramètre γ , le faisant varier (multiplier et diviser) de dix.

A.3.3 La longueur de corrélation, l_C

La figure Fig. A.3 montre trois simulations dont on ne fait varier que le paramètre l_C autour de la valeur 1 mm : de gauche à droite respectivement 0.1 mm, 1 mm et 10 mm. Ces simulations tracent l'intensité au champ lointain dans le plan (k_x, t) . Ici, l'étalement de la contribution non-axiale est un effet remarquable.

La valeur d' l_C est inversement proportionnelle avec son étalement angulaire et temporel. De même, ce paramètre est critique car un filtrage ne peut se faire que si les composantes hors-axe sont suffisamment étalées. Ceci dit, l'ordre de grandeur de cette longueur de corrélation est inférieur à l'unité millimétrique; et $l_C = 10$ mm (peu réaliste physiquement) ne poserait en réalité que peu de problèmes.

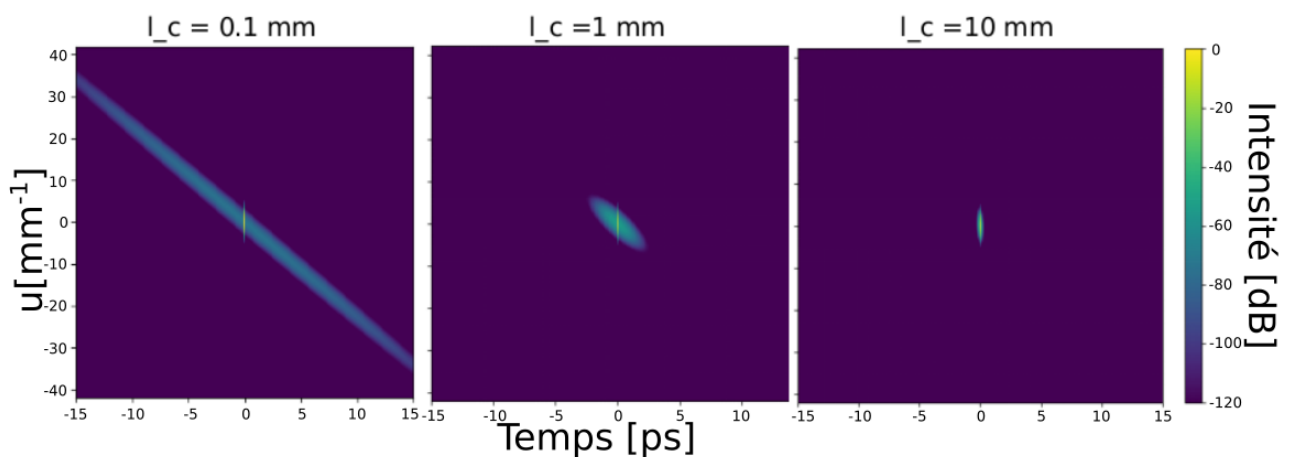


FIGURE A.4 – Trois figures de l'intensité $\langle I(u = k_x, k_y, t) \rangle$ en [dB] simulée au champ lointain dans le plan u (sur $\pm 40\text{mm}^{-1}$ en fonction du temps en pico-secondes (sur ± 15 ps). Je représente l'influence voire la tolérance de ce modèle au paramètre l_C , le faisant varier (multiplier et diviser) d'un facteur dix.

n	m	polynôme	nom usuel	notation
0	0	1	piston	Z_0^0
1	1	$2r \sin \theta$	tilt X	Z_1^1
1	-1	$2r \cos \theta$	tilt Y	Z_1^{-1}
2	0	$\sqrt{3}(2r^2 - 1)$	defocus	Z_0^2
2	2	$\sqrt{6}r^2 \sin 2\theta$	astigmatisme 0 deg	Z_2^2
2	-2	$\sqrt{6}r^2 \cos 2\theta$	astigmatisme 45 deg	Z_2^{-2}

TABLE A.1 – Tableau dans le formalisme de Zernike où l'on fait correspondre le couple (n, m) , son polynôme, sa notation et son nom usuel

A.4 Polynômes de Zernike

Dans cette section de l'annexe, on va regarder la représentation des aberrations dans le formalisme décrit par les polynômes de Zernike. Ces polynômes sont fonction de leur ordre (n, m) dans l'équation Eq. 4.1 décrite dans le chapitre 4. Cette équation est orthonormée si et seulement si elle satisfait la relation d'orthogonalité suivante :

$$\int_0^1 \int_0^{2\pi} Z_n^m(r, \theta) Z_{n'}^{m'}(r, \theta) r dr d\theta = \pi \delta_{n,n'} \delta_{m,m'} \quad (\text{A.3})$$

À partir cette relation, on peut constituer la liste des aberrations de ce formalisme. On retrouve dans la table Tab. A.1 de cette annexe la correspondance entre le couple (n, m) , son polynôme, sa notation et son nom usuel. De plus, on montre sur le figure Fig. A.5 la représentation 2D de ces fonctions.

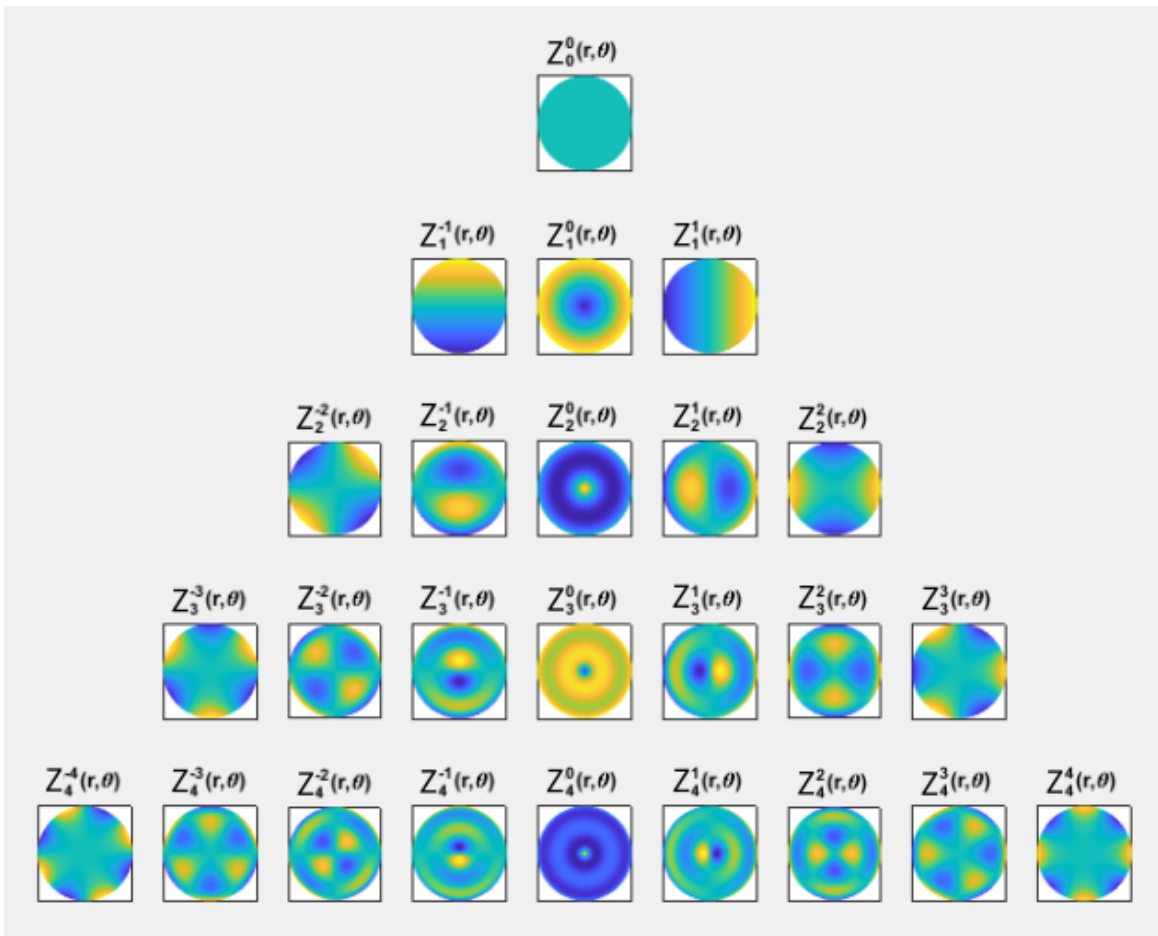


FIGURE A.5 – Représentation des polynômes de Zernike en fonction de leur ordre (n, m) .

A.5 Contributions de l'OPCPA sur le contraste temporel

Dans cette section de l'annexe, on va regarder la contribution sur le contraste temporel du pilote laser d'Apollon (cf. Fig. A.6). Nous avons fait une mesure du contraste pour une même énergie de sortie (~ 1 mJ) mais avec des ratios d'amplification différents entre l'amplificateur OPCPA et l'amplificateur Ti :Sa. Dans un cas, toute l'amplification se fait avec l'amplificateur Ti :Sa et dans l'autre cas l'OPCPA avec une sortie de $300 \mu\text{J}$, ce qui correspond à une injection de quelques μJ dans l'amplificateur Ti :Sa. Ainsi, on voit clairement que l'OPCPA joue sur le contraste du piedestal ns avec un gain de 3 ordres de grandeurs et permet aussi de diminuer les pré-pulses. Cependant, comme attendu par notre théorie, l'OPCPA n'a un impact que négligeable sur le contraste picoseconde comparé à la dégradation due à la qualité des miroirs dans l'étireur.

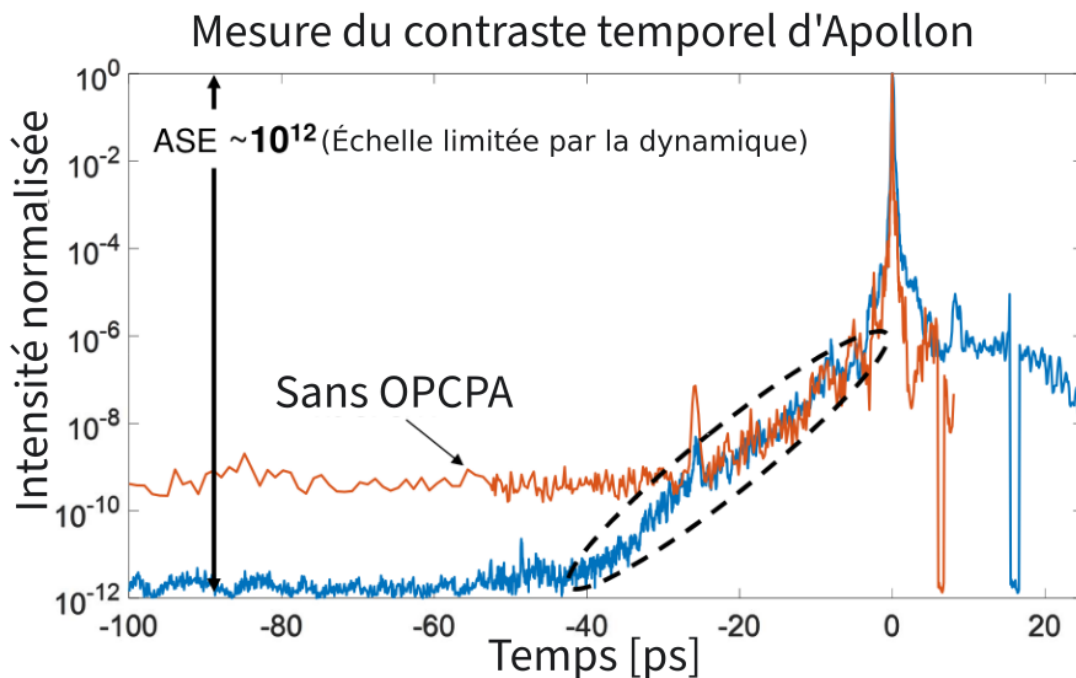


FIGURE A.6 – Mesure du contraste temporel du laser Apollon. Comparaison entre une configuration avec et sans amplification OPCPA.

Annexe B

Contributions scientifiques liées aux travaux de la thèse

B.1 Liste des contributions scientifiques

Publications dans des revues scientifiques à comité de lecture

- K. Burdonov et al. "Characterization and performance of the Apollon Short-Focal-Area facility following its commissioning at 1 PW level" *Matter and Radiation at Extremes* 6, 064402 (2021); DOI : 10.1063/5.0065138
- L. Ranc, et al. "Improvement in the temporal contrast in the tens of ps range of the multi-PW Apollon laser front-end," *Opt. Lett.* 45, 4599-4602 (2020), DOI : 10.1364/OL.401272
- S. Boivinet, A. Pellegrina, L. Ranc, et al. "30TW and 33fs pulses delivered by a Ti :Sa amplifier system seeded with a frequency-doubled fiber laser," *Appl. Opt.* 59, 7390-7395 (2020), DOI : 10.1364/AO.401351
- D. N. Papadopoulos, P. Ramirez, K. Genevrier, L. Ranc, et al., "High-contrast 10 fs OPCPA-based front end for multi-PW laser chains", *Opt. Lett.* 42, 3530-3533 (2017), DOI : 10.1364/OL.42.0035

Conférences à comité de lecture

- HPLSE 2021, China, abstract accepted
- CLEO US 2019 (Conference on Lasers and Electro-Optics)

- * Z. Mazzotta, L. Ranc, et al. "Thermally induced spatiotemporal aberrations in high average power ultrashort compressors" JM2E.2, DOI : 10.1364/CLEO_AT.2019.JM2E.2
- * D. N. Papadopoulos, J. P. Zou, C. Le Blanc, L. Ranc et al. "First commissioning results of the Apollon laser on the 1 PW beam line" (CLEO), San Jose, CA, USA, 2019, pp. 1-2, DOI : 10.1364/CLEO_SI.2019.STu3E.4
- ASSL 2019 (Advanced Solid State Lasers Conference)
 - * L. RANC, et al. "Spatiotemporal aberrations introduced by thermal effects in a grating compressor of a PW laser" in Laser Congress 2019 (ASSL, LAC, LS&C), OSA, paper AW3A.2 DOI : 10.1364/ASSL.2019.AW3A.2
- UFO 2019 (UltraFast Optics)
 - * L. Ranc, et al. "Optimisation of a Petawatt class compressor alignment based on a spectrally resolved wave front senso analysis", UltraFast Optics XII, UFO, Ultrahigh Peak-Power Laser Systems and Related Technologies , M1.2
- ICUIL 2018, 8th Conference of the International Committee on Ultrahigh Intensity Lasers
 - * L. Ranc, et al. "Spatiotemporal study on a PW laser : Theoretical models, measurement methods and experimental results", (ICUIL), Lindau, Germany, 2018

Poster

- ASSL 2019 (Advanced Solid State Lasers Conference) and GDR UP 2020
 - * Lucas Ranc, et al. "Multispectral wavefront sensor for Petawatt class compressor alignment optimisation", DOI : 10.1364/ASSL.2019.JM5A.30
- PALM2019 C. LeBlanc, L. Ranc, et al. "2IMPACTs : Etude des effets de couplage Spatio-temporel sur le contraste temporel d'une impulsion laser intense. (IMPulsions Intenses Avec Couplage Spatio-Temporel)"
- Forum ILP 2018 (Forum (ILP) – Interaction Laser-Plasma)
 - * J.P. Zou, L. Ranc, et al. "Investigation of the spatio-temporal effects in the Apollon 10 PW laser" (Forum ILP, 2018)
- FEMTO-UP 2017 (GDR FEMTO-UP – CNRS)

- * L. Ranc, et al. « Étude des effets spatio-temporels sur le contraste du laser Apollon » (2017), Lyon, France

Communications scientifiques de l'auteur

- EDOM Days 2020 (doctoral school meeting)
- Réseau FEMTO 2019 – Journée thématique : *Thermique dans les systèmes laser et les cristaux non-linéaires* (CNRS)
 - * Lucas Ranc, "Impact de la thermique dans les systèmes optiques de grande dimension" au Pyla, Bordeaux.
- IT-ELLI 2018 and 2019
 - * Lucas Ranc, "Optimizing a laser chain" IT-ELLI (Innovative training and education for large laser infrastructures, Erasmus+) at École polytechnique.
- Thales SeAT 2019 (Séminaire d'animation technique)
 - * L. Ranc, "PIMP MY PETAWATT (PW)" (DT, 2019)

B.2 Articles scientifiques

Dans cette section, on rassemble par les principales contributions scientifiques liées aux travaux de la thèse.

Optics Letters

High-contrast 10 fs OPCPA-based front end for multi-PW laser chains

D. N. PAPAPOPOULOS,^{1,4} P. RAMIREZ,^{1,2} K. GENEVRIER,^{1,2} L. RANC,¹ N. LEBAS,¹ A. PELLEGRINA,¹ C. LE BLANC,¹ P. MONOT,³ L. MARTIN,¹ J. P. ZOU,¹ F. MATHIEU,¹ P. AUDEBERT,¹ P. GEORGES,² AND F. DRUON^{2,5}

¹Laboratoire pour l'Utilisation des Lasers Intenses, CNRS, Ecole Polytechnique, Palaiseau, France

²Laboratoire Charles Fabry, Institut d'Optique Graduate School, CNRS, Université Paris-Saclay, 91127 Palaiseau cedex, France

³CEA, Iramis, SPAM, Saclay, France

⁴e-mail: dimitrios.papadopoulos@polytechnique.edu

⁵e-mail: frederic.druon@institutoptique.fr

Received 6 July 2017; revised 4 August 2017; accepted 7 August 2017; posted 7 August 2017 (Doc. ID 301812); published 6 September 2017

Applications using multi-PW lasers necessitate high temporal pulse quality with a tremendous contrast ratio (CR). The first crucial prerequisite to achieve multi-PW peak power is the generation of ultrashort pulses with good spectral phase quality. Second, to avoid any deleterious pre-ionization effect on targets, nanosecond contrast better than 10^{12} is also targeted. In the framework of the Apollon 10 PW French laser program, we present a high-contrast 10 fs front-end design study to inject highly energetic Ti:sapphire PW lasers. The CR has been measured and analyzed in different time ranges highlighting the different major contributions for each scale. © 2017 Optical Society of America

OCIS codes: (140.3590) Lasers, titanium; (140.7090) Ultrafast lasers; (190.7110) Ultrafast nonlinear optics.

<https://doi.org/10.1364/OL.42.003530>

Multi-PW laser projects flourish all over the world [1]. One of the main issues for the applications linked to these ultrahigh intense systems concerns the temporal pulse quality and, in particular, the contrast in the front of the pulses [1–5]. Indeed, at such a level of intensity, unwanted interaction [6] with targets and plasma preformation easily occurs, necessitating nanosecond contrast better than 10^{12} . Moreover, short pulses of high-quality and minimal residual spectral phase are also an important prerequisite in order to permit an optimal temporal localization of the energy. In the framework of the Apollon 10 PW French laser program, a high-contrast 10 fs front end for Ti:sapphire PW lasers has been developed. The Apollon laser, currently under construction at the University of Paris-Saclay, France, will be among the first multi-PW installations in the world devoted to the study of high-intensity laser matter interaction at unprecedented regimes and peak intensities surpassing $2 \cdot 10^{22}$ W/cm². The final goal of the Apollon laser is the generation of 10 PW pulses corresponding to energy of 150 J and 15 fs duration at a repetition rate of 1 shot/min. To fulfill the objectives, Apollon is based on a so called “hybrid” configuration where the optical parametric

chirped pulse amplification (OPCPA) technology is optimally combined with Ti:sapphire-based main amplification [7,8]. OPCPA in the few picosecond regime is used in the front end of the system to guarantee a large bandwidth and high-contrast injection pulses of about 1 mJ at 100 Hz repetition rate.

In this Letter, we present a review of earlier and more recently obtained results from the OPCPA stage of this front-end source. The design considerations and the parametric optimization of the laser source configuration are discussed in detail taking into account the parametric conversion efficiency, the saturation level, the spatial aspects and, finally, the impact on the contrast ratio (CR) in different timescales. The CR analysis considers the femtosecond range for the coherent contrast issues, the tens of picosecond range for close noncoherent issues, and the hundreds of picosecond range for fluorescence issues. Major impacting effects on each scale are described and discussed concluding to noteworthy results, especially in the tens of picosecond range.

As summarized in Fig. 1, the front-end system is based on an optically synchronous OPCPA operating in the few picosecond range. An ultrashort Ti:sapphire oscillator (<7 fs) produces a very broad spectrum that is split into two outputs: (1) the main part centered at 800 nm is sent to a Ti:sapphire multipass amplifier that generates >1.5 mJ, 25 fs pulses at 1 kHz with a relatively high CR of $\sim 10^{-8}$, and (2) the spectral part >1020 nm is used to inject a Yb-based chirped pulse amplification (CPA) system that is used to pump the OPCPA.

The operation point of the OPCPA stage is chosen on the basis of three main considerations: (1) to provide a relatively

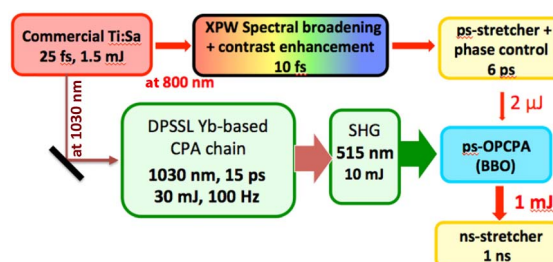


Fig. 1. Apollon front-end experimental scheme.

low saturated gain to limit the generation of unwanted superfluorescence and, at the same time, improve the CR of the pulses (in the time range of the pump pulse duration) by the same factor, (2) to provide output energy in the 1 mJ range to guarantee the comfortable injection of the following amplification stages based on Ti:sapphire, without excessive requirements on the OPCPA pump pulse energy limited around 10 mJ (at 515 nm), and (3) to operate on a controllable, moderate saturation level to guarantee the combination of stable operation and good beam quality.

Figure 2 presents a more detailed schematic of the OPCPA injection setup. The input signal is provided by a double-stage cross-polarized wave (XPW) configuration which plays a double role: the improvement of the contrast of the commercial CPA source by at least two to three orders of magnitude ($CR_{XPW} < 10^{-10}$) and the spectral broadening and shaping providing a Gaussian-like spectrum supporting sub-10 fs pulses [9–11]. The signal is then stretched to ~ 6 ps in a 15 cm block of BK7 and goes through a high dynamic range and high spectral phase correction capacity active controller, a double-pass acousto-optic programmable dispersive filter (AOPDF, Dazzler from Fastlite) employing a 45 mm long TeO_2 crystal. This device will be used to compensate for the spectral phase distortions of the entire laser chain. The beam is then spatially filtered with a 40 cm long hollow core waveguide (HCW) before being sent into the OPCPA crystal. Spatial filtering with a HCW is used to guarantee a stable filtering function and a fixed beam pointing reference for the rest of the laser chain. Due to the reduced efficiency of the double-pass AOPDF and the strong degradation of the beam observed after it (Fig. 3), the OPCPA seed energy is decreased to $\sim 2 \mu\text{J}$. The final beam profile, however, is excellent, and the energy stability is $< 1.6\%$ rms for an input laser stability of $< 1.25\%$ rms (over 30 min).

Regarding the OPCPA pump beam, the 1030 nm output of the oscillator is first amplified in a Yb-doped fiber amplifier (from Keopsys), stretched to 1.5 ns, and amplified to 2 mJ in a commercial Yb:KYW regenerative amplifier (from Amplitude Systemes). According to our design, a final booster of the pump signal to reach the energy level of < 30 mJ is then required to provide the 10 mJ pulse at 515 nm [for typical compression ($\sim 70\%$) and frequency doubling ($\sim 60\%$) efficiencies]. In order to access to a larger range of experimental conditions and better investigate the limitations imposed by the saturation effects, we decided to perform the validating experiments using a pump with higher energy. A Yb:YAG thin-disk regenerative amplifier capable of delivering up to 150 mJ at 100 Hz [12] is

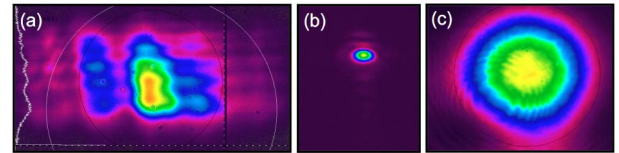


Fig. 3. Beam profiles of the stretched seed: (a) near field after the AOPDF, (b) far field at the HCW filter, and (c) near field at the OPCPA input.

then used. The output of the final amplifier is compressed down ~ 15 ps and frequency-doubled in a 4 mm thick type-I lithium triborate (LBO) crystal producing approximately 12 ps pulses at 515 nm with adjustable energy up to 60 mJ.

The OPCPA nonlinear crystal is a 4 mm thick beta barium borate (BBO) cut for type-I interaction at 24.5° phase-matching angle. The input beam is collimated at 5 mm diameter with the use of a single concave mirror at the output of the filtering HCW. The beam size and the energy of the pump beam could be varied (with the use of several lens combinations) to allow the parametric study and the optimization of the operation of the amplifier [13]. The goal is to obtain a stage which, when pumped with 10–11 mJ, would deliver a stable amplified signal, with energy around 1 mJ, a bandwidth for 10 fs pulses, and an excellent beam profile. The main challenge in this parametric investigation is to achieve a well-controlled saturation level. Saturation guarantees both increased stability and efficient energy transfer. However, it should be limited to the optimal level so that deleterious back-conversion effects leading to the degradation of the spatial and the spectral form of the amplified pulses are not significant. The optimal pump diameter has been defined to be around 3 mm ($1/e^2$) with a Gaussian-like shape. The choice of using a larger seed beam has been favored as a precaution based on a method to suppress superfluorescence implemented in Ref. [14], where the larger signal beam allows the selection of the part of the signal beam with the highest signal-to-noise ratio and cleanest wavefront. Therefore, the behavior of the OPCPA is investigated with respect to the pump beam energy, which leads to intensities ranging from 3.8 to 15.1 GW/cm^2 .

Under perfect phase-matching conditions, the injected spectrum with a Gaussian-like shape and a full width at half-maximum of 70 nm (reduction due to the AOPDF response which is not perfectly flat in the whole 200 nm spectral range) is broadened and progressively reaches a square-shaped form for increasing pump energy (Fig. 4, left graph).

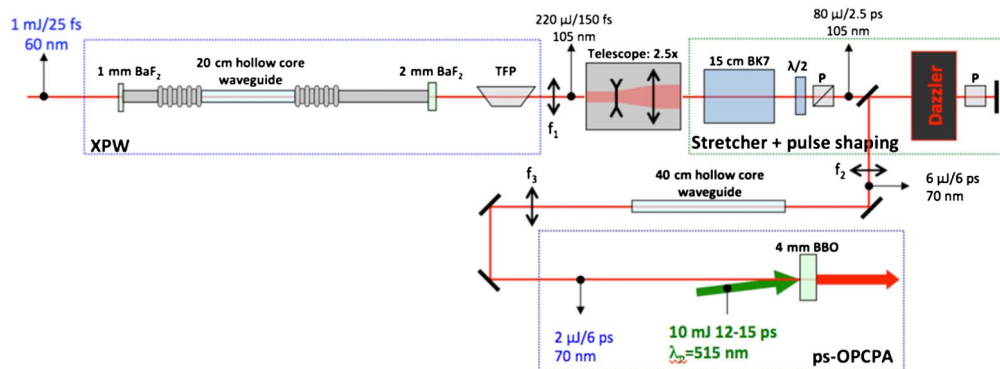


Fig. 2. Experimental setup of the contrast-cleaner, phase-and-spectrum-controller apparatus of the Apollon 10 PW laser. TFP, thin film polarizer.

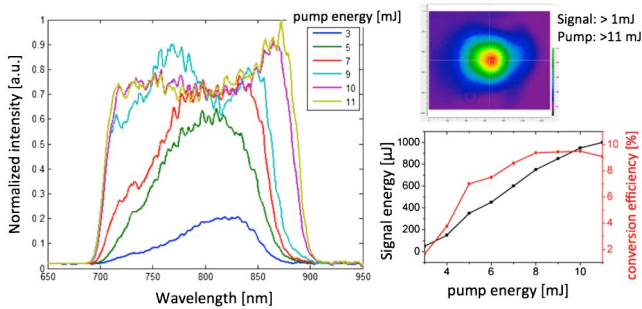


Fig. 4. Spectrum evolution (left) and efficiency (middle) versus pump energy of the OPCPA. A beam profile representing the beginning of the spatial distortion due to saturation is also represented (right).

The spectrum converges to a square shape when the pump energy exceeds 9 mJ, which corresponds to the saturation level also well observed on the efficiency. Above 10 mJ of pump, the spectrum still enlarges up to 200 nm, and the energy exceeds 1 mJ. Nevertheless, at this point, the saturation begins to be deleterious on the beam profile, and a rollover is observed also on the efficiency (Fig. 4, right side).

The optimal operation point is then defined for $\sim 10\%$ efficiency and output energy of 0.95 mJ. In Fig. 5, the input–output spectrum of the OPCPA at this operation point is given (in linear and log scale). The excellent beam profile is also given (Fig. 5, right).

For the temporal characterization of the OPCPA output, the amplified 6 ps stretched pulses have been compressed using the large Offner stretcher of the Apollon chain set close to the zero dispersion configuration. Using the stretcher in such a configuration gives us the possibility for a combined investigation: first, the experimental evaluation of the AOPDF capacity for active compensation of the higher-order spectral phase and optimization of the pulses contrast in the coherent range (< 1 ps) and, second, the study of the incoherent contrast taking into account the maximum of the potential contributions, including the Offner stretcher itself and, more specifically, the impact of its optical components quality.

The compressed pulses are first analyzed and optimized with the use of a self-referenced spectral interferometry (SRSI) Wizzler device (Fastlite). After correction of the residual phase with the online AOPDF, we measured 9.5 fs to be compared to 8.1 fs Fourier transform limited (FTL) duration (Fig. 6). The advantage of measuring the pulses using the SRSI is to be able to access to the coherent contrast down to typically 10^{-5} . The residual

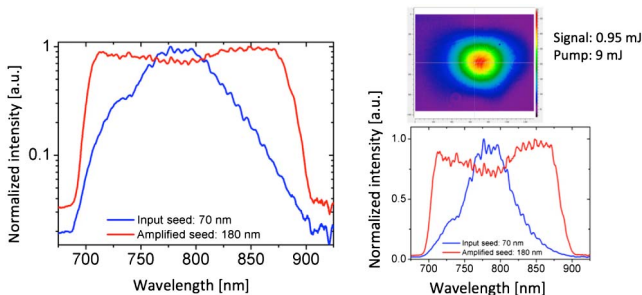


Fig. 5. Spectra before and after the OPCPA in linear and log scales for energy of 0.95 mJ (left-middle). Beam profile of the OPCPA at the same operation point (right).

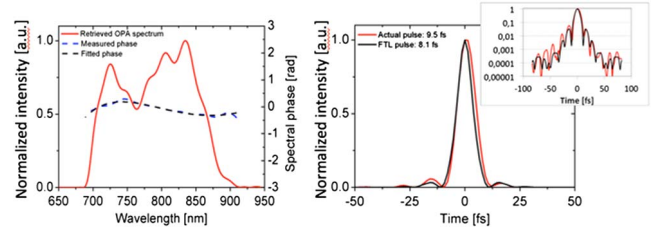


Fig. 6. OPCPA compressed-pulse duration, SRSI measurement, and coherent contrast: (left) spectrum, (right) temporal shape, (inset) log scale.

phase in our case is negligible allowing an excellent coherent contrast. Indeed, as shown in the log scale inset graph of Fig. 6, the pulse temporal shape measured is very close to the FTL one. The pulse shape is imposed mainly by the square-shaped spectrum. It is very important to underline that the subsequent high-energy Ti:sapphire amplifiers will filter the amplitude towards a less platykurtic shape inducing an apodization of the temporal satellites. However, the reduced coherent contrast of an OPCPA operating near the saturation regime ($\approx 10\%$) is not a serious restriction when used as a Ti:sapphire injector. Nevertheless, the OPCPA saturation remains an issue operating above 10% of efficiency regarding the spatial considerations. Moreover, in this configuration, the OPCPA gain ($\times 500$) remains very low in order to avoid any super-fluorescence. Indeed, in simple relative intensity level measurements using a fast photodiode, this super-fluorescence level, even when blocking the signal injection, has been estimated to be less than 10^8 times lower than the pulse itself.

Even more important than the coherent contrast for a PW system is the 100 ps scale contrast. The incoherent contrast has been measured using a high dynamic third-order autocorrelator (Fig. 7). The measurement is shown in Fig. 7 indicating a floor noise with a mean CR of $\sim 10^{-12}$, limited by the dynamic range of the device. This guarantees an absence of parasitical peaks $> 10^{-11}$ that could be hidden in the noise. Moreover, the nature of the structures appearing at -260 , -170 , -120 , and -50 ps are also probably due to noise. It is well known [15] that having higher dynamics with such an apparatus is difficult. Taking into account the spectral bandwidth limitations of the nonlinear crystal used in the autocorrelator (bandwidth limited for 100 fs pulses), the peak power measured is in reality underestimated by one order of magnitude and, therefore, the CR can be safely estimated better than 10^{12} and closer to 10^{13} . In fact, this conclusion is in agreement with the contrast evolution

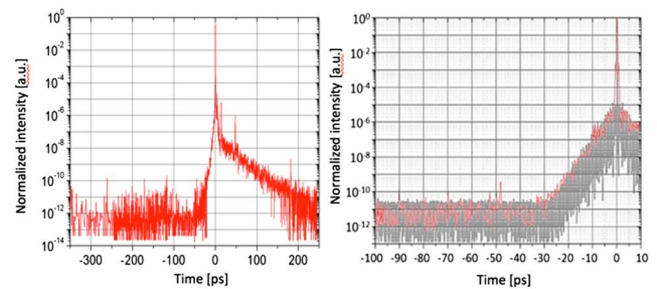


Fig. 7. (Left) OPCPA compressed-pulse contrast measurement using a high dynamic third-order autocorrelator. (Right) OPCPA compressed-pulse contrast in the 100 ps scale range. The thick gray line corresponds to the calculated contrast based on the model of [16].

through the different stages of the source. The commercial mJ Ti:sapphire amplifier contrast has been measured at $<10^{-8}$. The following XPW cleaning stage improves the contrast by at least two to three orders of magnitude ($<10^{-10}$) and, finally, the OPCPA gain ($\times 10^3$) in the ± 6 ps temporal window takes the contrast at least to the level of 10^{-13} based on the most conservative assumptions we could make.

The picosecond range contrast is also measured and is represented in Fig. 7. A pedestal extending to -30 ps is clearly visible. Since it is clearly longer than the OPCPA pump and, since no super-fluorescence has been observed, it is not due to the OPCPA (mainly according to the measurement made with the photodiode demonstrating CR better than 10^8). The main contribution of the CR degradation in this time range is indeed, as we will see, explained by another effect. In fact, we can attribute this contrast degradation to the stretcher (used in a compressor configuration) and, more precisely, to the convex mirror quality of the Offner telescope. Indeed, as predicted in Refs. [16,17], the roughness of this mirror where the spectrum is spatially dispersed can strongly impact the contrast.

The surface imperfections of this mirror act as a source of random fast spectral phase modulations which could lead to the degradation of the contrast of the pulses in the 10 ps range. We perform numerical simulations to estimate this effect. As input, we used the mirror rms roughness value of 1 nm, specified by the supplier. Regarding the power spectral density (PSD) distribution, we assumed a typical exponential decay as in Ref. [16], corresponding to a normalized PSD in the time domain of $\exp(-|t|/T)$ with $T = 2$ ps. As shown in Fig. 7, we found a very good agreement with the experimental contrast trace. These contrast issues can be then improved working on the stretcher optical component quality and the spatial averaging effects due to the spatiotemporal aspect of the effect [16,17].

In conclusion, we have presented a high-contrast injector for Ti:sapphire high-energy amplifiers to be used in the Apollon 10 PW laser. To the best of our knowledge, an unprecedented, complete contrast analysis has been performed with this source on the different timescales femtoseconds, picoseconds, and subnanoseconds. Starting with a commercial Ti:sapphire multipass amplifier producing 23 fs pulses with a CR of 10^{-8} , an XWP stage, pulse duration of 10 fs has been demonstrated with a CR of $<10^{-10}$. After the OPCPA, stage an estimated CR of $<10^{-13}$ is obtained for sub 10 fs pulses. This injector demonstrates several advantages in the framework of a multi-PW laser. First, ultra-broadband amplification is demonstrated with a quasi-square shape compressible to 9.5 fs. Moreover, the OPCPA efficiency is handled such as the beam profile maintains a very good quality, and the contrast is preserved from super-fluorescence. We have indeed seen that this optimization of the efficiency is crucial to preserve a good pulse quality, and targeting efficiency higher than 10% means inevitably tradeoffs on this quality. Moreover, the pump of the OPCPA is based on DPSSL Yb-based technology, which allows the 100 Hz operation. This repetition rate of this seeder will be used advantageously to drive active pointing and synchronization stabilization servo-loops of the system between high-energy

shoots. The next phase for the OPCPA system is to replace the OPCPA pump with a more energy-accurate pump based on a multipass Yb:CaF₂ amplifier [18,19]. This pump and the OPCPA stage are currently under a commissioning phase at the Apollon laser facility. Finally, with a systematic contrast evolution analysis, we were able to identify the technological weakest link, related to the stretcher optics quality responsible for the degradation of the picosecond contrast of the generated pulses.

Funding. ILE-APOLLON 07-CPER 017-01.

REFERENCES

1. C. Danson, D. Hillier, N. Hopps, and D. Neely, *High Power Laser Sci. Eng.* **3**, e3 (2015).
2. T. J. Yu, S. K. Lee, J. H. Sung, J. W. Yoon, T. M. Jeong, and J. Lee, *Opt. Express* **20**, 10807 (2012).
3. Z. Wang, C. Liu, Z. Shen, Q. Zhang, H. Teng, and Z. Wei, *Opt. Lett.* **36**, 3194 (2011).
4. Y. Chu, X. Liang, L. Yu, Y. Xu, L. Xu, L. Ma, X. Lu, Y. Liu, Y. Leng, R. Li, and Z. Xu, *Opt. Express* **21**, 29231 (2013).
5. M. Aoyama, K. Yamakawa, Y. Akahane, J. Ma, N. Inoue, H. Ueda, and H. Kiriya, *Opt. Lett.* **28**, 1594 (2003).
6. P. Antici, J. Fuchs, E. d'Humières, E. Lefebvre, M. Borghesi, E. Brambrink, C. A. Cecchetti, S. Gaillard, L. Romagnani, Y. Sentoku, T. Toncian, O. Willi, P. Audebert, and H. Pépin, *Phys. Plasmas* **14**, 030701 (2007).
7. J. P. Zou, C. Le Blanc, D. N. Papadopoulos, G. Chériaux, P. Georges, G. Mennerat, F. Druon, L. Lecherbourg, A. Pellegrina, P. Ramirez, F. Giambruno, A. Fréneaux, F. Leconte, D. Badarau, J. M. Boudenne, D. Fournet, T. Valloton, J. L. Paillard, J. L. Veray, M. Pina, P. Monot, J. P. Chambaret, P. Martin, F. Mathieu, P. Audebert, and F. Amiranoff, *High Power Laser Sci. Eng.* **3**, e2 (2015).
8. D. N. Papadopoulos, J. P. Zou, C. Le Blanc, G. Chériaux, P. Georges, F. Druon, G. Mennerat, P. Ramirez, L. Martin, A. Fréneaux, A. Beluze, N. Lebas, P. Monot, F. Mathieu, and P. Audebert, *High Power Laser Sci. Eng.* **4**, e34 (2016).
9. A. Jullien, X. Chen, A. Ricci, J. P. Rousseau, R. Lopez-Martens, L. P. Ramirez, D. Papadopoulos, A. Pellegrina, F. Druon, and P. Georges, *Appl. Phys. B* **102**, 769 (2011).
10. L. P. Ramirez, D. Papadopoulos, M. Hanna, A. Pellegrina, F. Friebe, P. Georges, and F. Druon, *J. Opt. Soc. Am. B* **30**, 2607 (2013).
11. L. P. Ramirez, D. N. Papadopoulos, A. Pellegrina, P. Georges, F. Druon, P. Monot, A. Ricci, A. Jullien, X. Chen, J. P. Rousseau, and R. Lopez-Martens, *Opt. Express* **19**, 93 (2011).
12. J. Tümmler, R. Jung, H. Stiel, P. V. Nickles, and W. Sandner, *Opt. Lett.* **34**, 1378 (2009).
13. I. N. Ross, P. Matousek, G. H. C. New, and K. Osvay, *J. Opt. Soc. Am. B* **19**, 2945 (2002).
14. J. Moses, S.-W. Huang, K.-H. Hong, O. D. Mücke, E. L. Falcão-Filho, A. Benedick, F. Ö. Ilday, A. Dergachev, J. A. Bolger, B. J. Eggleton, and F. X. Kärtner, *Opt. Lett.* **34**, 1639 (2009).
15. V. A. Schanz, F. Wagner, M. Roth, and V. Bagnoud, *Opt. Express* **25**, 9252 (2017).
16. C. Dorrer and J. Bromage, *Opt. Express* **16**, 3058 (2008).
17. J. Bromage, C. Dorrer, and R. K. Jungquist, *J. Opt. Soc. Am. B* **29**, 1125 (2012).
18. F. Friebe, A. Pellegrina, D. N. Papadopoulos, P. Camy, J. L. Doualan, R. Moncorge, P. Georges, and F. Druon, *Appl. Phys. B* **117**, 597 (2014).
19. D. N. Papadopoulos, F. Friebe, A. Pellegrina, M. Hanna, P. Camy, J.-L. Doualan, R. Moncorge, P. Georges, and F. Druon, *IEEE J. Sel. Top. Quantum Electron.* **21**, 3100211 (2015).

Improvement in the temporal contrast in the tens of ps range of the multi-PW Apollon laser front-end

LUCAS RANC,^{1,2,3,*} CATHERINE LE BLANC,¹ NATHALIE LEBAS,¹ LUC MARTIN,¹ JI-PING ZOU,¹ FRANÇOIS MATHIEU,¹ CHRISTOPHE RADIER,² SANDRINE RICAUD,² FREDERIC DRUON,³  AND DIMITRIS PAPAPOPOULOS^{1,4}

¹LULI, CNRS, ECOLE POLYTECHNIQUE Institut Polytechnique de Paris, CEA, SORBONNE UNIVERSITE, 91128 Palaiseau, France

²THALES LAS France, Laser Solutions Unit, 2 Avenue Gay-Lussac, 78995 Elancourt Cedex, France

³Laboratoire Charles Fabry, Institut d'Optique Graduate School, CNRS, Université Paris-Saclay 91127, Palaiseau Cedex, France

⁴e-mail: dimitrios.papadopoulos@polytechnique.edu

*Corresponding author: lucas.ranc@polytechnique.edu

Received 26 June 2020; revised 19 July 2020; accepted 20 July 2020; posted 20 July 2020 (Doc. ID 401272); published 12 August 2020

We demonstrate the impact of the optics roughness in Öffner stretchers used in chirped pulse amplification laser chains and how it is possible to improve the temporal contrast ratio in the temporal range of 10–100 ps by adequately choosing the optical quality of the key components. Experimental demonstration has been realized in the front-end source of the multi-petawatt (PW) laser facility Apollon, resulting in an enhancement of the contrast ratio by two to three orders of magnitude. © 2020 Optical Society of America

<https://doi.org/10.1364/OL.401272>

The continuous evolution of ultra-high-power laser technology gives access to more and more pulse energy and shorter pulse duration, reaching peak powers in the range of 10 PW or higher [1]. The ability to focus the laser beam to high intensity allowed recently to reach more than 5×10^{22} W/cm² [2]. The temporal contrast ratio (CR) is one of the most important parameters to take into account for laser–matter interaction at such high-intensity levels to avoid any unwanted interaction with the target, significantly corrupting the experiments.

Nowadays, emerging petawatt (PW)-laser systems all over the world are continually seeking technical improvements to fulfill the extreme temporal CR requirements. Several methods and strategies have been employed, including mostly non-linear pulse cleaning techniques [3–9] and ultrashort optical parametric chirped pulse amplification (OPCPA) [10]. These techniques are applied principally in the front-end part of the laser systems, in the compressed regime, and are helpful to improve the CR by several orders of magnitude even in the vicinity of the main pulse peak. However, despite all the advances in CR improvement techniques, there is a common temporal feature in all high-intensity laser sources, responsible for the degradation of the CR in the 10–100 ps range [11–17], as represented schematically in Fig. 1. It appears typically in the front edge of the pulse at about $\times 10^{-5} - 10^{-6}$ lower intensity, and

it follows an approximate exponential decay with a rate of one to two orders of magnitude per 10 ps with a temporal extent of a few tens of ps.

This specific contrast structure has been the subject of dedicated theoretical and experimental investigations. In Refs. [18,19], complete analytical models of the effect are presented, suggesting two contributions, in the far and near fields, both related to the roughness of optics used in compressors and stretcher in chirped pulse amplification (CPA) systems. In Ref. [20], a different mechanism is suggested based on the non-linear coupling of post-to-pre-pulse long temporal structures. In Ref. [15], Kiriya *et al.* discuss the nature of this structure for the case of PW systems, suggesting the contribution of optics in the far field of spectrally dispersed beams. The experimental work in Ref. [21] offers spatially resolved CR measurements supporting the predicted dual contribution [19]. In proof-of-principle experiments, the impact of the Öffner stretcher geometry on the CR for sub-ps Nd:glass lasers has also been shown [22]. Another experimental demonstration in Ref. [13] from the group of Gemini lasers presents interesting results revealing the contribution of the surface quality of the gratings of the compressor and a stretcher in the specific temporal range of the CR. Finally, in recent simulations [23] and in some previous work of ours [10,24], the spatiotemporal coupling as the origin for CR degradation has been investigated, pointing out

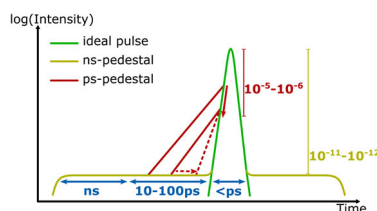


Fig. 1. Typical temporal structure of a laser pulse from a CPA PW system. The red lines represent different ways of improving ps CR by reducing the offset and the temporal extent of the noise pedestal.

the importance of the Öffner stretchers optics and especially of their primary convex mirror.

The present study describes, to the best of our knowledge, the first experimental proof of the crucial impact of the surface quality of the Öffner stretcher's primary mirror on the contrast of high-intensity laser pulses. This work is realized in the Apollon laser facility [10,11,24] and demonstrates a substantial improvement in the CR by two to three orders of magnitude on the 10–100 ps before the main pulse. More specifically, we both numerically and experimentally explore the spatiotemporal repercussion on the temporal CR, both versus the power spectral density distribution (PSD) of the optical-component surface and the particular space–time coupling conditions in our setup.

All experiments presented hereafter have been realized using a local output of the Apollon laser. The system includes a high-contrast front-end based on an OPCPA operating in the 10 ps range [10] and the first Ti:sapphire multipass amplifier of the Apollon laser (Fig. 2). The specific amplifier, operating at 10 Hz, allows the parametric study of the CR at a suitable energy level, based on a standard third-order cross-correlation scanning device. Additionally, the highest small signal gain amplification stage in the Apollon system ($\sim \times 3000$) is representative of potential amplified spontaneous emission (ASE) degradation. The pulses are then compressed in a folded two-grating compressor (using 1480 l/mm gold gratings), providing ~ 1 mJ at 20 fs, close to the Fourier transform limit (17 fs) with a beam size of ~ 1 cm ($1/e^2$).

The Apollon Öffner stretcher (lower part of Fig. 2) is based on the double-grating configuration [25,26]. The first grating is placed precisely at the center of the curvature of the concave and convex mirrors in order to reduce spatiotemporal aberrations. Precise alignment, based on the combination of standard techniques and the use of a specific three-color narrow linewidth laser diode system [26], guarantees the required precision. Roof mirrors are used to double-pass the stretcher.

As explained in Refs. [18,19], we can anticipate two distinct CR degradation phenomena due to the scattering of optics where the beam is spectrally dispersed, in stretcher and compressor systems. The first one is a pure axial contribution generated by optics located in the Fourier plane: the only component in our case is the convex mirror of the Öffner stretcher. The second one is a non-axial contribution, generated by optics in the near-field plane, e.g., gratings, concave mirror, or roof mirrors in folded configurations. Furthermore, in this case, the degradation of the contrast is heavily impaired by the often much larger beam size (of each individual spectral component of the pulse) smoothing out the high-frequency spectral terms and limiting the temporal range of their impact close to the main pulse peak.

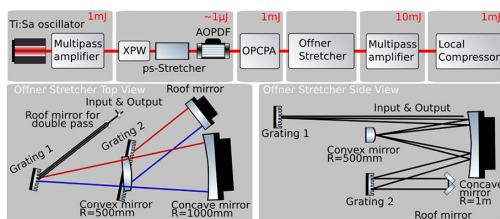


Fig. 2. Apollon front-end block diagram showing the oscillator followed by the contrast-cleaner XPW (crossed-polarized wave generation), ps-stretcher and pulse-shaping AOPDF (acousto-optic programmable dispersive filter) stages before the OPCPA (optical parametric chirped pulse amplification), Öffner stretcher (top and side views underneath block), and first multipass amplifier.

This study gives an emphasis on the axial contributions, since these are responsible for the effective CR observed on the target after focusing [19].

Our experimental investigation is organized in two steps. We first consider the impact of the convex mirror surface quality. As detailed in Ref. [18], the PSD of the mirror is imprinted on the contrast curve as shown in formula (10) in that paper. The low spectral frequencies of the mirror PSD impact the short time range of the CR, and the highest ones impact the longest time scales. Quantitatively, the CR is proportional to the square of the RMS value of the mirror roughness σ^2 , and therefore experimentally, we expect an improvement in the CR following the solid arrow indication in Fig. 1. Second, we study the modification of the spatiotemporal coupling conditions by adjusting the beam size on the convex mirror. In fact, increasing its size on the convex mirror (by reducing the beam size at the input of the stretcher) accentuates the smoothing effect of the higher spatial frequency surface defects and consequently the fast modulating spectral phase terms. We therefore this time expect a restriction of the noise pedestal temporal extent closer to the main pulse peak, as indicated by the dashed arrow in Fig. 1.

We compare two convex mirrors, a standard high-quality one, CX_1 , and a custom one, CX_2 , manufactured under the tightest possible commercially available specifications regarding both the global RMS value of the roughness and the restriction of the bandwidth of its PSD. The roughness measurements of these mirrors, shown in Fig. 3, have been performed with optical surface profilometers (OptoSURF from Eotech for CX_1 and a ZYGO NewView 9000 for CX_2). Both measurements are based on phase-shifting micro-interferometry with similar depth resolutions (< 0.1 nm) and magnifications ($\times 50$). The measured RMS values for the roughness of the two mirrors are 1.02 nm and 0.17 nm for CX_1 and CX_2 , respectively. It should be noted that the measurement of CX_1 is done after coating, while for CX_2 , it was only possible for the uncoated substrate during the fabrication process. The coating process however of CX_2 has been qualified by the supplier on flat optics to have a marginal impact on the roughness of the final component.

In Fig. 3, we provide the 2D-PSD functions of the two convex mirrors. For our simulation, we use a 2D-to-1D-PSD transformation based on an azimuthal averaging function [27]

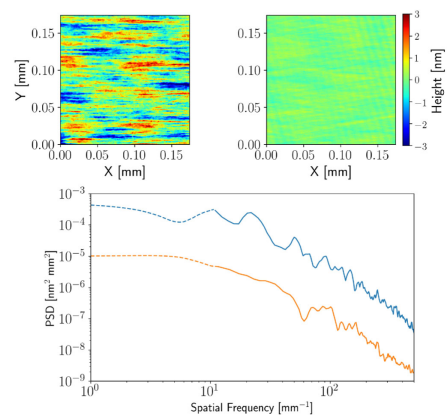


Fig. 3. (top) Measured roughness of a standard convex mirror (CX_1) versus the custom one (CX_2) of 1.02 nm (left) and 0.17 nm (right) RMS, respectively. (down) Estimated 2D-PSD of a standard (blue) convex mirror versus the custom one (orange). The dashed-line part of the curves corresponds to a mathematical extension of the PSD according to the specifications of the mirrors.

of the measured surface, given by formula (4) in Ref. [27]. The measurement of the PSD has been realized over several small fractions of the mirror of $200 \times 200 \mu\text{m}^2$. This restricts the information of the spatial frequencies of the mirror defects in the $10\text{--}10^3 \text{mm}^{-1}$ range and the corresponding spectral phase in a range that limits the temporal contrast representation of about $10\text{--}1000 \text{ps}$. While this temporal range is enough for the purpose of this study, in order to obtain a more realistic estimation of the contrast, we have mathematically completed the measured PSD [dashed-line curves in the Fig. 3 (down) graphs] following the specification of the mirrors down to 1mm^{-1} . Then, this completed PSD is used as a filter of a Gaussian random noise signal in order to create the surface of the complete convex mirror. As the convex mirror is located in a Fourier plane, in our 1D simulation model, we directly consider that each frequency component of the pulses experiences a phase shift $\Delta\varphi(\omega) = N(2\Delta h\omega/c)$, assuming a linear repartition of ω over the length of the mirror and with N the total number of reflections of the beam on the mirror ($N = 4$ in our case). The impact of the beam size at the Fourier plane is taken into account by applying a sliding average on the function $\Delta\varphi(\omega)$ over ω . Our 1D model is voluntarily simplified to be usable with accessible standard data and does not take into account all the potential effects, described in more detail elsewhere [23]. Its purpose is to provide clear insight on the basic mechanism and the expected tendencies on the CR modification.

In Fig. 4 (top, inset), we show the corresponding spectral phase profiles (presented here only over a restricted spectral range of 2nm for clarity reasons) of the CX_2 mirror for a beam size of 6.4mm (orange) and 3.2mm (green) at the input of the stretcher as well as for no sliding average (black). In Fig. 4, we present the simulation of the CR based on the PSD function of CX_1 (blue curve) and CX_2 (orange and green curves) with respective beam sizes at the input of the stretcher of 6.4mm , 6.4mm , and 3.2mm (or $80 \mu\text{m}$ and $160 \mu\text{m}$, respectively, on the convex mirror). Our simulation clearly predicts a positive impact of the increased quality of CX_2 : the noise pedestal is reduced by two to three orders of magnitude. Additionally, spatial averaging also reduces the temporal extent from $\sim 50 \text{ps}$ to $\sim 25 \text{ps}$.

For our experimental demonstration, the CR measurements are realized with a high-dynamic range cross-correlator (Sequoia, from Amplitude Technologies). Careful alignment of the device allows a dynamic range between 10^{11} and 10^{12} . Given the ASE level of the source [10], estimated in the 10^{-13} range, and using multiple repeated measurements, we can fairly attribute the background level of all the CR measurements in this work to the detector's noise level. The first set of measurements is realized with the CX_1 mirror. As a variable parameter for these measurements, we adjusted the repartition of the gain between the OPCPA and the Ti:Sa amplifier in order to reach a constant output energy. For a gain variation in the OPCPA of $100\text{--}1000$, no measurable difference could be observed on the CR. In fact, as explained in Refs. [10,24], the noise contribution of the OPCPA, due to its low gain and the temporal extent of the OPCPA pump ($<15 \text{ps}$), is negligible compared to other contributions in the same temporal range. A typical CR curve of this first set of measurements is shown in Fig. 4 (down, blue line curve).

We observe that the noise pedestal has an almost perfect exponential shape with a starting point at around 10^{-5} just before the main peak and a decay rate of about one order of magnitude

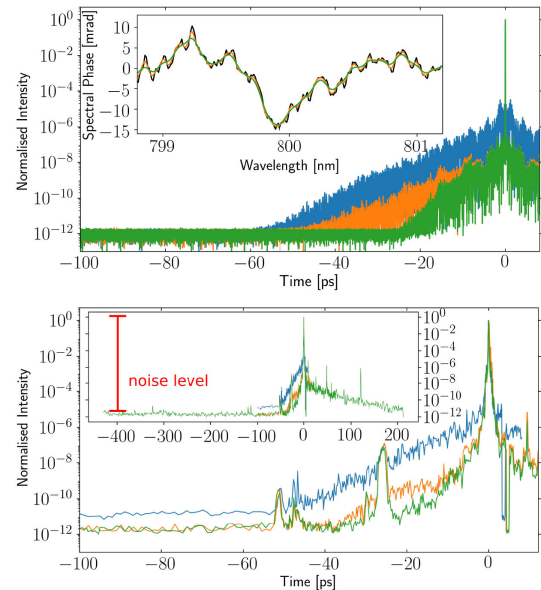


Fig. 4. (top) 1D simulation of the temporal CR for the cases of CX_1 (blue) and CX_2 (orange and green) with beam sizes of 6.4mm , 6.4mm , and 3.2mm , respectively. Inset: spectral phase modulation related to CX_2 (black) and CX_2 sliding average for a beam size of 6.4mm (orange) and 3.2mm (green), represented on 2nm for clarity. The overall sliding average only marginally affects the low frequencies and the phase RMS value remains practically unchanged. (down) Temporal CR measurement comparison between the scattering of CX_1 (blue) and CX_2 (orange), and the averaging effect (green). The three different sets of measurements show different background levels of about 10^{-11} and 2×10^{-12} as a result of finely different alignment of the third-order autocorrelator.

every 10ps . The dynamic range of this measurement is 10^{11} , allowing an accurate measurement of the noise structure over more than 50ps before the pulse.

The second set of measurements is realized with CX_2 , replacing CX_1 in the stretcher. This operation is carefully realized so that the new mirror is installed in the exact same position as CX_1 . A precise alignment is performed using near- and far-field references at the output of the stretcher together with injecting a three-color laser reference beam. The angular and centering precision in this replacement procedure is estimated to be better than $2 \mu\text{rad}$ and $50 \mu\text{m}$, respectively. Furthermore, the pulse duration is monitored during the process with non-measurable differences between the two mirrors ($\sim 20 \pm 1 \text{fs}$).

The measured CR with CX_2 is shown in Fig. 4 (down, orange line curve). A reduction of the noise level by two to three orders of magnitude between CX_1 (blue line) and CX_2 is observed directly. At -13ps , for example, the pedestal level difference decreases from 3×10^{-7} down to 3×10^{-10} . Close to the main peak, and in the temporal range impacted by the lower spatial frequency components of the mirror PSD, the improvement is less impressive, $\sim \times 10\text{--}50$, which is in agreement with the ratio of the squared RMS values of the roughness of the two mirrors (~ 40). The temporal extent of the pedestal is reduced as well, reaching the measurement noise level ($<5 \cdot 10^{-12}$) at about -37ps .

Compared to CX_1 , this corresponds to a temporal extent restriction of the pedestal of about 20ps . The last set of measurements is finally realized after the modification of the beam size on CX_2 . This is done by simply temporarily suppressing

a lens-based $\times 2$ beam expander at the input of the stretcher, increasing therefore the beam size of each spectral component on the convex mirror by the same factor (from 80 μm to 160 μm on the convex mirror). We clearly observe in the green line curve in Fig. 4 (down) the suppression of the noise structure in the -13 ps to -37 ps range. This is in agreement with the predicted behavior of the CR in Fig. 4 (top) in the case of a $\times 2$ larger beam on CX₂.

For the sake of completeness, the variation of the OPCPA gain is done again for both beam size cases with the CX₂ mirror, resulting once more in no measurable variation of the CR. Despite the relatively good agreement with our numerical prediction, it should be noted that in this last configuration, other potential effects might also play a role. Among them, the increased divergence of the smaller input beam and residual collimation errors could lead to non-negligible longitudinal mismatch of the beam focal plane and the CX₂ plane, which could then alter the exact space-spectral coupling condition and the expression of the CR in the far field of the beam.

The observed temporal asymmetry in the green line curve (inset of Fig. 4 down) can certainly not be attributed to any phase effect and therefore to the CX mirror surface quality. It reveals the impact of a different mechanism, responsible for the degradation of the contrast on the falling side of the contrast curve, which is, however, out of the scope of this study.

A side effect of the reduction of the exponential noise pedestal by the improvement in the CX mirror quality is the revelation of a few pre-pulses, already apparent in the initial curve, but only slightly above the noise. These peaks clearly have no reason to be impacted by the CX mirror roughness and keep the same amplitude. These peaks (in particular the ones at -52 ps and -26 ps) constitute a very practical, robust, and straightforward calibration of the CR curves, validating then quantitatively the CR ratio improvement. We can probably associate the three events at -52 ps, -26 ps, and $+26$ ps and assign the pre-pulses to nonlinear coupling mechanisms of post-to-pre structures [28]. The origin of the multiple-peak group of pre-pulses at -49 ps, on the other hand, is undoubtedly a double reflection of the 4-mm-thick $\beta - BaB_2O_4$ BBO crystal of the OPCPA stage. We could then reduce its impact by deliberately tilting the BBO crystal ($\sim 5^\circ$).

In conclusion, we demonstrate, to the best of our knowledge, the first experimental demonstration of the impact of the surface quality of the convex mirror in an Öffner stretcher on the CR of high-intensity pulses. Replacement of this component resulted in an impressive improvement in the CR in the range of 10–100 ps of the Apollon laser source. Furthermore, we suggest an engineering approach for the restriction of the temporal extent of the specific noise pedestal based on the modification of the beam size at the input of the stretcher.

Funding. Labex PALM (ANR-10-LABX-0039-PALM, 2impacts); ILE APOLLON (07-CPER 017-01).

Acknowledgment. The authors gratefully thank Muriel Thomasset (Synchrotron SOLEIL) for her contribution to the surface roughness measurements of CX₁.

Disclosures. The authors declare that there are no conflicts of interest related to this Letter.


REFERENCES

- C. N. Danson, C. Haefner, J. Bromage, T. Butcher, J.-C. F. Chanteloup, E. A. Chowdhury, A. Galvanuskas, L. A. Gizzi, J. Hein, D. I. Hillier, N. W. Hopps, Y. Kato, E. A. Khazanov, R. Kodama, G. Korn, R. Li, Y. Li, J. Limpert, J. Ma, C. H. Nam, D. Neely, D. Papadopoulos, R. R. Penman, L. Qian, J. J. Rocca, A. A. Shaykin, C. W. Siders, C. Spindloe, S. Szatmári, R. M. G. M. Trines, J. Zhu, P. Zhu, and J. D. Zuegel, *High Power Laser Sci. Eng.* **7**, e54 (2019).
- J. H. Sung, H. W. Lee, J. Y. Yoo, J. W. Yoon, C. W. Lee, J. M. Yang, Y. J. Son, Y. H. Jang, S. K. Lee, and C. H. Nam, *Opt. Lett.* **42**, 2058 (2017).
- L. P. Ramirez, D. Papadopoulos, M. Hanna, A. Pellegrina, F. Friebel, P. Georges, and F. Druon, *J. Opt. Soc. Am. B* **30**, 2607 (2013).
- D. Homoelle, A. L. Gaeta, V. Yanovsky, and G. Mourou, *Opt. Lett.* **27**, 1646 (2002).
- N. Minkovski, G. I. Petrov, S. M. Saltiel, O. Albert, and J. Etchepare, *J. Opt. Soc. Am. B* **21**, 1659 (2004).
- G. Doumy, F. Quéré, O. Gobert, M. Perdrix, P. Martin, P. Audebert, J. C. Gauthier, J.-P. Geindre, and T. Wittmann, *Phys. Rev. E* **69**, 026402 (2004).
- A. Jullien, O. Albert, F. Burgy, G. Hamoniaux, J.-P. Rousseau, J.-P. Chambaret, F. Augé-Rochereau, G. Chériaux, J. Etchepare, N. Minkovski, and S. M. Saltiel, *Opt. Lett.* **30**, 920 (2005).
- J. Liu, K. Okamura, Y. Kida, and T. Kobayashi, *Opt. Express* **18**, 22245 (2010).
- X. Shen, P. Wang, J. Liu, and R. Li, *High Power Laser Sci. Eng.* **6**, e23 (2018).
- D. N. Papadopoulos, P. Ramirez, K. Genevriev, L. Ranc, N. Lebas, A. Pellegrina, C. Le Blanc, P. Monot, L. Martin, J. P. Zou, F. Mathieu, P. Audebert, P. Georges, and F. Druon, *Opt. Lett.* **42**, 3530 (2017).
- D. Papadopoulos, J. Zou, C. Le Blanc, G. Chériaux, P. Georges, F. Druon, G. Mennerat, P. Ramirez, L. Martin, A. Fréneaux, A. Beluze, N. Lebas, P. Monot, F. Mathieu, and P. Audebert, *High Power Laser Sci. Eng.* **4**, e34 (2016).
- Z. Li, S. Tokita, S. Matsuo, K. Sueda, T. Kurita, T. Kawasima, and N. Miyanaga, *Opt. Express* **25**, 21201 (2017).
- C. Hooker, Y. Tang, O. Chekhlov, J. Collier, E. Divall, K. Ertel, S. Hawkes, B. Parry, and P. P. Rajeev, *Opt. Express* **19**, 2193 (2011).
- L. Yu, Y. Xu, Y. Liu, Y. Li, S. Li, Z. Liu, W. Li, F. Wu, X. Yang, Y. Yang, C. Wang, X. Lu, Y. Leng, R. Li, and Z. Xu, *Opt. Express* **26**, 2625 (2018).
- H. Kiriya, A. S. Pirozhkov, M. Nishiuchi, Y. Fukuda, K. Ogura, A. Sagisaka, Y. Miyasaka, M. Mori, H. Sakaki, N. P. Dover, K. Kondo, J. K. Koga, T. Z. Esirkepov, M. Kando, and K. Kondo, *Opt. Lett.* **43**, 2595 (2018).
- Y. Wang, S. Wang, A. Rockwood, B. M. Luther, R. Hollinger, A. Curtis, C. Calvi, C. S. Menoni, and J. J. Rocca, *Opt. Lett.* **42**, 3828 (2017).
- K. Nakamura, H.-S. Mao, A. J. Gonsalves, H. Vincenti, D. E. Mittelberger, J. Daniels, A. Magana, C. Toth, and W. P. Leemans, *IEEE J. Quantum Electron.* **53**, 1 (2017).
- C. Dorrer and J. Bromage, *Opt. Express* **16**, 3058 (2008).
- J. Bromage, C. Dorrer, and R. K. Jungquist, *J. Opt. Soc. Am. B* **29**, 1125 (2012).
- N. Khodakovskiy, M. Kalashnikov, E. Gontier, F. Falcoz, and P.-M. Paul, *Opt. Lett.* **41**, 4441 (2016).
- J. Ma, P. Yuan, J. Wang, Y. Wang, G. Xie, H. Zhu, and L. Qian, *Nat. Commun.* **6**, 6192 (2015).
- X. Lu, X. Wang, Y. Leng, X. Guo, Y. Peng, Y. Li, Y. Xu, R. Xu, and X. Qi, *IEEE J. Sel. Top. Quantum Electron.* **24**, 8800506 (2018).
- V. A. Schanz, M. Roth, and V. Bagnoud, *J. Opt. Soc. Am. A* **36**, 1735 (2019).
- L. Ranc, J.-P. Zou, C. Le Blanc, C. Radier, C. Simon-Boisson, F. Druon, and D. N. Papadopoulos, in *International Committee on Ultrahigh Intensity Lasers (ICUIL)*, Lindau, Germany, 2018.
- G. Chériaux, B. Walker, L. F. Dimauro, P. Rousseau, F. Salin, and J. P. Chambaret, *Opt. Lett.* **21**, 414 (1996).
- C. Le Blanc, I. Taghzout, J.-P. Zou, F. Druon, and D. Papadopoulos, in *International Committee on Ultrahigh Intensity Lasers (ICUIL)*, Montebello, Western Quebec, Canada, 2016.
- E. Sidick, *Proc. SPIE* **7390**, 73900L (2009).
- N. V. Didenko, A. V. Konyashchenko, A. P. Lutsenko, and S. Y. Tenyakov, *Opt. Express* **16**, 3178 (2008).


Characterization and performance of the Apollon short-focal-area facility following its commissioning at 1 PW level

Cite as: Matter Radiat. Extremes **6**, 064402 (2021); <https://doi.org/10.1063/5.0065138>

Submitted: 30 July 2021 • Accepted: 22 September 2021 • Published Online: 21 October 2021

K. Burdonov, A. Fazzini,  V. Lelasseux, et al.

COLLECTIONS

 This paper was selected as Featured



View Online



Export Citation



CrossMark

ARTICLES YOU MAY BE INTERESTED IN

[Enhanced ion acceleration using the high-energy petawatt PETAL laser](#)


Matter and Radiation at Extremes **6**, 056901 (2021); <https://doi.org/10.1063/5.0046679>

[Commissioning experiment of the high-contrast SILEX-II multi-petawatt laser facility](#)

Matter and Radiation at Extremes **6**, 064401 (2021); <https://doi.org/10.1063/5.0016019>

[In situ high-pressure nuclear magnetic resonance crystallography in one and two dimensions](#)

Matter and Radiation at Extremes **6**, 068402 (2021); <https://doi.org/10.1063/5.0065879>



Matter and
Radiation at Extremes

Special Issue: High Pressure Science

READ NOW!

Matter Radiat. Extremes **6**, 064402 (2021); <https://doi.org/10.1063/5.0065138>

6, 064402

© 2021 Author(s).

Characterization and performance of the Apollon short-focal-area facility following its commissioning at 1 PW level

Cite as: Matter Radiat. Extremes 6, 064402 (2021); doi: 10.1063/5.0065138

Submitted: 30 July 2021 • Accepted: 22 September 2021 •

Published Online: 21 October 2021



















View Online



Export Citation



CrossMark

K. Burdonov,^{1,2,3} A. Fazzini,¹ V. Lelasseux,¹  J. Albrecht,¹ P. Antici,⁴  Y. Ayoul,¹ A. Beluze,¹ D. Cavanna,¹ T. Ceccotti,⁵ M. Chabanis,¹ A. Chaleil,⁶ S. N. Chen,⁷ Z. Chen,⁴ F. Consoli,⁸  M. Cuciuc,⁷ X. Davoine,⁶ J. P. Delaneau,¹ E. d'Humières,⁹ J.-L. Dubois,⁹  C. Evrard,¹ E. Filippov,^{3,10}  A. Freneaux,¹ P. Forestier-Colleoni,¹ L. Gremillet,⁶  V. Horny,^{1,6}  L. Lancia,¹  L. Lecherbourg,⁶  N. Lebas,¹ A. Leblanc,¹¹  W. Ma,¹²  L. Martin,¹ F. Negoita,⁷ J.-L. Paillard,¹ D. Papadopoulos,¹ F. Perez,¹  S. Pikuz,¹⁰ G. Qi,¹² F. Quéré,⁵ L. Ranc,^{1,13} P.-A. Söderström,⁷ M. Scisciò,⁸ S. Sun,⁴ S. Vallières,⁴  P. Wang,¹²  W. Yao,^{1,2}  F. Mathieu,¹ P. Audebert,¹ and J. Fuchs^{1,a)} 

AFFILIATIONS

¹LULI-CNRS, CEA, Sorbonne Université, Ecole Polytechnique, Institut Polytechnique de Paris, F-91128 Palaiseau Cedex, France

²Sorbonne Université, Observatoire de Paris, Université PSL, CNRS, LERMA, F-75005 Paris, France

³IAP, Russian Academy of Sciences, 603155 Nizhny Novgorod, Russia

⁴INRS-EMT, 1650, Boulevard Lionel-Boulet, Varennes, Québec J3X 1S2, Canada

⁵Université Paris-Saclay, CEA, CNRS, LIDYL, 91191, Gif-sur-Yvette, France

⁶Université Paris-Saclay, CEA, LMCE, 91680 Bruyères-le-Châtel, France

⁷"Horia Hulubei" National Institute for Physics and Nuclear Engineering, 30 Reactorului Street, RO-077125 Bucharest-Magurele, Romania

⁸ENEA, Fusion and Technologies for Nuclear Safety Department, C. R. Frascati, Via E. Fermi 45, 00044 Frascati, Italy

⁹University of Bordeaux, Centre Lasers Intenses et Applications, CNRS, CEA, UMR 5107, F-33405 Talence, France

¹⁰Joint Institute for High Temperatures, RAS, 125412 Moscow, Russia

¹¹Laboratoire d'Optique Appliquée, Ecole Polytechnique-ENSTA-CNRS-Institut Polytechnique de Paris, Palaiseau, France

¹²State Key Laboratory of Nuclear Physics and Technology, School of Physics, CAPT, Peking University, Beijing 100871, China

¹³Laboratoire Charles Fabry, Institut d'Optique Graduate School, CNRS, Université Paris-Saclay, 91127 Palaiseau Cedex, France

^{a)} Author to whom correspondence should be addressed: julien.fuchs@polytechnique.fr

ABSTRACT

We present the results of the first commissioning phase of the short-focal-length area of the Apollon laser facility (located in Saclay, France), which was performed with the first available laser beam (F2), scaled to a nominal power of 1 PW. Under the conditions that were tested, this beam delivered on-target pulses of 10 J average energy and 24 fs duration. Several diagnostics were fielded to assess the performance of the facility. The on-target focal spot and its spatial stability, the temporal intensity profile prior to the main pulse, and the resulting density gradient formed at the irradiated side of solid targets have been thoroughly characterized, with the goal of helping users design future experiments. Emissions of energetic electrons, ions, and electromagnetic radiation were recorded, showing good laser-to-target coupling efficiency and an overall performance comparable to that of similar international facilities. This will be followed in 2022 by a further commissioning stage at the multi-petawatt level.

© 2021 Author(s). All article content, except where otherwise noted, is licensed under a Creative Commons Attribution (CC BY) license (<http://creativecommons.org/licenses/by/4.0/>). <https://doi.org/10.1063/5.0065138>

I. INTRODUCTION

High-power lasers have become indispensable tools to investigate extreme states of matter subject to ultrastrong electromagnetic fields, enabling a plethora of scientific and technical applications, including the generation of unprecedentedly dense beams of energetic particles, the development of ultrashort and/or ultrabright photon sources, and the laboratory reproduction of high-energy astrophysical phenomena.^{1,2}

The Apollon laser system, near completion on the Orme des Merisiers campus in Saclay, France, will be among the first multi-petawatt (PW) user facilities worldwide devoted to studying laser-matter interactions at laser intensities exceeding $2 \times 10^{22} \text{ W cm}^{-2}$. The final goal of the Apollon laser is to generate 10 PW pulses of 150 J energy and 15 fs (FWHM) duration at a repetition rate of 1 shot min^{-1} .³⁻⁵ In its final configuration, the Apollon system will comprise two high-intensity laser beams: F1, with a maximum power of 10 PW, and F2, with a maximum power of 1 PW, which will be simultaneously available to users in both the long- and short-focal areas (LFA and SFA) of the facility. The commissioning of the 1 PW F2 beamline has been completed recently, thus allowing the first laser-plasma interaction experiments to be conducted in both areas.^{6,7}

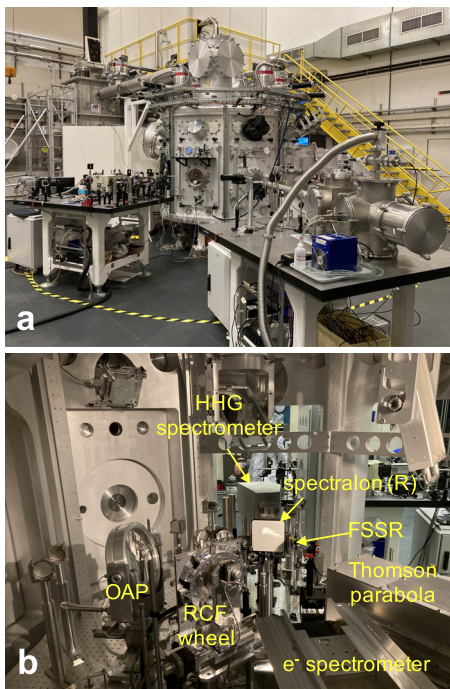


FIG. 1. Photographs of (a) the Apollon SFA and (b) the inside of the vacuum chamber. The off-axis parabola (OAP) that focuses the laser beam onto the target is shown. The various diagnostics used during the experiment are also labeled. The high-order harmonic generation (HHG) diagnostic serves to measure the spectrum of harmonics of the light emitted from the irradiated surface of solid targets. Protons stemming from the (nonirradiated) rear side of the solid targets are detected by a set of radiochromic film (RCF)¹¹ stacks mounted on a motorized wheel. FSSR is the focusing spectrometer with spatial resolution. The label “R” on the Spectralon plate (a Lambertian scatter plate) stands for “reflection,” since this scatter plate allows the (specularly) reflected fraction of the laser beam to be visualized.

In this paper, we report on the current status of the Apollon laser and present the results of the first commissioning experiment that took place in the SFA in May 2021, using the F2 beamline. This experiment was devoted to quantifying the potential of this laser for particle (electron and ion) acceleration and x-ray generation, as well as to characterizing the level of the accompanying electromagnetic pulse (EMP).⁸⁻¹⁰

Figure 1(a) shows an outside view of the vacuum chamber in the SFA, where the F2 beam is focused to high intensity using a low- f -number ($f/3$) parabola. Figure 1(b) displays the inside of the chamber, together with the equipment fielded during the commissioning campaign.

The remainder of the paper is organized as follows. In Sec. II, we present the parameters of the Apollon PW laser beam. In Sec. III, we give a brief overview of all the diagnostics used for the commissioning campaign and present the physical parameters that could be retrieved from it. In Sec. IV, we discuss the results and draw some conclusions.

II. STATUS OF APOLLON AND ITS F2 BEAM

In the current version of the system, the fifth and final amplification stage (scheduled to provide $>250 \text{ J}$ pulses in 2022) is temporarily bypassed. Therefore, a maximum pulse energy of 38 J, from the fourth amplifier, can be delivered with a uniform high-quality flat-top beam [see Fig. 2(a)]. The central laser wavelength is $\lambda_L = 815 \text{ nm}$, with a spectrum extending over 750–880 nm. For the commissioning, we operated the system at a $\sim 30 \text{ J}$ pulse energy level with a typical 1.5% rms stability over 6 h of continuous operation. Beam wavefront control was implemented at the output of the amplification section using an adaptive-optics (AO) correction system, consisting of a deformable mirror (DM) with 52 mechanical actuators. A Strehl ratio of $\sim 70\%$, estimated directly by the focused beam quality, was typically obtained on full energy shots at the output of the amplification section. The 140 mm diameter F2 beam is then directed into the compressor and reaches the target area after about 60 m of free propagation and reflecting off ~ 30 optical interfaces. A residual wavefront error of $\sim 1.2\lambda \text{ PtV}$ (principally astigmatism) is corrected by manual adjustment of the DM in the amplification section. The resulting beam quality, once focused onto the target by the $f/3$ focusing parabola [see Fig. 1(b)], is illustrated in Fig. 2(b). The focal spot is recorded by an imaging system positioned after the focus, inside the target chamber. To avoid damage to the imaging system, the fully amplified beam is attenuated before compression and transport to the target chamber. About 41% of the total laser energy is enclosed within a disk of diameter equal to the $2.8 \mu\text{m}$ FWHM. For a further automatized optimization of the end chain beam, a second AO correction loop on the target will be installed and commissioned in 2022.

Temporal compression is performed by means of a folded compressor composed of two gold gratings ($1480 \text{ lines mm}^{-1}$). Pulses of typical 24 fs (FWHM) duration (close to the 23.8 fs Fourier-transform limit) are measured using a Fastlite Wizzler instrument [see the inset in Fig. 2(c)]. The pulse contrast is characterized via different techniques to cover the maximum temporal range. Figure 2(c) displays a third-order cross-correlation measurement conducted at the output of the first Ti:sapphire amplifier, with a $\sim 7 \times 10^{11}$ dynamic range. A pulse pedestal is clearly observed up to 400 ps before the main peak. A few prepulses are present closer to the peak

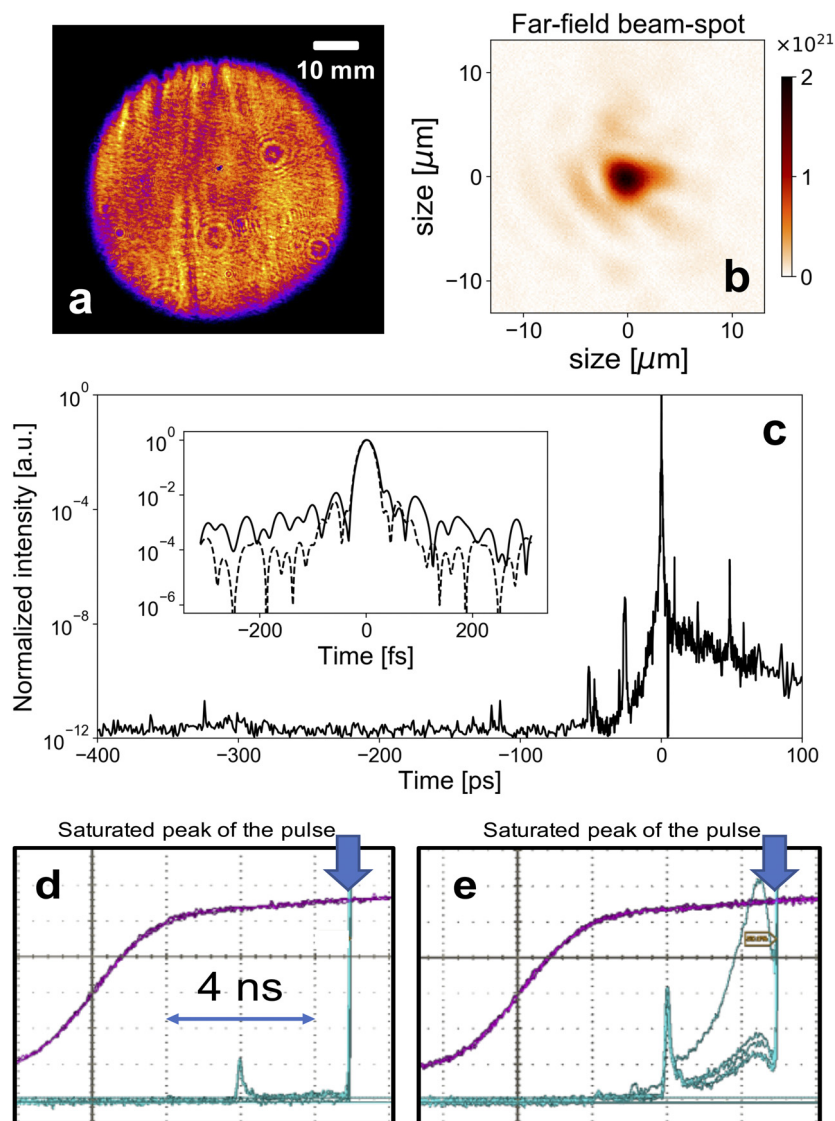


FIG. 2. (a) Near-field beam profile at the output of the fourth amplification stage (out of five in total) operating at 38 J energy level. (b) Full-energy focal spot as measured in the interaction target after high-optical-quality neutral attenuation of the beam before compression. (c) Third-order cross-correlation intensity contrast measurement at the output of the first Ti:sapphire amplifier of the Apollon laser. The inset shows a typical Wizzler measurement of the compressed 24 fs pulses reaching the interaction chamber (solid line). The Fourier-transform-limited (i.e., diffraction-limited) pulse is plotted as a dashed line. (d) and (e) Oscilloscope screenshots showing the pulse contrast measurements using a fast photodiode at the output of the compressor. Two regimes are illustrated: (d) well-adjusted front-end system and nominal operation of the Apollon laser; (e) nonoptimized OPCPA (unstable injection) pump-signal instabilities have an impact on the end chain contrast. In both cases, the main pulse is saturated on purpose in order to see the weak prepulse ahead of it. Note that the peaked prepulse seen at 3 ns in (e) has the same amplitude as in (d). In (e), the vertical scale of the oscilloscope channel has been enlarged to better visualize the unstable behavior of the ASE in the last 3–4 ns before the laser peak. The purple trace in (d) and (e) is the facility trigger.

(especially at -52 and -26 ps), and their origin is under investigation.¹² Figures 2(d) and 2(e) show the temporal intensity profiles as measured at the output of the compressor using a fast photodiode and calibrated optical densities. These single-shot measurements, carried out at full power using a 10 mm subaperture of the beam, have a ~ 100 ps temporal resolution over a 100 ns timespan. They reveal two salient features. First, an intense prepulse is seen at ~ 3 ns before the main

peak. This particular prepulse, here characterized by an energy contrast of $\sim 10^8$, arises from the on-axis diffusion term of the beam generated by the second amplifier's Ti:sapphire crystal, just before the last pass in the amplifier. Taking account of the laser's low spatial coherence and imperfect compressibility, a conservative estimate of the on-target intensity contrast is $\sim 10^9$ – 10^{10} . Second, under nominal conditions [see Fig. 2(d)], representing the “good contrast” case, the

amplified spontaneous emission (ASE) noise level is found to lie in the 10^{11} – 10^{12} range, in agreement with cross-correlation measurements. However, on-shot measurements exhibit sporadic, yet severe, pulse-to-pulse instabilities of the ASE contrast, in the last 3–4 ns before the laser peak, related to injection instabilities of the front-end (FE) source. These are consequences of optimization procedures of the FE source (performed on a weekly basis) not being strictly applied over the full course of the experimental campaign. This can lead to a rise of almost two orders of magnitude in the ASE level in the last 3–4 ns before the main peak [see Fig. 2(e)], resulting in failed shots. This corresponds to the “poor contrast” case that will be referred to below. The shots performed under these conditions make up about 2%–3% of the total number of shots. Careful monitoring and active correction of these instabilities are expected during the next couple of experimental campaigns.

Given the beam transport losses (~20%) and the compression efficiency (~66%), the maximum energy reaching the interaction chamber is estimated to be ~15 J. Furthermore, when we include the losses due to the uncoated protection silica film of the focusing parabola, the maximum laser energy reaching the target should be of ~10 J. From the recorded focal spot shown in Fig. 2(b), this leads to an on-target peak intensity close to 2×10^{21} W cm⁻².

The pointing stability of the focal spot is illustrated in Fig. 3, which displays the transverse motion over time of the beam centroid in the focal plane (at the center of the target chamber). The points were taken every second, using the 10 Hz alignment beam. From it, we can conclude that the beam centroid moves at most by one spot radius.

The back-reflected light from thin foil targets in the SFA is continuously monitored by photodiodes. During the experiment, we observed a relatively high energy level retro-injected in the laser when compared with shooting gas targets in the other experimental area of Apollon, i.e., in the LFA. Unfortunately, we have not yet installed a fully calibrated energy measurement to quantitatively characterize the back-reflected light. However, we can indirectly derive a maximum value for the back-reflection by the absence of damage in the optics of the chain. The front-end of the laser is sufficiently protected from back-reflections by a combination of a Pockels cell and an optical

isolator. The most vulnerable part of the system is therefore the first Ti:sapphire amplifier after the FE. Based on our laser system model, taking into account the depletion level of the amplifiers, the timing of the back-reflected light, the beam transport losses, and the laser-induced damage threshold (LIDT) of the optics used, we can safely estimate that the back-reflected light is certainly <500 mJ for 10 J on the target, in other words <5%.

III. RESULTS

A. Setup of experiment and diagnostics

The setup of the commissioning experiment in the SFA area is sketched in Fig. 4(a), with a view of the structure of the breadboard and target manipulator inside the chamber shown in Fig. 4(b). As can be seen in Fig. 4(b), the breadboard is composed of a structure (dark blue) onto which a series of triangular breadboards (turquoise) are inserted. The ensemble is decoupled from the chamber wall, ensuring that whatever is aligned in air moves minimally when the chamber is pumped down. Triangular breadboards allow users to build the setup offline and then directly insert it in the chamber when needed. The same stable structure is also present (but not shown here) above the equatorial plane, allowing diagnostics to be positioned from above the target. The height of the interaction point is 40 cm above the bottom breadboard, and there are 84.5 cm between the interaction point and the roof breadboard. The target manipulator is composed of three linear stages (*xyz*), plus a rotation stage allowing for rotation around the vertical axis.

The targets were held in a rectangular holder having a regular grid structure with holes (of 3 mm diameter). The holder was composed of two parts, the targets themselves (thin foils of various metals or plastic) being held as in a sandwich between the two parts, ensuring planarity. The angle of laser incidence on the targets was 45°, as shown in Fig. 4(a). The laser polarization on target was ~14° relative to the horizontal, i.e., the polarization was close to p-polarization.

To characterize the laser–target interactions, the following diagnostics were used downstream from the target rear: a set of radiochromic film (RCF)¹¹ stacks on a wheel (which was motorized in and out from the target rear) to diagnose the emitted protons; a

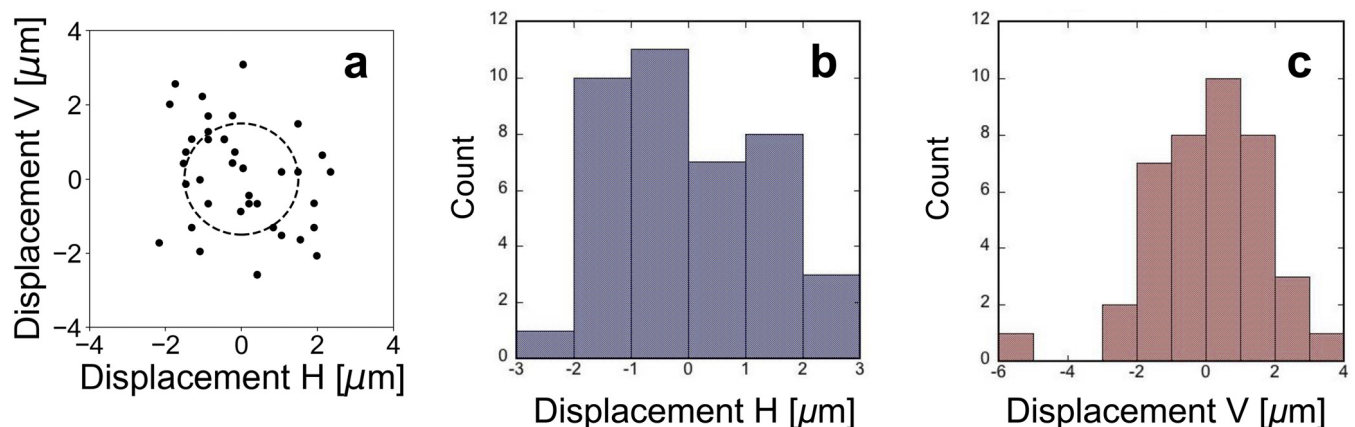


FIG. 3. (a) Laser focus beam-spot centroid motion with time; the dashed circle marks the diameter of the central peak of the laser spot, as can be seen in Fig. 2(b). (b) and (c) Corresponding weighted motion along the horizontal and vertical axes, respectively.

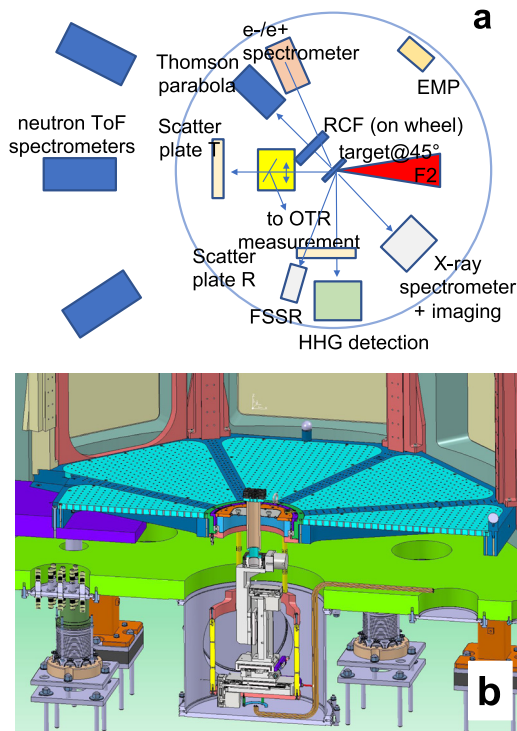


FIG. 4. (a) Top-view schematic of the experimental setup. The red cone represents the focusing cone of the F2 beamline. (b) 3D rendering of the chamber bottom and target positioning system.

Thomson parabola (TP), using CMOS active detectors (acquired remotely) to diagnose the emitted ions; an electron spectrometer, also using CMOS active detectors and coupled with YAG:Ce scintillating crystals to amplify the electron signal (also acquired remotely); a scatter plate at the edge of the TP, allowing us to monitor the transmitted laser energy; an off-axis parabola collecting light, in the axis of the incoming main laser beam, to send it to an optical table outside the chamber to monitor the optical transition radiation (OTR)-generated light by the electrons streaming from the target into vacuum¹³ (it was also motorized in and out from the target rear); and a series of neutron time-of-flight base modules to monitor the angular and spectral distribution of the neutrons. The CMOS detectors were RadEye sensors (RadEye1 Large Area Imager, developed by Rad-ikon Imaging Corp.), having a 1 × 2 in. detection area, procured from Teledyne DALSA.

Looking at the target, the following diagnostics were used: the laser specular reflection from the target (i.e., at 90° from the incident laser) was diagnosed on a Lambertian scatter plate, which was imaged from outside the target chamber. It allowed us to monitor the reflected laser energy. In the same direction, alternatively to the scatter plate, a high-harmonic generation (HHG) spectrometer was positioned, allowing us to register the x-ray harmonics of the reflected radiation. At angles of 10° and 58° from the target normal, two x-ray spectrometers were positioned, allowing us to record plasma recombination lines. Also at an angle of 10° from the target normal, an x-ray imaging system based on Fresnel zone plates was positioned.

Complementarily, we deployed a set of probes, positioned at various angles around the chamber, inside as well as outside, to measure the electromagnetic pulses (EMPs) generated during the interaction.

The focused laser focal spot [either low-energy from the front-end, or amplified but attenuated before compression; see Fig. 2(b)] was monitored by means of a motorized microscope. The x-ray imaging detailed below provided a complementary full-energy spatial distribution of the laser heating on target.

B. Target alignment

The procedure of target alignment at the target chamber center (TCC) is detailed in Fig. 5. Positioning of the target in the focal plane

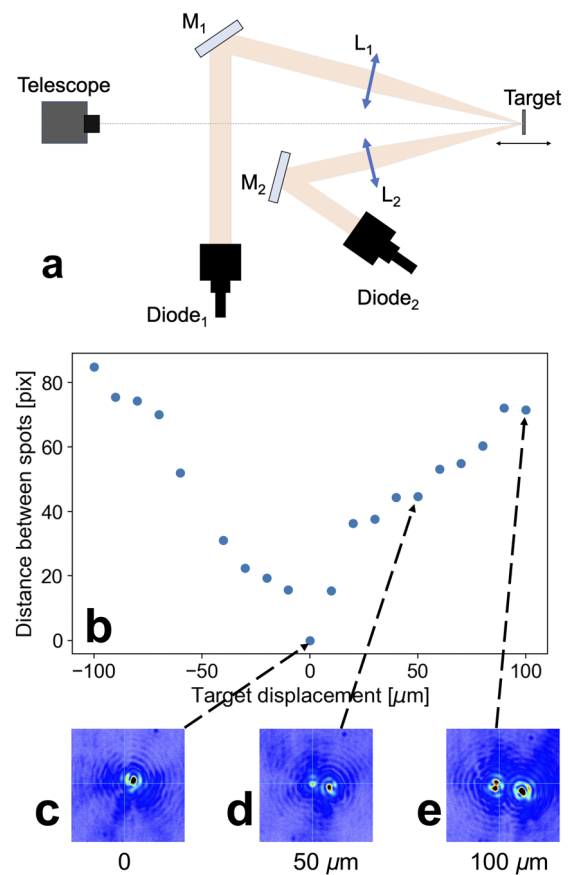


FIG. 5. (a) Target alignment procedure: the alignment beams produced by laser diodes coupled to beam expanders (Diode₁ and Diode₂) are transported inside the vacuum chamber by 100% reflective mirrors (M₁ and M₂) and are focused on the same point in space [the target chamber center (TCC), which is position 0 in (b)] by means of lenses (L₁ and L₂). The target can be adjusted in focus, i.e., back and forth along the main laser axis. The telescope, which is positioned outside the chamber, looks at the surface of the target with a high magnification. By scanning the target along the focus axis, we can observe that the two spots of the alignment beams are either overlapped [as in (c)] or separated [as in (d) and (e)]. The distance between the two spots depends on the target displacement from TCC, as shown in (b), where a positive direction corresponds to the target moving toward the laser-focusing OAP.

of the laser was performed using two converging continuous-wave (CW) laser beams, delivered by two laser diodes coupled with beam expanders. Prior to the positioning of a target at the TCC, each alignment beam was focused by a lens to the TCC point, which was materialized by the top of a wire, which was itself observed by two telescopes (from Questar Corp.) positioned in air on the chamber walls, one looking down on the target over the main laser axis, the other located at 90° from the first one.

When the target surface was placed at the TCC, the telescope looking at the target above the main laser axis registered one tiny intense bright spot, as shown in Fig. 5(c). Moving the target back and forth led to divergence of the beam spots from the two alignment lasers, with a reduction in their intensity and an increase in their size, as shown in Figs. 5(d) and 5(e). As can be seen in Fig. 5(b), this procedure allowed each target to be easily positioned with a ±20 μm precision, i.e., within the Rayleigh length of the main laser beam.

C. Scattered laser light from the target

The scattered light in the direction of laser propagation and in the direction of specular reflection from the target surface was measured using Spectralon scatter plates and imaged by Basler CMOS cameras positioned in air on the chamber wall [see Fig. 4(a)].

Figure 6 shows the spatial distributions of the second harmonic (2ω = 408 nm) of the scattered light (which was selected using a bandwidth color filter) reflected from the target. It is clearly seen that

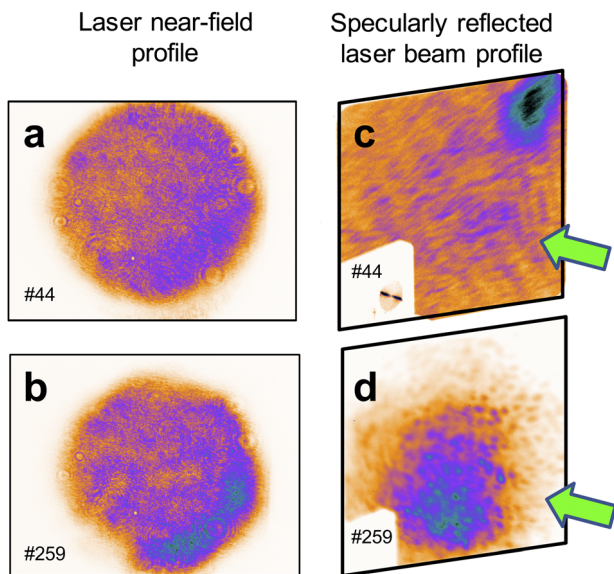


FIG. 6. (a) and (b) Laser near-field images, captured after full amplification and before compression. (c) and (d) Images, captured by an imaging camera positioned outside the chamber, of the specularly reflected laser beam landing on the Spectralon plate after having irradiated (c) 10 μm and (d) 3 μm thick Al targets. The green arrow indicates the direction of laser propagation. The white rectangle in the bottom left of the images is the shadow of an object positioned between the target and the scatter plate, partially blocking the light on its way to the scatter plate. The top row shows poor contrast conditions and the bottom row good contrast conditions.

with good laser contrast [see Fig. 2(d)], the shape of the reflected beam has a similar topology to that of the laser near field, demonstrating a quasi-mirror-like plasma surface, whereas with a poor laser contrast [see Fig. 2(e)], the laser beam becomes divergent and becomes widely scattered after having irradiated the target.

D. Self x-ray emission

Three diagnostics, all looking at the target front, were implemented to characterize the laser–solid interactions in the soft x-ray domain.

First, a Fresnel ultra-high-resolution imager (FUHRI)¹⁴ recorded the target self-emission at an angle of 10° from the target normal

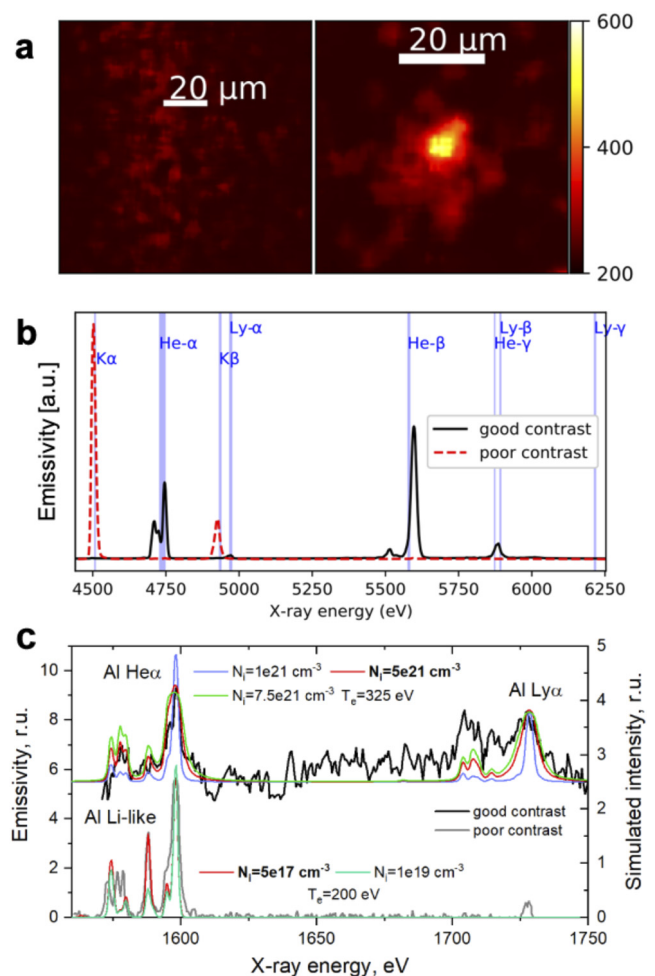


FIG. 7. Self-emission x-ray signals from the target front surface. (a) Images from (left) a Ti target, with poor laser contrast, and (right) an Al target, with good laser contrast. (b) Spectra from a thin Ti layer buried between plastic layers. (c) Al spectra obtained using the FSSR spectrometer, together with simulations performed using the PrismSPECT code. The simulated spectra are normalized to the experimental ones using the intensities of the Ly_α and He_α lines. The offset in energy between the spectra obtained under good and poor contrast conditions is artificial and is plotted this way to allow comparison of the two spectra.

in the x-ray range 4.7 ± 0.1 keV. This diagnostic consists of a Fresnel zone plate of focal length ~ 250 mm set with a magnification of 15.5, a multilayer mirror acting as a monochromator, and a CCD camera as a detector. The spatial resolution was previously measured to be between 3 and 5 μm . Figure 7(a) illustrates typical results from this imager, highlighting the strong difference made by poor laser contrast. The <10 μm spot of the right-hand panel corresponds to continuum emission from the oscillating electrons in the laser focal spot, or from their bremsstrahlung emission, confirming the proper focusing of the laser.

The second instrument provided x-ray spectra in the Ti K-shell range (4.4–6.3 keV)¹⁵ at an angle of 10° from target normal. It consists of polycapillary x-ray optics able to collimate x-rays over a few meters up to a curved Bragg crystal that disperses the signal on a CCD camera. This setup allows for an active detector far away from the target in order to reduce the impact of the EMP, while keeping a good spectral resolution of $E/\Delta E \sim 1000$. A typical spectrum, from a 200 nm Ti layer buried between two 2 μm thick layers of plastic, is provided in Fig. 7(b). It can be observed that in the case of poor contrast, fast electrons accelerated by the laser in the preplasma traverse the Ti layer, inducing K_α emission, characteristic of a weakly ionized cold plasma. It is indeed expected that a large preplasma prevents efficient coupling between the hot electrons and the target bulk. In the case of good contrast, the preplasma remains limited, and the spectrum shows thermal emission from the hot Ti layer (He-like and H-like ions). This indicates that the temperature reached above 1 keV in the buried layer, i.e., close to solid density. Precise atomic calculations will be carried out to interpret these results with more accuracy.

The third diagnostic was a focusing x-ray spectrometer with spatial resolution (FSSR).¹⁶ It was used to record the emission of the plasma at the front surface of the target in the soft x-ray domain in a narrow spectral range from 1.5 to 1.8 keV. The spectrometer was installed at a direction of 70° to the target normal and 10° down from the equatorial plane in order to avoid self-absorption of x-ray emission in the plasma plume and to reduce the parasitic fluorescence of the spectrometer crystal caused by hot-electron flows. Figure 7(c) compares x-ray spectra of Al as obtained under poor and good contrast conditions (black and grey curves). H-like and He-like spectral lines are observed in this range, with their satellites. X-ray spectra with good and poor contrast were simulated by the radiative-collisional code PrismSPECT, taking into account an optical thickness that is equivalent to the measured focal size (3 μm). The simulation was done to fit the intensity ratios between the He_α line, its Li-like satellites, and the Ly_α line, as well as the widths of the He_α and Ly_α lines. The text in bold font in Fig. 7(c) describes the parameters of the best fit of the simulation with respect to the experimental spectrum. The satellites of the Ly_α line are supposed to be generated by radiative pumping, which is not included in the model. As we can see in Fig. 7(c), when the laser temporal contrast is good, we observe an increased mean ionization charge (i.e., a larger ratio between the Ly_α and He_α lines) as well as broadened lines due to higher thermal electron temperature and density.^{17,18} Compared with the case of poor laser contrast, we observe that in the case of good laser contrast, the ion density is increased by four orders of magnitude, up to $\sim 5 \times 10^{21} \text{ cm}^{-3}$. The electron temperature is increased as well, from 200 to 325 eV. The spectra were recorded by an x-ray CCD camera (Andor DV430), as well as by conventional image plates. Note that

under poor contrast conditions, no clear continuum emission signal from the fast electrons could be obtained, which concurs with the idea that these did not encounter much dense matter. Conversely, with good contrast, the spectrum shows a significant continuum (here subtracted from the spectrum), thus supporting the idea that the solid target was then mainly intact at the time of the high-intensity irradiation, allowing fast electrons to penetrate the solid region and produce bremsstrahlung.

E. High-order harmonic generation

A high-order harmonic spectrometer coupled with a microchannel plate (MCP) detector was placed in the direction of specular light reflection from the target surface.

Figure 8 presents one spectrum of high-order harmonics of the laser pulse obtained during the experiment. The obtained high-harmonic spectrum extends to the 17th harmonic, i.e., to a wavelength of ~ 50 nm. The laser energy in the pulse was ~ 10 J, and the target was a 3 μm thick Al foil. The spectrometer is based on an extreme ultraviolet (XUV) grating of 1200 grooves mm^{-1} from Hitachi and a microchannel plate (MCP) detector. As illustrated in Fig. 8(a), the harmonic beam is angularly resolved. Note that the angular window on which the beam is observed is limited by the grating width, approximately between -30 and 30 mrad here. Owing to this limitation, the harmonic beam divergence could not be evaluated.

There are two HHG regimes when a laser is reflected from a plasma mirror,^{19,20} namely, the coherent wake emission (CWE) and relativistic oscillating mirror (ROM) regimes, each occurring under very different physical conditions. The CWE regime is predominant when the plasma gradient at the target surface is shorter than $\lambda_L/20$ (where λ_L is the laser wavelength) and when the laser intensity on target is not relativistic ($I < 10^{18} \text{ W cm}^{-2}$), whereas the ROM regime is predominant when the plasma gradient scale-length is longer, between $\lambda_L/20$ and $\lambda_L/5$, and with relativistic laser intensity on target, i.e., when $I > 10^{18} \text{ W cm}^{-2}$, such that the electrons are driven to near the speed of light.²¹

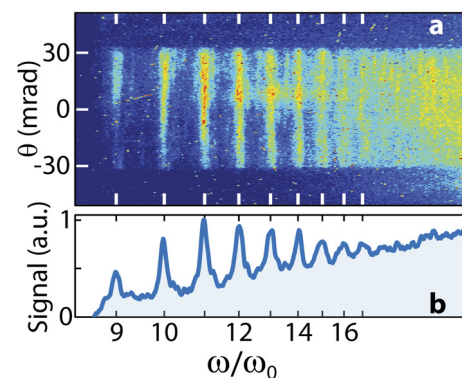


FIG. 8. High-order harmonic spectrum measured during the commissioning experiment, using the F2 beamline of Apollon. The XUV beam in the specular axis resolved spectrally from ~ 90 to ~ 10 nm and, as can be seen in (a), resolved angularly in the range -30 to 30 mrad. (a) Raw image measured by imaging the MCP detector with a camera. (b) Angularly integrated signal between -10 and 10 mrad.

The harmonic spectrum observed in Fig. 8 most likely results from the ROM mechanism, since the on-target laser intensity is evaluated to be $\sim 2 \times 10^{21} \text{ W cm}^{-2}$, and no prior plasma mirror was used to improve the laser temporal contrast.²² Thus, a relatively extended preplasma is expected to be generated by the laser pedestal. Note that driving HHG on solid targets without using a plasma mirror is extremely challenging, owing to the constraints imposed on the temporal contrast of the laser system; this statement holds even at 100 TW-class laser facilities. The fact that we can observe HHG therefore demonstrates the excellent contrast of the laser system, consistent with other measurements.

F. Proton acceleration

The proton beam accelerated from the target backside was characterized in energy and angle using a combination of widely accepted methods, namely an RCF stack²³ and a Thomson parabola spectrometer.²⁴ We used various target materials (plastic and metal) of thicknesses decreasing from $30 \mu\text{m}$ down to $0.8 \mu\text{m}$. Such a thickness scan is a standard procedure to quantify the actual prepulse level on target.^{25–27} Indeed, for relatively thick targets as explored here, target normal sheath acceleration (TNSA) is expected to be the dominant ion acceleration process,^{28–31} with well-assessed characteristics (acceleration along the target normal, known scaling with laser intensity, and known variation of beam divergence with energy). For this commissioning experiment, we focused only on an acceleration regime governed by TNSA, to be able to compare our results with the extensive collection of experimental data on TNSA gathered over the past two decades.

Reducing the target thickness first tends to enhance the proton energies since the sheath field set up at the backside by the widely divergent hot electrons^{32,33} is strengthened. If the target is made too thin, however, its rear surface may prematurely expand owing to thermal or shock waves induced by the laser pedestal. The long density gradient thereby formed at the target rear is detrimental to proton acceleration.³⁴ The target thickness maximizing proton acceleration is therefore a good indicator of the on-target prepulse level.

We also tested double-layer targets during this campaign, namely, carbon nanotube foams (CNFs) deposited on Al foils. The CNFs were fabricated using an improved floating catalyst chemical vapor deposition method.³⁵ The thickness of the Al foils was set to $15 \mu\text{m}$, and the thickness of the CNFs ranged from 20 to $80 \mu\text{m}$. The density of the CNF was $2.6 \pm 0.3 \text{ mg cm}^{-3}$, corresponding to an electron density of $(0.45 \pm 0.05)n_c$ at full ionization ($n_c = m_e \omega_L^2 \epsilon_0 / e^2$ is the critical density of the plasma at the laser frequency $\omega_L = 2\pi c / \lambda_L$). These yielded results (not detailed here) similar to those obtained with plain foils.

The motorized RCF stack holder was made on the basis of the revolver/carousel principle. In this technique, a series of RCF stacks are positioned on the periphery of a rotating disk. A lead screen protects the stacks from radiation emitted by the target, except for one slot, corresponding to the stack positioned just behind the target. After a shot is completed, the exposed stack is rotated behind the screen, while a fresh, so far unexposed, stack is positioned behind the new target. The rotation is motorized, so that the changing of stacks between shots can be done remotely, without access to the chamber [see Fig. 1(b)]. The stacks in our experiment used RCFs of type HD-v2

and EBT3,³⁶ with various filters composed of polyethylene in order to set a desirable range of energies.

We conceived the electron/Thomson parabola spectrometer ANNA (“Apollon Thomson parabola”) as being tailored to the needs of particle acceleration experiments at Apollon. Having passed through an entrance pinhole (whose diameter may range between $50 \mu\text{m}$ and 1 mm), particles are dispersed by a 1.1 T magnetic field [produced by 70 mm diameter round magnets; see Fig. 1(a)] and deflected by an electric field between two copper slabs whose voltage difference can be a maximum of 10 kV. An optimal combination of pinhole diameter, voltage difference, and geometrical shape of the slabs allows us to record the entire proton spectral distribution between 1 and 100 MeV. Three different backs have been designed in order to collect (protons and) ions on a film detector (Image Plate or CR-39), an MCP, or a CMOS detector. Moreover, the electron spectral distribution between 4 and 100 MeV can optionally be obtained by collecting the fluorescence of calibrated YAG:Ce crystals placed on one side of ANNA (normal to the ion detection plane) and imaged by a camera. ANNA was positioned along the target normal, with its front pinhole at a distance of 320 mm from the TCC and with a pinhole of $200 \mu\text{m}$ diameter. The electrodes were charged at $\pm 2 \text{ kV}$. To operate in high-repetition mode, the TP detector was composed of two highly sensitive RadEye CMOS matrices mounted head to tail. Protons impacted the CMOS surface directly. Figure 9(a) presents a schematic top view of the spectrometer, and Fig. 9(b) shows the mounting and cabling of the CMOS detectors inside the TP assembly; an additional cover was added on top of what is shown in the photograph so that the detectors were enclosed in a Faraday cage to avoid electromagnetic perturbations onto the readout system. A detailed calibration of the instrument and of the CMOS detectors was performed, but since it is outside the scope of this report, it will be described elsewhere.

The CMOS detectors were triggered 1 ms before the shot and read out immediately after. The signal was acquired remotely after

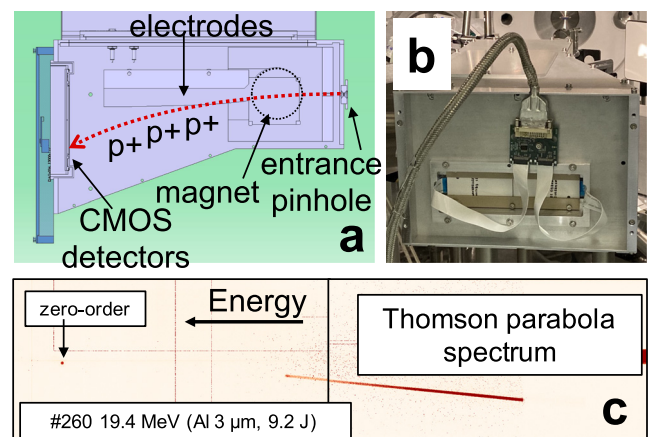


FIG. 9. (a) Schematic top view of Thomson parabola (TP). (b) Photograph of the back view with RadEye CMOS detectors. (c) Typical spectral image obtained in a single shot with the TP. One can clearly see the boundary between the two CMOS detectors that are mounted head to tail. The low-energy part of the spectrum has been intentionally cut by a thick Al filter, because it saturated the detector, since the number of particles increases exponentially toward low energies.

each shot, thereby allowing us to use the TP continuously over a series of shots without the need to access the detector, as is the case when employing commonly used imaging plates,³⁷ which imposes the need to break the vacuum of the target chamber to read them out.

Figure 9(c) shows a typical proton spectrum, with a 19.4 MeV cutoff energy, emitted from a 3 μm Al target irradiated with an on-target pulse energy of 9.2 J, as registered by the TP spectrometer. The measurement consists of two separated images collected by the two RadEye CMOS matrices. The so-called zero-order is the point-projection of the neutral atoms and x-rays emitted by the target onto the detector. It serves as a reference from which the deflection of the charged particles can be accounted for. A track of deflected protons can be seen on the right-hand side of the image, with a high-energy cutoff and a broad spectrum, both of which are typical signatures of TNSA.²⁹ The proton track is parabolically curved, as is expected.²⁴

We have been able to generate proton beams with maximum cutoff energy around 28 MeV from 2 to 3 μm thick Al foils, consistent with results obtained at other facilities under similar experimental conditions.^{27,38}

Figure 10 plots the variations in the proton cutoff energy with Al foil thickness, as recorded by the RCF and TP diagnostics. Black dots for RCF and red triangles for TP represent the averaged proton cutoff values over several shots, and the vertical lines marks the range of the recorded cutoff energy values over these shots.

The proton cutoff energies recorded by the RCFs appear to be higher than those diagnosed by the TP for 1.5 and 3 μm target thicknesses. This is due to deflection of the proton beam, as observed on the RCFs. The higher-energy portion of the proton beam turned out to deviate from the target normal direction and therefore was not collected by the TP. This phenomenon can result from a hybrid acceleration mechanism, as proposed in Ref. 39, but under quite distinct interaction conditions. A more thorough analysis is thus needed to interpret our data, and this will be the subject of a separate paper.

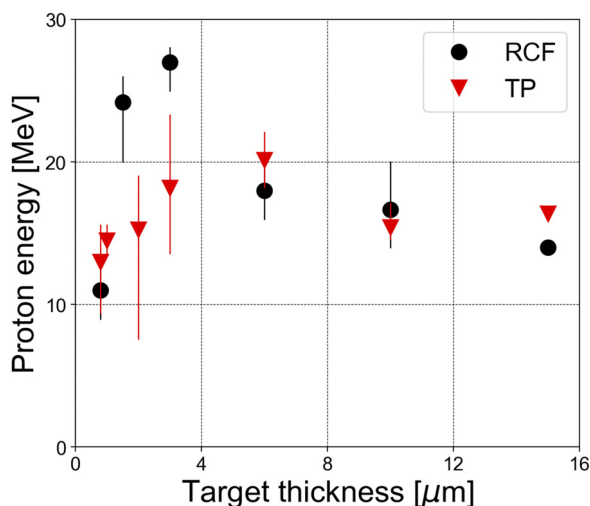


FIG. 10. Maximum proton energies, as registered by RCFs and Thomson parabola, depending on the target thickness. The targets are plain Al foils.

G. Hot-electron generation

The electron spectrometer was placed with its entrance pinhole at 440 mm from the TCC, along the axis perpendicular to the target surface, alternatively to the TP. The entrance pinhole diameter was 1 mm. The spectrometer held a pair of magnets that created a magnetic field of 1 T to disperse the incoming electrons in space, with energy from 3 to 50 MeV.

The detector of the spectrometer was composed of four RadEye CMOS detectors, as shown in Fig. 11(a), which were installed at an angle to maximize the use of the detector and to accommodate the fixed position of the electronic board. A 1 mm thick YAG:Ce scintillating crystal was set flush onto the detectors to convert the incoming electron signal into visible light at a central wavelength of 550 nm [see Fig. 11(a)]. Like the TP diagnostic, the electron spectrometer was used without the need to break vacuum, i.e., the RadEye signal was read remotely after every shot.

To have an absolute calibration of the electron deposition on the CMOS, for one shot we placed a grid made of an image plate with a known response to the electron impact⁴⁰ in front of the YAG:Ce scintillator, as can be seen in Fig. 11(a). A detailed review of the absolute calibration of the RadEye CMOS coupled with a YAG:Ce crystal will be the subject of a separate technical publication.

The raw signal registered by the RadEye is presented in Fig. 11(b), and the extracted electron spectrum is shown in Fig. 11(c).

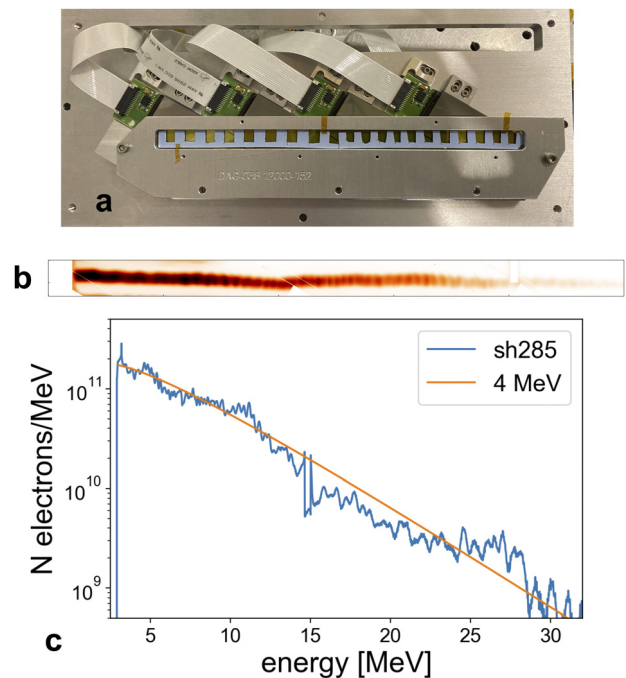


FIG. 11. (a) Photograph of the lateral panel of the electron spectrometer detector assembly, showing how the RadEye CMOS detectors are mounted on it. (b) Raw image of a recorded electron spectrum from a composite 20 nm Al + 23 μm polyethylene terephthalate (PET) target. For this particular shot, the distance from the TCC to the spectrometer entrance was 290 mm. (c) Hot-electron spectrum retrieved from the raw image [shown in (b)] and the corresponding Maxwellian distribution fit using an energy of 4 MeV.

H. Neutron generation

The spectra of neutrons produced by converting the accelerated protons into a converter (Li or Pb)⁴¹ were diagnosed with an array of time-of-flight modules positioned outside the target chamber [see Fig. 4(a)]. These were EJ-254 modules with a 1% loading of boron scintillator rods, coupled at both ends of the rods to two photomultiplier

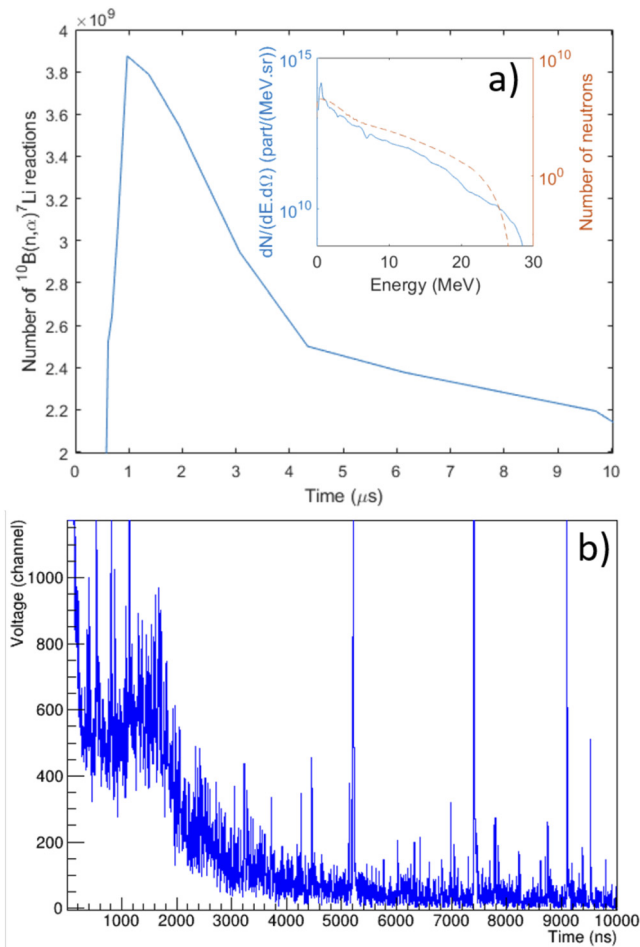


FIG. 12. (a) Predicted number of events (as a function of time) produced in a boron-doped plastic scintillator of type EJ-254, placed at 6 m from the target, when exposed to the neutron spectrum shown by the dashed line in the inset. That neutron spectrum results from having a proton beam with maximum energy 28 MeV, also shown in the inset (full line) irradiating a Pb converter. The neutron generation in Pb is simulated using GEANT4. The events in the scintillator are simulated using the known cross-section in ^{10}B (which decreases strongly when the incoming neutron energy increases), and the neutron spectrum (dashed line shown in the inset); starting at $t = 0$, there are no events, because there are no neutrons that have yet flown to the detector. As the neutron spectrum peaks around 1 MeV, and decreases for lower energies, this results in the events having a peak around $1 \mu\text{s}$. (b) Actual time-of-flight chronogram recorded during the commissioning experiment, from a proton beam with maximum energy 28 MeV impinging on a 1 mm thick Pb converter. The signal is high at $t = 0$ owing to the gamma flash and the EMP. However, we notice a clear “bump” located at $\sim 1.5 \mu\text{s}$, akin to what is expected based on the calculation shown in (a).

tubes (PMTs), and they ran in coincidence counting mode. These modules have been shown to perform well in high-power laser electromagnetic environments.⁴² The diagnostic looked at the target at various angles. An example of such a measurement is shown in Fig. 12. A detailed analysis of the signals is underway and will be reported separately.

I. Optical transition radiation

A diagnostic of the coherent optical transition radiation (OTR) emitted by the hot electrons when they cross the rear side of the solid target toward vacuum¹³ was also implemented in the experimental setup. The particular interest of this diagnostic is that it can be used to image electron generation at full power and thus constitutes essentially a monitor of the intensity distribution of the high-power laser focal spot.

The OTR light was collected by means of an off-axis parabolic mirror ($f/6$), placed on the same axis as the main laser beam and 150 mm downstream from the target (see Fig. 4). The light originating from the target was collimated by the parabola and transported from the vacuum chamber to an optical table, where it was analyzed by a set of Andor cameras. These registered the spatial distribution of the radiation at the fundamental ($1\omega = 815 \text{ nm}$) and second-harmonic ($2\omega = 408 \text{ nm}$) wavelengths of the laser. The cameras imaged the plane of the target positioned at the TCC. Additionally, another Andor camera coupled with a spectrometer was also used, allowing us to register the spectral components of OTR harmonics. To prevent the collection OAP mirror from damage, it was protected by a neutral optical density filter.

Figure 13 demonstrates the raw spatial distribution of the OTR as recorded at the fundamental laser harmonic, registered while irradiating a $2 \mu\text{m}$ thick Al target. The beam-spot shape is well reproducible from shot to shot. It basically shows that the zone from which the hot electrons are generated is narrow and well localized. A detailed analysis of the OTR results will be the subject of a separate work.

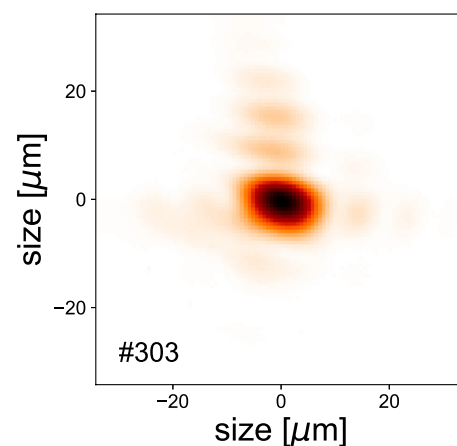


FIG. 13. OTR image collected at 1ω and emitted from the rear side of a $2 \mu\text{m}$ thick Al target. The image is larger than that of the focal spot shown in Fig. 2(b) owing to the intrinsic limited resolution of the $f/6$ imaging parabola.

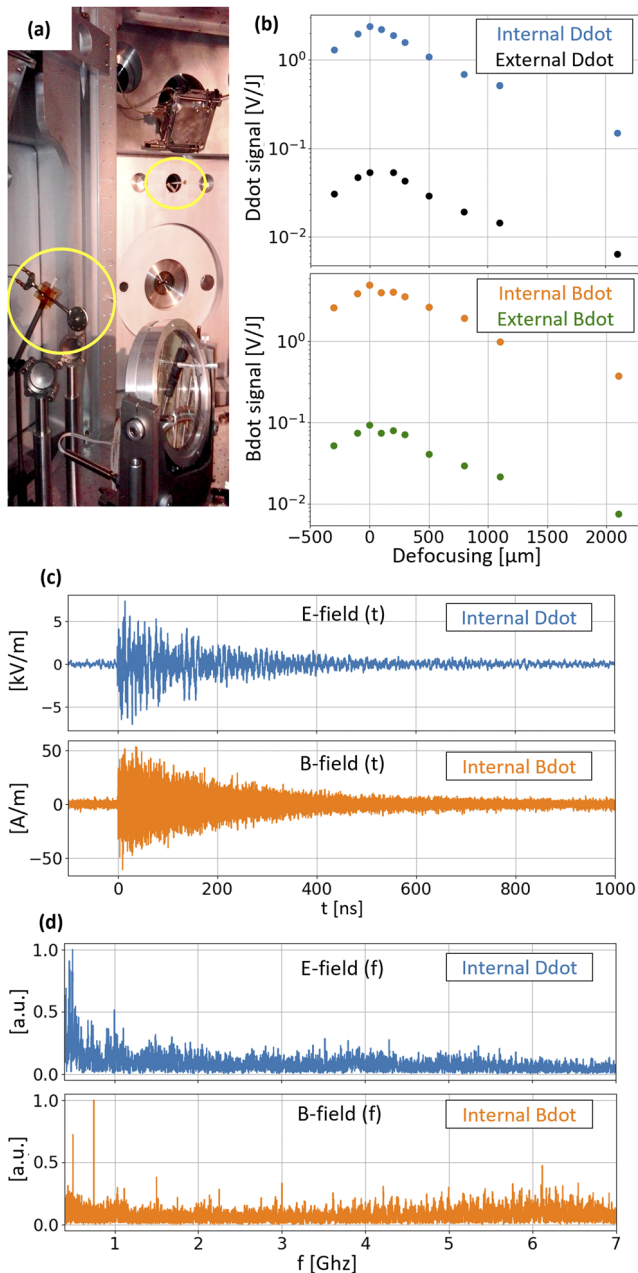


FIG. 14. (a) Photograph of the electromagnetic field probes inside the target chamber: the D-dot probe is on the left behind the focusing parabola, and the B-dot probe is on the right. (b) Amplitude of the raw signals (expressed in volts and normalized to the laser energy) as a function of the laser focusing position on target (a motion in the positive direction means that the focusing parabola was moved closer to the target). (c) Temporal evolution of the electric (blue, D-dot) and magnetic (orange, B-dot) fields inside the target chamber. (d) Frequency spectra of the electric and magnetic fields displayed in (c).

J. Electromagnetic pulse generation

Monitoring the levels of electromagnetic pulses (EMPs) is of paramount importance for the development of high-power, high-energy laser facilities.^{8–10} These transient electromagnetic fields in the

radiofrequency–microwave range (MHz to tens of GHz) can reach remarkable intensities (beyond the MV m^{-1} level close to and up to ~ 1 m away from the TCC) that scale with laser energy and mostly with laser intensity at focus,⁹ and for this reason can be a source of fatal damage or failure of electrical equipment. On the other hand, they may represent an interesting diagnostic tool for laser–plasma interaction, since the intensity and the temporal and spectral features of the related electric and magnetic fields can be correlated with the specific interaction conditions of each shot series of the experimental campaign. Detecting the laser-generated EMP radiation is thus of primary importance.

For this purpose, the Apollon facility has been equipped with an EMP measurement platform consisting of the following elements:

- (i) two D-dot probes: Prodyn AD-80D(R) differential electric field sensors;^{9,43}
- (ii) two B-dot probes: Prodyn RB-230 differential magnetic field sensors;^{9,44}
- (iii) a balun (Prodyn B170) associated with each probe, for differential signal detection and rejection of common-mode signals;^{9,45}
- (iv) a suitable set of semirigid, double-shielded cables;
- (v) a high-performance Faraday cage: Siepel (French supplier) with attenuation >100 dB from 30 MHz to 6 GHz;
- (vi) an oscilloscope: Agilent Infinium 90804A (four channels, 8 GHz).

In this commissioning campaign, one D-dot probe was placed inside the chamber at a distance of ~ 65 cm from the TCC and behind the focusing parabola, which acted as a suitable shield for direct particles and ionizing electromagnetic radiation coming from the plasma, as shown in Fig. 14(a). A second D-dot probe was placed outside the chamber at a distance of ~ 370 cm from the TCC. Similarly, one B-dot probe was placed inside the chamber [see Fig. 14(a)] at a distance of ~ 100 cm from the TCC and shielded by a black Al foil (~ 100 μm), and a second was placed outside the chamber at ~ 320 cm from the TCC.

Both of these probes (D-dot and B-dot) give information on the time derivatives of the detected electric and magnetic fields. An appropriate numerical integration is thus required to retrieve information on the fields from the stored signals. Characteristic signals for both the electric and the magnetic fields obtained in this experimental campaign by the probes inside the chamber are reported in Figs. 14(c) and 14(d) in the time and frequency domains, respectively. Typical maximum intensities for the measured electric fields when shooting on Al targets of 2 μm thickness were ~ 10 kV m^{-1} peak-to-peak inside the vacuum chamber [see Fig. 14(c)], and ~ 100 V m^{-1} peak-to-peak outside. Typical H field values were 60 A m^{-1} inside [see Fig. 14(c)] and 1.5 A m^{-1} outside the chamber. The EMP duration was of the order of several hundreds of nanoseconds. EMPs are inversely dependent on the distance from TCC; thus, at positions closer to the interaction point, fields much higher than those detected by the internal D-dot probe are produced. These exceed the typical damage threshold (10 kV m^{-1}) for unshielded active electronic equipment.

An intensity scan, performed by changing the focusing position of the parabola at fairly constant laser pulse energy, is shown in Fig. 14(b). Here, the maximum values of the signals on the oscilloscope are expressed in volts and normalized to the laser energy. As expected, the measured maximum intensity of both electric and magnetic fields sensed both inside and outside the chamber was obtained at the best focus, corresponding to the maximum laser intensity.

These tests, conducted at laser intensities that are still lower than the future full-power output of Apollon, have been fundamental to introducing an EMP measurement platform and starting to optimize shielding and mitigation techniques and management of signal transmission. In fact, already at these laser intensities, EMPs are recognized to be serious threats to electronics inside the chamber. The Apollon upgrade to the multi-PW level will allow us to enter a regime of EMP emissions that is still unexplored and to supply data for short and energetic pulses. The general scaling obtained from experimental data reported by other existing laser facilities⁹ shows that for 100 J laser pulses in the picosecond regime, EMP fields grow up to several hundreds of kV m^{-1} at ~ 1 m from the TCC. Thus, when Apollon runs in the multi-PW regime, we expect EMP levels to increase by more than an order of magnitude with respect to what was detected in this commissioning campaign. However, since EMP power depends also on the specific laser intensity at focus and on the target used, it is necessary to be well prepared for even more significant growths of these pulses.

IV. CONCLUSIONS AND PERSPECTIVES

The Apollon laser facility is a users' facility open to researchers worldwide. The present report details how its SFA area underwent successful commissioning. A number of diagnostics employing active detectors were subjected to tests in which they were operated over a series of shots without the need to retrieve detection materials. We demonstrated that TNSA proton beams with cutoff energies around 28 MeV could be produced from 2 to 3 μm thick Al foils, which are particularly suitable for applications such as proton radiography. The emissions of electrons, ions, and high-energy electromagnetic radiation that were recorded show good laser–target coupling and an overall performance that is highly consistent with what has been reported by similar international facilities. We showed that the laser displays very good temporal contrast characteristics and that the plasma gradient scale-length at the target front is between $\lambda_l/20$ and $\lambda_l/5$. Upcoming experimental campaigns will be carried out to test the implementation of plasma mirrors⁴⁶ in order to allow interactions in a ultra-high-contrast regime or with ultra-thin targets. The next phase will be the upgrade of the Apollon laser to 4 PW, which is scheduled for the year 2022, and which will be followed by a further upgrade to the final 10 PW level.

ACKNOWLEDGMENTS

The authors acknowledge the facility and the technical assistance of the national research infrastructure Apollon. The authors would also like to thank all teams of the laboratories that contributed to the success of the facility, i.e., all of the CILEX consortium, which was established to build Apollon. This work was supported by funding from the European Research Council (ERC) under the European Unions Horizon 2020 research and innovation program (Grant Agreement No. 787539, Project GENESIS), and by Grant No. ANR-17-CE30-0026-Pinnacle from the Agence Nationale de la Recherche. We acknowledge, in the framework of Project GENESIS, the support provided by Extreme Light Infrastructure Nuclear Physics (ELI-NP) Phase II, a project co-financed by the Romanian Government and the European Union through the European Regional Development Fund, and by the Project No. ELI-RO-2020-23, funded by IFA (Romania) to design, build, and test the neutron detectors used in this project, as well as parts of the OTR diagnostic. JIHT RAS team members are supported by the Ministry of Science and Higher Education of the Russian Federation (State

Assignment No. 075-00460-21-00). The study reported here was also funded by the Russian Foundation for Basic Research, Project No. 20-02-00790. The work of the ENEA team members has been carried out within the framework of the EUROfusion Consortium and has received funding from the Euratom research and training program 2014–2018 and 2019-2020 under grant agreement No. 633053. The views and opinions expressed herein do not necessarily reflect those of the European Commission.

AUTHOR DECLARATIONS

Conflict of Interest

The authors have no conflicts to disclose.

DATA AVAILABILITY

All data needed to evaluate the conclusions in the paper are present in the paper. Experimental data are archived on servers at LULI and are available from the corresponding author upon reasonable request.

REFERENCES

- 1C. N. Danson, C. Haefner, J. Bromage, T. Butcher, J.-C. F. Chanteloup, E. A. Chowdhury, A. Galvanauskas, L. A. Gizzi, J. Hein, D. I. Hillier *et al.*, "Petawatt and exawatt class lasers worldwide," *High Power Laser Sci. Eng.* **7**, e54 (2019).
- 2F. Lureau, G. Matras, O. Chalus, C. Derycke, T. Morbieu, C. Radier, O. Casagrande, S. Laux, S. Ricaud, G. Rey *et al.*, "High-energy hybrid femtosecond laser system demonstrating 2×10 PW capability," *High Power Laser Sci. Eng.* **8**, e43 (2020).
- 3D. N. Papadopoulos, P. Ramirez, K. Genevriev, L. Ranc, N. Lebas, A. Pellegrina, C. Le Blanc, P. Monot, L. Martin, J. P. Zou, F. Mathieu, P. Audebert, P. Georges, and F. Druon, "High-contrast 10 fs OPCPA-based front end for multi-PW laser chains," *Opt. Lett.* **42**, 3530–3533 (2017).
- 4D. N. Papadopoulos, J. P. Zou, C. Le Blanc, G. Chériaux, P. Georges, F. Druon, G. Mennerat, P. Ramirez, L. Martin, A. Fréneau *et al.*, "The Apollon 10 PW laser: Experimental and theoretical investigation of the temporal characteristics," *High Power Laser Sci. Eng.* **4**, e34 (2016).
- 5J. P. Zou, C. Le Blanc, D. N. Papadopoulos, G. Chériaux, P. Georges, G. Mennerat, F. Druon, L. Lecherbourg, A. Pellegrina, P. Ramirez *et al.*, "Design and current progress of the Apollon 10 PW project," *High Power Laser Sci. Eng.* **3**, e2 (2015).
- 6D. N. Papadopoulos, J. P. Zou, C. L. Blanc, L. Ranc, F. Druon, L. Martin, A. Fréneau, A. Beluze, N. Lebas, M. Chabanis, C. Bonnin, J. B. Accary, B. L. Garrec, F. Mathieu, and P. Audebert, in *Conference on Lasers and Electro-Optics* (Optical Society of America, 2019), p. STu3E.4.
- 7D. N. Papadopoulos, J. P. Zou, C. L. Blanc, L. Ranc, F. Druon, L. Martin, A. Fréneau, A. Beluze, N. Lebas, M. Chabanis, B. L. Garrec, F. Mathieu, and P. Audebert, "The Apollon laser: Commissioning results of the 1 PW beam line," in *High Power Laser Science and Engineering*, Suzhou, China, 12–16 April 2021.
- 8J.-L. Dubois, F. Lubrano-Lavaderci, D. Raffestin, J. Ribolzi, J. Gazave, A. Compant La Fontaine, E. d'Humières, S. Hulin, P. Nicolai, A. Poyé, and V. T. Tikhonchuk, "Target charging in short-pulse-laser-plasma experiments," *Phys. Rev. E* **89**, 013102 (2014).
- 9F. Consoli, V. T. Tikhonchuk, M. Bardou, P. Bradford, D. C. Carroll, J. Cikhart, M. Cipriani, R. J. Clarke, T. E. Cowan, C. N. Danson, R. De Angelis, M. De Marco, J.-L. Dubois, B. Etchessahar, A. L. Garcia, D. I. Hillier, A. Honsa, W. Jiang, V. Kmetik, J. Krása, Y. Li, F. Lubrano, P. McKenna, J. Metzkes-Ng, A. Poyé, I. Prencipe, P. Rączka, R. A. Smith, R. Vrana, N. C. Woolsey, E. Zemaityte, Y. Zhang, Z. Zhang, B. Zielbauer, and D. Neely, "Laser produced electromagnetic pulses: Generation, detection and mitigation," *High Power Laser Sci. Eng.* **8**, e22 (2020).
- 10F. Consoli, P. L. Andreoli, M. Cipriani, G. Cristofari, R. De Angelis, G. Di Giorgio, L. Duvillelet, J. Krása, D. Neely, M. Salvadori, M. Scisciò, R. A. Smith, and V. T. Tikhonchuk, "Sources and space–time distribution of the electromagnetic pulses in

- experiments on inertial confinement fusion and laser–plasma acceleration,” *Philos. Trans. R. Soc., A* **379**, 20200022 (2020).
- ¹¹P. R. Bolton, M. Borghesi, C. Brenner, D. C. Carroll, C. De Martinis, F. Fiorini, A. Flacco, V. Floquet, J. Fuchs, P. Gallegos, D. Giove, J. S. Green, S. Green, B. Jones, D. Kirby, P. McKenna, D. Neely, F. Nuesslin, R. Prasad, S. Reinhardt, M. Roth, U. Schramm, G. G. Scott, S. Ter-Avetisyan, M. Tolley, G. Turchetti, and J. J. Wilkens, “Instrumentation for diagnostics and control of laser-accelerated proton (ion) beams,” *Phys. Med.* **30**, 255–270 (2014).
- ¹²L. Ranc, C. Le Blanc, N. Lebas, L. Martin, J.-P. Zou, F. Mathieu, C. Radier, S. Ricaud, F. Druon, and D. Papadopoulos, “Improvement in the temporal contrast in the tens of ps range of the multi-PW Apollon laser front-end,” *Opt. Lett.* **45**, 4599–4602 (2020).
- ¹³H. Popescu, S. D. Baton, F. Amiranoff, C. Rousseaux, M. R. Le Gloahac, J. J. Santos, L. Gremillet, M. Koenig, E. Martinolli, T. Hall, J. C. Adam, A. Heron, and D. Batani, “Subfemtosecond, coherent, relativistic, and ballistic electron bunches generated at ω_0 and $2\omega_0$ in high intensity laser–matter interaction,” *Phys. Plasmas* **12**, 063106 (2005).
- ¹⁴A. Do, M. Briat, S. D. Baton, M. Krummy, L. Lecherbourg, B. Loupias, F. Pérez, P. Renaudin, C. Rubbelyncq, and P. Troussel, “Two-channel high-resolution quasi-monochromatic X-ray imager for Al and Ti plasma,” *Rev. Sci. Instrum.* **89**, 113702 (2018).
- ¹⁵P. Renaudin, L. Duthoit, S. Baton, C. Blancard, A. Chaleil, P. Cossé, G. Faussurier, L. Gremillet, L. Lecherbourg, B. Loupias, and F. Perez, “Radiative cooling of an Al plasma in an Al-Ti mixture heated by an ultraintense laser pulse,” *High Energy Density Phys.* (to be published), available at, <https://hal.archives-ouvertes.fr/hal-02456723/>.
- ¹⁶A. Y. Faenov, S. A. Pikuz, A. I. Erko, B. A. Bryunetkin, V. M. Dyakin, G. V. Ivanenkov, A. R. Mingaleev, T. A. Pikuz, V. M. Romanova, and T. A. Shelkovenko, “High-performance x-ray spectroscopic devices for plasma microsources investigations,” *Phys. Scr.* **50**, 333–338 (1994).
- ¹⁷U. Andiel, K. Eidmann, P. Hakel, R. C. Mancini, G. C. Junkel-Vives, J. Abdallah, and K. Witte, “Demonstration of aluminum K-shell line shifts in isochorically heated targets driven by ultrashort laser pulses,” *Europhys. Lett.* **60**, 861–867 (2002).
- ¹⁸M. A. Alkhimova, A. Y. Faenov, I. Y. Skobelev, T. A. Pikuz, M. Nishiuchi, H. Sakaki, A. S. Pirozhkov, A. Sagisaka, N. P. Dover, K. Kondo, K. Ogura, Y. Fukuda, H. Kiriya, K. Nishitani, T. Miyahara, Y. Watanabe, S. A. Pikuz, M. Kando, R. Kodama, and K. Kondo, “High resolution X-ray spectra of stainless steel foils irradiated by femtosecond laser pulses with ultra-relativistic intensities,” *Opt. Express* **25**, 29501–29511 (2017).
- ¹⁹L. Chopineau, A. Leblanc, G. Blaclair, A. Denoed, M. Thévenet, J.-L. Vay, G. Bonnaud, P. Martin, H. Vincenti, and F. Quéré, “Identification of coupling mechanisms between ultraintense laser light and dense plasmas,” *Phys. Rev. X* **9**, 011050 (2019).
- ²⁰S. Kahaly, S. Monchocé, H. Vincenti, T. Dzelainis, B. Dromey, M. Zepf, P. Martin, and F. Quéré, “Direct observation of density-gradient effects in harmonic generation from plasma mirrors,” *Phys. Rev. Lett.* **110**, 175001 (2013).
- ²¹Y. I. Salamin, S. Hu, K. Z. Hatsagortsyan, and C. H. Keitel, “Relativistic high-power laser–matter interactions,” *Phys. Rep.* **427**, 41–155 (2006).
- ²²A. Lévy, T. Ceccotti, P. D’Oliveira, F. Réau, M. Perdrix, F. Quéré, P. Monot, M. Bougeard, H. Lagadec, P. Martin, J.-P. Geindre, and P. Audebert, “Double plasma mirror for ultrahigh temporal contrast ultraintense laser pulses,” *Opt. Lett.* **32**, 310–312 (2007).
- ²³R. A. Snavely, M. H. Key, S. P. Hatchett, T. E. Cowan, M. Roth, T. W. Phillips, M. A. Stoyer, E. A. Henry, T. C. Sangster, M. S. Singh, S. C. Wilks, A. MacKinnon, A. Offenberger, D. M. Pennington, K. Yasuike, A. B. Langdon, B. F. Lasinski, J. Johnson, M. D. Perry, and E. M. Campbell, “Intense high-energy proton beams from petawatt-laser irradiation of solids,” *Phys. Rev. Lett.* **85**, 2945–2948 (2000).
- ²⁴J. J. Thomson, “XXVI. Rays of positive electricity,” *London, Edinburgh Dublin Philos. Mag. J. Sci.* **21**, 225–249 (1911).
- ²⁵J. Fuchs, P. Antici, E. d’Humières, E. Lefebvre, M. Borghesi, E. Brambrink, C. A. Cecchetti, M. Kaluza, V. Malka, M. Manclossi, S. Meyroneinc, P. Mora, J. Schreiber, T. Toncian, H. Pépin, and P. Audebert, “Laser-driven proton scaling laws and new paths towards energy increase,” *Nat. Phys.* **2**, 48–54 (2006).
- ²⁶T. Ceccotti, A. Lévy, H. Popescu, F. Réau, P. D’Oliveira, P. Monot, J. P. Geindre, E. Lefebvre, and P. Martin, “Proton acceleration with high-intensity ultrahigh-contrast laser pulses,” *Phys. Rev. Lett.* **99**, 185002 (2007).
- ²⁷A. Soloviev, K. Burdonov, S. N. Chen, A. Ereemeev, A. Korzhimanov, G. V. Pokrovskiy, T. A. Pikuz, G. Revet, A. Sladkov, V. Ginzburg, E. Khazanov, A. Kuzmin, R. Osmanov, I. Shaikin, A. Shaykin, I. Yakovlev, S. Pikuz, M. Starodubtsev, and J. Fuchs, “Experimental evidence for short-pulse laser heating of solid-density target to high bulk temperatures,” *Sci. Rep.* **7**, 12144 (2017).
- ²⁸S. C. Wilks, A. B. Langdon, T. E. Cowan, M. Roth, M. Singh, S. Hatchett, M. H. Key, D. Pennington, A. MacKinnon, and R. A. Snavely, “Energetic proton generation in ultra-intense laser–solid interactions,” *Phys. Plasmas* **8**, 542–549 (2001).
- ²⁹H. Daido, M. Nishiuchi, and A. S. Pirozhkov, “Review of laser-driven ion sources and their applications,” *Rep. Prog. Phys.* **75**, 056401 (2012).
- ³⁰A. Macchi, M. Borghesi, and M. Passoni, “Ion acceleration by superintense laser-plasma interaction,” *Rev. Mod. Phys.* **85**, 751–793 (2013).
- ³¹M. Allen, P. K. Patel, A. MacKinnon, D. Price, S. Wilks, E. Morse, “Direct experimental evidence of back-surface ion acceleration from laser-irradiated gold foils,” *Phys. Rev. Lett.* **93**, 265004 (2004).
- ³²J. C. Adam, A. Héron, and G. Laval, “Dispersion and transport of energetic particles due to the interaction of intense laser pulses with overdense plasmas,” *Phys. Rev. Lett.* **97**, 205006 (2006).
- ³³J. S. Green, V. M. Ovchinnikov, R. G. Evans, K. U. Akli, H. Azechi, F. N. Beg, C. Bellei, R. R. Freeman, H. Habara, R. Heathcote, M. H. Key, J. A. King, K. L. Lancaster, N. C. Lopes, T. Ma, A. J. MacKinnon, K. Markey, A. McPhee, Z. Najmudin, P. Nilson, R. Onofrei, R. Stephens, K. Takeda, K. A. Tanaka, W. Theobald, T. Tanimoto, J. Waugh, L. Van Woerkom, N. C. Woolsey, M. Zepf, J. R. Davies, and P. A. Norreys, “Effect of laser intensity on fast-electron-beam divergence in solid-density plasmas,” *Phys. Rev. Lett.* **100**, 015003 (2008).
- ³⁴J. Fuchs, C. A. Cecchetti, M. Borghesi, T. Grismayer, E. d’Humières, P. Antici, S. Atzeni, P. Mora, A. Pipahl, L. Romagnani, A. Schiavi, Y. Sentoku, T. Toncian, P. Audebert, and O. Willi, “Laser-foil acceleration of high-energy protons in small-scale plasma gradients,” *Phys. Rev. Lett.* **99**, 015002 (2007).
- ³⁵P. Wang, G. Qi, Z. Pan, D. Kong, Y. Shou, J. Liu, Z. Cao, Z. Mei, S. Xu, Z. Liu *et al.*, “Fabrication of large-area uniform carbon nanotube foams as near-critical-density targets for laser–plasma experiments,” *High Power Laser Sci. Eng.* **9**, e29 (2021).
- ³⁶S. N. Chen, M. Gauthier, M. Bazalova-Carter, S. Bolanos, S. Glenzer, R. Riquier, G. Revet, P. Antici, A. Morabito, A. Propp, M. Starodubtsev, and J. Fuchs, “Absolute dosimetric characterization of Gafchromic EBT3 and HDV2 films using commercial flat-bed scanners and evaluation of the scanner response function variability,” *Rev. Sci. Instrum.* **87**, 073301 (2016).
- ³⁷V. Lelasseux and J. Fuchs, “Modelling energy deposition in TR image plate detectors for various ion types,” *J. Instrum.* **15**(04), P04002 (2020).
- ³⁸K. Ogura, M. Nishiuchi, A. S. Pirozhkov, T. Tanimoto, A. Sagisaka, T. Z. Esirkepov, M. Kando, T. Shizuma, T. Hayakawa, H. Kiriya, T. Shimomura, S. Kondo, S. Kanazawa, Y. Nakai, H. Sasao, F. Sasao, Y. Fukuda, H. Sakaki, M. Kanasaki, A. Yogo, S. V. Bulanov, P. R. Bolton, and K. Kondo, “Proton acceleration to 40 MeV using a high intensity, high contrast optical parametric chirped-pulse amplification Ti:sapphire hybrid laser system,” *Opt. Lett.* **37**, 2868–2870 (2012).
- ³⁹F. Wagner, O. Deppert, C. Brabetz, P. Fiala, A. Kleinschmidt, P. Poth, V. A. Schanz, A. Tebartz, B. Zielbauer, M. Roth, T. Stöhlker, and V. Bagnoud, “Maximum proton energy above 85 MeV from the relativistic interaction of laser pulses with micrometer thick CH₂ targets,” *Phys. Rev. Lett.* **116**, 205002 (2016).
- ⁴⁰H. Chen, N. L. Back, T. Bartal, F. N. Beg, D. C. Eder, A. J. Link, A. G. MacPhee, Y. Ping, P. M. Song, A. Throop, and L. Van Woerkom, “Absolute calibration of image plates for electrons at energy between 100 keV and 4 MeV,” *Rev. Sci. Instrum.* **79**, 033301 (2008).
- ⁴¹A. Alejo, H. Ahmed, A. Green, S. R. Mirfayzi, M. Borghesi, and S. Kar, “Recent advances in laser-driven neutron sources,” *Nuovo Cimento* **38**, 188 (2015).

⁴²S. R. Mirfayzi, S. Kar, H. Ahmed, A. G. Krygier, A. Green, A. Alejo, R. Clarke, R. R. Freeman, J. Fuchs, D. Jung, A. Kleinschmidt, J. T. Morrison, Z. Najmudin, H. Nakamura, P. Norreys, M. Oliver, M. Roth, L. Vassura, M. Zepf, and M. Borghesi, “Calibration of time of flight detectors using laser-driven neutron source,” *Rev. Sci. Instrum.* **86**, 073308 (2015).

⁴³Electric Field Sensors, D-Dot free field-radial output (R), Data Sheet Prodyn Technologies; accessed 22 July 2021.

⁴⁴Radiation hardened B-Dot Sensor–Model RB-230(R), Data Sheet Prodyn Technologies; accessed 22 July 2021.

⁴⁵P. Baluns, Data Sheet Prodyn Technologies; accessed 22 July 2021.

⁴⁶C. Thaury, F. Quéré, J.-P. Geindre, A. Levy, T. Ceccotti, P. Monot, M. Bougeard, F. Réau, P. d’Oliveira, P. Audebert, R. Marjoribanks, and P. Martin, “Plasma mirrors for ultrahigh-intensity optics,” *Nat. Phys.* **3**, 424–429 (2007).

Acronymes

laser Light Amplification by Stimulated Emission of Radiation. 4

PW pétaWatt. 6, 7

Bibliographie

- [1] Donna STRICKLAND et Gerard MOUROU. « Compression of amplified chirped optical pulses ». en. In : *Optics Communications* 56.3 (déc. 1985), p. 219-221. ISSN : 00304018. DOI : 10.1016/0030-4018(85)90120-8 (cf. p. 4).
- [2] A. ASHKIN. « Acceleration and Trapping of Particles by Radiation Pressure ». In : *Physical Review Letters* 24.4 (jan. 1970). Publisher : American Physical Society, p. 156-159. DOI : 10.1103/PhysRevLett.24.156 (cf. p. 4).
- [3] Gerard A. MOUROU, Toshiki TAJIMA et Sergei V. BULANOV. « Optics in the relativistic regime ». In : *Reviews of Modern Physics* 78.2 (avr. 2006). Publisher : American Physical Society, p. 309-371. DOI : 10.1103/RevModPhys.78.309 (cf. p. 4, 23).
- [4] *International Committee on Ultra-High Intensity Lasers* (cf. p. 4).
- [5] R. G. W. NORRISH et G. PORTER. « Chemical Reactions Produced by Very High Light Intensities ». en. In : *Nature* 164.4172 (oct. 1949). Number : 4172 Publisher : Nature Publishing Group, p. 658-658. ISSN : 1476-4687. DOI : 10.1038/164658a0 (cf. p. 5).
- [6] Marcos DANTUS, Mark J. ROSKER et Ahmed H. ZEWAİL. « Femtosecond real-time probing of reactions. II. The dissociation reaction of ICN ». In : *The Journal of Chemical Physics* 89.10 (nov. 1988). Publisher : American Institute of Physics, p. 6128-6140. ISSN : 0021-9606. DOI : 10.1063/1.455428 (cf. p. 5).
- [7] *Pompe-sonde – Tout est quantique* (cf. p. 5).
- [8] P. F. MOULTON. « Spectroscopic and laser characteristics of Ti :Al₂O₃ ». EN. In : *JOSA B* 3.1 (jan. 1986). Publisher : Optical Society of America, p. 125-133. ISSN : 1520-8540. DOI : 10.1364/JOSAB.3.000125 (cf. p. 5).
- [9] Chung-Po HUANG, Melanie T. ASAKI, Sterling BACKUS, Margaret M. MURNANE, Henry C. KAPTEYN et Howard NATHEL. « 17-fs pulses from a self-mode-locked Ti :sapphire laser ».

- EN. In : *Optics Letters* 17.18 (sept. 1992). Publisher : Optical Society of America, p. 1289-1291. ISSN : 1539-4794. DOI : 10.1364/OL.17.001289 (cf. p. 5).
- [10] P. MAINE, D. STRICKLAND, P. BADO, M. PESSOT et G. MOUROU. « En route vers le Petawatt ». fr. In : *Revue de Physique Appliquée* 22.12 (déc. 1987). Publisher : Société Française de Physique, p. 1657-1663. ISSN : 0035-1687. DOI : 10.1051/rphysap:0198700220120165700 (cf. p. 5).
- [11] Michael D. PERRY et Gerard MOUROU. « Terawatt to Petawatt Subpicosecond Lasers ». en. In : *Science* 264.5161 (mai 1994). Publisher : American Association for the Advancement of Science Section : Articles, p. 917-924. ISSN : 0036-8075, 1095-9203. DOI : 10.1126/science.264.5161.917 (cf. p. 5).
- [12] Antoine ROUSSE et al. « Production of a keV X-Ray Beam from Synchrotron Radiation in Relativistic Laser-Plasma Interaction ». In : *Physical Review Letters* 93.13 (sept. 2004). Publisher : American Physical Society, p. 135005. DOI : 10.1103/PhysRevLett.93.135005 (cf. p. 5).
- [13] P. A. NORREYS et al. « Observation of a highly directional γ -ray beam from ultrashort, ultraintense laser pulse interactions with solids ». In : *Physics of Plasmas* 6.5 (avr. 1999). Publisher : American Institute of Physics, p. 2150-2156. ISSN : 1070-664X. DOI : 10.1063/1.873466 (cf. p. 5).
- [14] T. TAJIMA et J. M. DAWSON. « Laser Electron Accelerator ». In : *Physical Review Letters* 43.4 (juil. 1979). Publisher : American Physical Society, p. 267-270. DOI : 10.1103/PhysRevLett.43.267 (cf. p. 5).
- [15] C. E. CLAYTON, K. A. MARSH, A. DYSON, M. EVERETT, A. LAL, W. P. LEEMANS, R. WILLIAMS et C. JOSHI. « Ultrahigh-gradient acceleration of injected electrons by laser-excited relativistic electron plasma waves ». In : *Physical Review Letters* 70.1 (jan. 1993). Publisher : American Physical Society, p. 37-40. DOI : 10.1103/PhysRevLett.70.37 (cf. p. 5).
- [16] J. FUCHS et al. « Laser-driven proton scaling laws and new paths towards energy increase ». en. In : *Nature Physics* 2.1 (jan. 2006). Number : 1 Publisher : Nature Publishing Group, p. 48-54. ISSN : 1745-2481. DOI : 10.1038/nphys199 (cf. p. 5).

- [17] M. FERRAY, A. L'ÉVÉQUE, X. F. LI, L. A. LOMPRES, G. MAINFRAY et C. MANUS. « Multiple-harmonic conversion of 1064 nm radiation in rare gases ». en. In : *Journal of Physics B : Atomic, Molecular and Optical Physics* 21.3 (fév. 1988). Publisher : IOP Publishing, p. L31-L35. ISSN : 0953-4075. DOI : 10.1088/0953-4075/21/3/001 (cf. p. 5).
- [18] P. M. PAUL, E. S. TOMA, P. BREGER, G. MULLOT, F. AUGÉ, Ph BALCOU, H. G. MULLER et P. AGOSTINI. « Observation of a Train of Attosecond Pulses from High Harmonic Generation ». en. In : *Science* 292.5522 (juin 2001). Publisher : American Association for the Advancement of Science Section : Report, p. 1689-1692. ISSN : 0036-8075, 1095-9203. DOI : 10.1126/science.1059413 (cf. p. 5).
- [19] P. B. CORKUM et Ferenc KRAUSZ. « Attosecond science ». en. In : *Nature Physics* 3.6 (juin 2007). Number : 6 Publisher : Nature Publishing Group, p. 381-387. ISSN : 1745-2481. DOI : 10.1038/nphys620 (cf. p. 5).
- [20] Frieder H. LOESEL, Ron M. Kurtz M.D, Christopher HORVATH, Samir I. Sayegh M.D, Gerard A. MOUROU, Josef F. BILLE et Tibor JUHASZ. « Ultraprecise medical applications with ultrafast lasers : corneal surgery with femtosecond lasers ». In : *Medical Applications of Lasers in Dermatology, Cardiology, Ophthalmology, and Dentistry II*. T. 3564. International Society for Optics et Photonics, fév. 1999, p. 86-93. DOI : 10.1117/12.339141 (cf. p. 5).
- [21] T JUHASZ, F LOESEL, R KURTZ, C HORVATH et G MOUROU. « Femtosecond laser refractive corneal surgery ». In : *IEEE Journal of Special Topics in Quantum Electronics* 5 (1999), p. 902-910 (cf. p. 5).
- [22] C. SAUTERET, D. HUSSON, G. THIELL, S. SEZNEC, S. GARY, A. MIGUS et G. MOUROU. « Generation of 20-TW pulses of picosecond duration using chirped-pulse amplification in a Nd :glass power chain ». EN. In : *Optics Letters* 16.4 (fév. 1991). Publisher : Optical Society of America, p. 238-240. ISSN : 1539-4794. DOI : 10.1364/OL.16.000238 (cf. p. 6).
- [23] V. MALKA. « Laser plasma accelerators ». In : *Physics of Plasmas* 19.5 (avr. 2012). Publisher : American Institute of Physics, p. 055501. ISSN : 1070-664X. DOI : 10.1063/1.3695389 (cf. p. 7).

- [24] A. J. GONSALVES et al. « Petawatt Laser Guiding and Electron Beam Acceleration to 8 GeV in a Laser-Heated Capillary Discharge Waveguide ». In : *Physical Review Letters* 122.8 (fév. 2019). Publisher : American Physical Society, p. 084801. DOI : 10.1103/PhysRevLett.122.084801 (cf. p. 7).
- [25] G. VAMPA et T. BRABEC. « Merge of high harmonic generation from gases and solids and its implications for attosecond science ». en. In : *Journal of Physics B : Atomic, Molecular and Optical Physics* 50.8 (mar. 2017). Publisher : IOP Publishing, p. 083001. ISSN : 0953-4075. DOI : 10.1088/1361-6455/aa528d (cf. p. 7).
- [26] Natalia M. NAUMOVA, John A. NEES, Bixue HOU, Gerard A. MOUROU et Igor V. SOKOLOV. « Isolated attosecond pulses generated by relativistic effects in a wavelength-cubed focal volume ». EN. In : *Optics Letters* 29.7 (avr. 2004). Publisher : Optical Society of America, p. 778-780. ISSN : 1539-4794. DOI : 10.1364/OL.29.000778 (cf. p. 7).
- [27] Julian SCHWINGER. « On Gauge Invariance and Vacuum Polarization ». In : *Physical Review* 82.5 (juin 1951). Publisher : American Physical Society, p. 664-679. DOI : 10.1103/PhysRev.82.664 (cf. p. 7).
- [28] Sterling BACKUS, Charles G. DURFEE, Margaret M. MURNANE et Henry C. KAPTEYN. « High power ultrafast lasers ». In : *Review of Scientific Instruments* 69.3 (mar. 1998). Publisher : American Institute of Physics, p. 1207-1223. ISSN : 0034-6748. DOI : 10.1063/1.1148795 (cf. p. 7).
- [29] Colin DANSON, David HILLIER, Nicholas HOPPS et David NEELY. « Petawatt class lasers worldwide ». en. In : *High Power Laser Science and Engineering* 3 (2015). Publisher : Cambridge University Press. ISSN : 2095-4719, 2052-3289. DOI : 10.1017/hpl.2014.52 (cf. p. 7).
- [30] Colin N. DANSON et al. « Petawatt and exawatt class lasers worldwide ». en. In : *High Power Laser Science and Engineering* 7 (2019), e54. ISSN : 2095-4719, 2052-3289. DOI : 10.1017/hpl.2019.36 (cf. p. 7, 128).
- [31] D. N. PAPADOPOULOS et al. « The Apollon 10 PW laser : experimental and theoretical investigation of the temporal characteristics ». In : *High Power Laser Science and*

- Engineering* 4 (2016). Publisher : Cambridge University Press (cf. p. 9, 23, 24, 37, 121, 128, 130).
- [32] D. N. PAPADOPOULOS et al. « First Commissioning Results of the Apollon Laser on the 1 PW Beam Line ». In : *2019 Conference on Lasers and Electro-Optics (CLEO)*. ISSN : 2160-8989. Mai 2019, p. 1-2. DOI : 10.1364/CLEO_SI.2019.STu3E.4 (cf. p. 9, 102, 123, 183).
- [33] K. BURDONOV et al. « Characterization and performance of the Apollon short-focal-area facility following its commissioning at 1 PW level ». In : *Matter and Radiation at Extremes* 6.6 (nov. 2021). Publisher : American Institute of Physics, p. 064402. ISSN : 2468-2047. DOI : 10.1063/5.0065138 (cf. p. 9, 177).
- [34] *THALES - ELI; the most powerful laser in the world* (cf. p. 10).
- [35] François LUREAU et al. « High-energy hybrid femtosecond laser system demonstrating 2×10 PW capability ». en. In : *High Power Laser Science and Engineering* 8 (2020). Publisher : Cambridge University Press. ISSN : 2095-4719, 2052-3289. DOI : 10.1017/hpl.2020.41 (cf. p. 10).
- [36] GA MOUROU, G KORN, W SANDNER et JL COLLIER. « WHITEBOOK ELI—Extreme light infrastructure; science and technology with ultra-intense lasers ». In : *URL www.extreme-light-infrastructure.eu* 12 (2011), p. 14 (cf. p. 10).
- [37] H.R. TELLE, G. STEINMEYER, A.E. DUNLOP, J. STENGER, D.H. SUTTER et U. KELLER. « Carrier-envelope offset phase control : A novel concept for absolute optical frequency measurement and ultrashort pulse generation ». en. In : *Applied Physics B* 69.4 (oct. 1999), p. 327-332. ISSN : 1432-0649. DOI : 10.1007/s003400050813 (cf. p. 13).
- [38] Ben C. PLATT et Roland SHACK. « History and Principles of Shack-Hartmann Wavefront Sensing ». en. In : *Journal of Refractive Surgery* 17.5 (sept. 2001). Publisher : SLACK Incorporated, S573-S577. ISSN : 1081-597X, 1938-2391. DOI : 10.3928/1081-597X-20010901-13 (cf. p. 14).
- [39] J. PRIMOT et L. SOGNO. « Achromatic three-wave (or more) lateral shearing interferometer ». EN. In : *JOSA A* 12.12 (déc. 1995). Publisher : Optical Society of America, p. 2679-2685. ISSN : 1520-8532. DOI : 10.1364/JOSAA.12.002679 (cf. p. 14, 49).

- [40] S. VELGHE, N. GUÉRINEAU, R. HAÏDAR, B. TOULON, S. DEMOUSTIER et J. PRIMOT. « Two-color multi-wave lateral shearing interferometry for segmented wave-front measurements ». EN. In : *Optics Express* 14.21 (oct. 2006). Publisher : Optical Society of America, p. 9699-9708. ISSN : 1094-4087. DOI : 10.1364/OE.14.009699 (cf. p. 14).
- [41] Pierre TOURNOIS. « Acousto-optic programmable dispersive filter for adaptive compensation of group delay time dispersion in laser systems ». en. In : *Optics Communications* 140.4 (août 1997), p. 245-249. ISSN : 0030-4018. DOI : 10.1016/S0030-4018(97)00153-3 (cf. p. 15, 30).
- [42] Nicolas FORGET, Vincent CROZATIER et Thomas OKSENHENDLER. « Pulse-measurement techniques using a single amplitude and phase spectral shaper ». EN. In : *JOSA B* 27.4 (avr. 2010). Publisher : Optical Society of America, p. 742-756. ISSN : 1520-8540. DOI : 10.1364/JOSAB.27.000742 (cf. p. 15, 30).
- [43] H. VINCENTI et F. QUÉRÉ. « Attosecond Lighthouses : How To Use Spatiotemporally Coupled Light Fields To Generate Isolated Attosecond Pulses ». In : *Physical Review Letters* 108.11 (mar. 2012). Publisher : American Physical Society, p. 113904. DOI : 10.1103/PhysRevLett.108.113904 (cf. p. 17).
- [44] J. HEBLING. « Derivation of the pulse front tilt caused by angular dispersion ». en. In : *Optical and Quantum Electronics* 28.12 (déc. 1996), p. 1759-1763. ISSN : 1572-817X. DOI : 10.1007/BF00698541 (cf. p. 17, 18, 51).
- [45] Selcuk AKTURK, Xun GU, Erik ZEEK et Rick TREBINO. « Pulse-front tilt caused by spatial and temporal chirp ». In : *Optics express* 12.19 (2004). Publisher : Optical Society of America, p. 4399-4410 (cf. p. 17, 18, 51).
- [46] Valentin GALLET. « Dispositifs expérimentaux pour la caractérisation spatio-temporelle de chaînes laser femtosecondes haute-puissance ». fr. In : (sept. 2014) (cf. p. 18, 35).
- [47] M. KEMPE, U. STAMM, B. WILHELMI et W. RUDOLPH. « Spatial and temporal transformation of femtosecond laser pulses by lenses and lens systems ». EN. In : *JOSA B* 9.7 (juil. 1992). Publisher : Optical Society of America, p. 1158-1165. ISSN : 1520-8540. DOI : 10.1364/JOSAB.9.001158 (cf. p. 20).

- [48] M. KEMPE et W. RUDOLPH. « Impact of chromatic and spherical aberration on the focusing of ultrashort light pulses by lenses ». EN. In : *Optics Letters* 18.2 (jan. 1993). Publisher : Optical Society of America, p. 137-139. ISSN : 1539-4794. DOI : 10.1364/OL.18.000137 (cf. p. 20).
- [49] Frédéric DRUON, Gilles CHÉRIAUX, Jérôme FAURE, John NEES, Marc NANTEL, Anatoly MAKSIMCHUK, Gérard MOUROU, Jean Christophe CHANTELOUP et Gleb VDOVIN. « Wave-front correction of femtosecond terawatt lasers by deformable mirrors ». EN. In : *Optics Letters* 23.13 (juil. 1998). Publisher : Optical Society of America, p. 1043-1045. ISSN : 1539-4794. DOI : 10.1364/OL.23.001043 (cf. p. 21).
- [50] Rick TREBINO et Daniel J. KANE. « Using phase retrieval to measure the intensity and phase of ultrashort pulses : frequency-resolved optical gating ». EN. In : *JOSA A* 10.5 (mai 1993). Publisher : Optical Society of America, p. 1101-1111. ISSN : 1520-8532. DOI : 10.1364/JOSAA.10.001101 (cf. p. 21).
- [51] C. IACONIS et I. A. WALMSLEY. « Spectral phase interferometry for direct electric-field reconstruction of ultrashort optical pulses ». EN. In : *Optics Letters* 23.10 (mai 1998). Publisher : Optical Society of America, p. 792-794. ISSN : 1539-4794. DOI : 10.1364/OL.23.000792 (cf. p. 21).
- [52] Thomas OKSENHENDLER. « Self-referenced spectral interferometry theory ». In : *arXiv:1204.4949 [physics]* (avr. 2012). arXiv : 1204.4949 (cf. p. 21, 44, 45).
- [53] A. MOULET, S. GRABIELLE, C. CORNAGGIA, N. FORGET et T. OKSENHENDLER. « Single-shot, high-dynamic-range measurement of sub-15 fs pulses by self-referenced spectral interferometry ». EN. In : *Optics Letters* 35.22 (nov. 2010). Publisher : Optical Society of America, p. 3856-3858. ISSN : 1539-4794. DOI : 10.1364/OL.35.003856 (cf. p. 21).
- [54] Mikhail KALASHNIKOV, Alexander ANDREEV et Horst SCHÖNNAGEL. « Limits of the temporal contrast for CPA lasers with beams of high aperture ». In : sous la dir. de Solomon M. SALTIEL, Alexander A. DREISCHUH et Ivan P. CHRISTOV. Burgas, Bulgaria, oct. 2009, p. 750104. DOI : 10.1117/12.849182 (cf. p. 23).

- [55] A. JULLIEN et al. « High-fidelity frontend based on XPW filter for high-contrast few-cycle OPCPAs ». In : *CLEO : Science and Innovations*. Optical Society of America, 2011, CWI1 (cf. p. 28).
- [56] L. P. RAMIREZ et al. « Efficient cross polarized wave generation for compact, energy-scalable, ultrashort laser sources ». In : *Optics express* 19.1 (2011). Publisher : Optical Society of America, p. 93-98 (cf. p. 28, 29).
- [57] Aurélien RICCI et al. « Energy-scalable temporal cleaning device for femtosecond laser pulses based on cross-polarized wave generation ». In : *Review of Scientific Instruments* 84.4 (2013). Publisher : American Institute of Physics, p. 043106 (cf. p. 29).
- [58] D. N. PAPADOPOULOS et al. « High-contrast 10 fs OPCPA-based front end for multi-PW laser chains ». In : *Optics letters* 42.18 (2017). Publisher : Optical Society of America, p. 3530-3533 (cf. p. 29, 37, 121, 128-130, 163).
- [59] Linpeng YU et al. « High-contrast front end based on cascaded XPWG and femtosecond OPA for 10-PW-level Ti :sapphire laser ». en. In : *Optics Express* 26.3 (fév. 2018), p. 2625. ISSN : 1094-4087. DOI : 10.1364/OE.26.002625 (cf. p. 29).
- [60] Florence FRIEBEL, Alain PELLEGRINA, Dimitris N. PAPADOPOULOS, Patrice CAMY, Jean-Louis DOUALAN, Richard MONCORGÉ, Patrick GEORGES et Frédéric DRUON. « Diode-pumped Yb : CaF₂ multipass amplifier producing 50 mJ with dynamic analysis for high repetition rate operation ». In : *Applied Physics B* 117.2 (2014). Publisher : Springer, p. 597-603 (cf. p. 29).
- [61] Dimitrios N. PAPADOPOULOS, Florence FRIEBEL, Alain PELLEGRINA, Marc HANNA, Patrice CAMY, Jean-Louis DOUALAN, Richard MONCORGÉ, Patrick GEORGES et Frederic PHJ DRUON. « High Repetition Rate Yb : CaF₂ Multipass Amplifiers Operating in the 100-mJ Range ». In : *IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics* 21.1 (2014). Publisher : IEEE, p. 464-474 (cf. p. 29).
- [62] D. N. PAPADOPOULOS et al. « The Apollon 10 PW laser : experimental and theoretical investigation of the temporal characteristics ». In : *High Power Laser Science and Engineering* 4 (2016). Publisher : Cambridge University Press (cf. p. 29).

- [63] G. CHERIAUX, Barry WALKER, L. F. DIMAURO, P. ROUSSEAU, F. SALIN et J. P. CHAMBARET. « Aberration-free stretcher design for ultrashort-pulse amplification ». en. In : *Optics Letters* 21.6 (mar. 1996), p. 414. ISSN : 0146-9592, 1539-4794. DOI : 10.1364/OL.21.000414 (cf. p. 30, 130).
- [64] L LE GAT. *Stretcher and compressor design for the Apollon10P ILE laser facility*. Type : Poster. Watkins Glen, USA, 2010 (cf. p. 30).
- [65] C LE BLANC. *Alignment, characterisation and optimisation of an Offner Stretcher at three wavelengths*. Type : Poster. Montebello, Canada, 2016 (cf. p. 30, 130, 131, 163).
- [66] J. ITATANI, J. FAURE, M. NANTEL, G. MOUROU et S. WATANABE. « Suppression of the amplified spontaneous emission in chirped-pulse-amplification lasers by clean high-energy seed-pulse injection ». In : *Optics Communications* 148.1-3 (1998). Publisher : Elsevier, p. 70-74 (cf. p. 30).
- [67] C. DORRER. « Temporal van Cittert-Zernike theorem and its application to the measurement of chromatic dispersion ». In : *JOSA B* 21.8 (2004). Publisher : Optical Society of America, p. 1417-1423 (cf. p. 31).
- [68] Christophe DORRER. « Spatiotemporal metrology of broadband optical pulses ». In : *IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics* 25.4 (2019). Publisher : IEEE, p. 1-16 (cf. p. 31, 44).
- [69] Spencer W. JOLLY, Olivier GOBERT et Fabien QUÉRÉ. « Spatio-temporal characterization of ultrashort laser beams : a tutorial ». en. In : *Journal of Optics* 22.10 (sept. 2020). Publisher : IOP Publishing, p. 103501. ISSN : 2040-8986. DOI : 10.1088/2040-8986/abad08 (cf. p. 31, 44).
- [70] G. PARIENTE, V. GALLET, A. BOROT, O. GOBERT et F. QUÉRÉ. « Space-time characterization of ultra-intense femtosecond laser beams ». en. In : *Nature Photonics* 10.8 (août 2016). Number : 8 Publisher : Nature Publishing Group, p. 547-553. ISSN : 1749-4893. DOI : 10.1038/nphoton.2016.140 (cf. p. 31, 58, 59, 111).
- [71] Antoine JEANDET, Antonin BOROT, Kei NAKAMURA, Spencer W. JOLLY, Anthony J. GONSALVES, Csaba TÓTH, Hann-Shin MAO, Wim P. LEEMANS et Fabien QUÉRÉ. « Spatio-temporal structure of a petawatt femtosecond laser beam ». en. In : *Journal of Physics : Pho-*

- tonics* 1.3 (juin 2019), p. 035001. ISSN : 2515-7647. DOI : 10.1088/2515-7647/ab250d (cf. p. 31, 44, 51).
- [72] Pascal D'OLIVEIRA, Sandrine DOBOSZ, Sébastien HULIN, Pascal MONOT, Fabrice RÉAU et Thierry AUGUSTE. « Influence of the pedestal on the interaction of a high-intensity, ultrashort laser pulse with a gas target ». EN. In : *JOSA B* 19.11 (nov. 2002). Publisher : Optical Society of America, p. 2603-2608. ISSN : 1520-8540. DOI : 10.1364/JOSAB.19.002603 (cf. p. 34).
- [73] Z. BOR. « Distortion of femtosecond laser pulses in lenses ». EN. In : *Optics Letters* 14.2 (jan. 1989), p. 119-121. ISSN : 1539-4794. DOI : 10.1364/OL.14.000119 (cf. p. 34, 35).
- [74] J. BROMAGE, C. DORRER et R. K. JUNGQUIST. « Temporal contrast degradation at the focus of ultrafast pulses from high-frequency spectral phase modulation ». en. In : *Journal of the Optical Society of America B* 29.5 (mai 2012), p. 1125. ISSN : 0740-3224, 1520-8540. DOI : 10.1364/JOSAB.29.001125 (cf. p. 38-40, 128, 129, 131, 132, 153, 167, 170, 189).
- [75] V. A. SCHANZ, M. ROTH et V. BAGNOUD. « Picosecond contrast degradation by surface imperfections in chirped-pulse-amplification stretchers ». en. In : *Journal of the Optical Society of America A* 36.10 (oct. 2019), p. 1735. ISSN : 1084-7529, 1520-8532. DOI : 10.1364/JOSAA.36.001735 (cf. p. 38, 39, 129, 161).
- [76] Jingui MA, Peng YUAN, Jing WANG, Yongzhi WANG, Guoqiang XIE, Heyuan ZHU et Liejia QIAN. « Spatiotemporal noise characterization for chirped-pulse amplification systems ». en. In : *Nature Communications* 6.1 (fév. 2015). Number : 1 Publisher : Nature Publishing Group, p. 6192. ISSN : 2041-1723. DOI : 10.1038/ncomms7192 (cf. p. 38, 39, 49, 51, 129).
- [77] Nikita KHODAKOVSKIY, Mikhail KALASHNIKOV, Emilien GONTIER, Franck FALCOZ et Pierre-Mary PAUL. « Degradation of picosecond temporal contrast of Ti:sapphire lasers with coherent pedestals ». en. In : *Optics Letters* 41.19 (oct. 2016), p. 4441. ISSN : 0146-9592, 1539-4794. DOI : 10.1364/OL.41.004441 (cf. p. 38, 129).
- [78] Christophe DORRER et Jake BROMAGE. « Impact of high-frequency spectral phase modulation on the temporal profile of short optical pulses ». en. In : *Optics Express* 16.5 (2008), p. 3058. ISSN : 1094-4087. DOI : 10.1364/OE.16.003058 (cf. p. 39, 128, 131).

- [79] L RANC. « Spatiotemporal study on a PW laser : Theoretical models, measurement methods and experimental results ». In : Lindau, Germany : ICUIL, 2018 (cf. p. 41, 129, 130, 143).
- [80] Antonin BOROT et Fabien QUÉRÉ. « Spatio-spectral metrology at focus of ultrashort lasers : a phase-retrieval approach ». EN. In : *Optics Express* 26.20 (oct. 2018). Publisher : Optical Society of America, p. 26444-26461. ISSN : 1094-4087. DOI : 10.1364/OE.26.026444 (cf. p. 44, 49).
- [81] Margoto JEAN-BAPTISTE, Cheng ZHAO, Lopez-Martens RODRIGO et Oksenhendler THOMAS. « Single-shot diagnosing of spatiotemporal couplings in ultrashort laser pulses by spatio-spectral imaging of a third-order nonlinear process ». In : *Optics letters* 45.8 (2020), p. 2207-2210 (cf. p. 44, 51).
- [82] Thomas OKSENHENDLER. « Single-shot complete spatiotemporal Strehl ratio metrology of ultrashort laser pulses—theory ». In : *arXiv preprint arXiv :2005.11159* (2020) (cf. p. 44, 46).
- [83] Thomas OKSENHENDLER, Pierre BIZOUARD, Olivier ALBERT, Stefan BOCK et Ulrich SCHRAMM. « High dynamic, high resolution and wide range single shot temporal pulse contrast measurement ». EN. In : *Optics Express* 25.11 (mai 2017). Publisher : Optical Society of America, p. 12588-12600. ISSN : 1094-4087. DOI : 10.1364/OE.25.012588 (cf. p. 46, 51).
- [84] T. OKSENHENDLER, S. COUDREAU, N. FORGET, V. CROZATIER, S. GRABIELLE, R. HERZOG, O. GOBERT et D. KAPLAN. « Self-referenced spectral interferometry ». en. In : *Applied Physics B* 99.1 (avr. 2010), p. 7-12. ISSN : 1432-0649. DOI : 10.1007/s00340-010-3916-y (cf. p. 46).
- [85] Jean-baptiste MARGOTO. *Développement de dispositifs de diagnostics ultra-haute dynamique mono-coup avec une grande excursion temporelle et caractérisation spatio-temporelle au foyer de lasers femtosecondes ultra intenses*. Déc. 2019 (cf. p. 47).
- [86] S KAHALY, S MONCHOCÉ, V GALLET, O GOBERT, F RÉAU, O TCHERBAKOFF, P D'OLIVEIRA, Ph MARTIN et F QUÉRÉ. « Investigation of amplitude spatio-temporal couplings at the focus of a 100 TW-25 fs laser ». In : *Applied Physics Letters* 104.5 (2014), p. 054103 (cf. p. 47).

- [87] Antoine JEANDET. « Spatio-temporal characterization of femtosecond laser pulses using self-referenced Fourier transform spectroscopy Spatio-temporal structure of a petawatt femtosecond laser beam Controlling the velocity of a femtosecond laser pulse using refractive lenses ». These de doctorat. université Paris-Saclay, juil. 2020 (cf. p. 48, 49, 58, 59).
- [88] Yeong Gyu KIM et al. « Single-shot spatiotemporal characterization of a multi-PW laser using a multispectral wavefront sensing method ». EN. In : *Optics Express* 29.13 (juin 2021). Publisher : Optical Society of America, p. 19506-19514. ISSN : 1094-4087. DOI : 10.1364/OE.429891 (cf. p. 49, 50, 58).
- [89] C. DORRER et S.-W. BAHK. « Spatio-spectral characterization of broadband fields using multispectral imaging ». EN. In : *Optics Express* 26.25 (déc. 2018). Publisher : Optical Society of America, p. 33387-33399. ISSN : 1094-4087. DOI : 10.1364/OE.26.033387 (cf. p. 49, 50).
- [90] C. BOURASSIN-BOUCHET, M. STEPHENS, S. de ROSSI, F. DELMOTTE et P. CHAVEL. « Duration of ultrashort pulses in the presence of spatio-temporal coupling ». EN. In : *Optics Express* 19.18 (août 2011). Publisher : Optical Society of America, p. 17357-17371. ISSN : 1094-4087. DOI : 10.1364/OE.19.017357 (cf. p. 51).
- [91] Yifei CHEN et al. « Investigation of spatio-temporal stretching in a duplex grating compressor ». EN. In : *Optics Express* 27.22 (oct. 2019). Publisher : Optical Society of America, p. 31667-31675. ISSN : 1094-4087. DOI : 10.1364/OE.27.031667 (cf. p. 51).
- [92] Zhaoyang LI, Jumpei OGINO, Shigeki TOKITA et Junji KAWANAKA. « Arbitrarily distorted 2-dimensional pulse-front measurement and reliability analysis ». EN. In : *Optics Express* 27.9 (avr. 2019). Publisher : Optical Society of America, p. 13292-13306. ISSN : 1094-4087. DOI : 10.1364/OE.27.013292 (cf. p. 51).
- [93] Jin Woo YOON, Yeong Gyu KIM, Il Woo CHOI, Jae Hee SUNG, Hwang Woon LEE, Seong Ku LEE et Chang Hee NAM. « Realization of laser intensity over 10^{23} W/cm² ». In : *Optica* 8.5 (2021), p. 630-635 (cf. p. 52, 128).
- [94] Spencer W. JOLLY, Spencer W. JOLLY, Spencer W. JOLLY, Olivier GOBERT, Olivier GOBERT, Fabien QUÉRÉ et Fabien QUÉRÉ. « Spatio-spectral characterization of ultrashort laser

- pulses with a birefringent delay line ». EN. In : *OSA Continuum* 4.7 (juil. 2021). Publisher : Optical Society of America, p. 2044-2051. ISSN : 2578-7519. DOI : 10.1364/OSAC.430432 (cf. p. 58, 59).
- [95] Yan LIANG et al. *Single-shot diagnostics for spatiotemporal laser-plasma evolution by the multi-dimensional encoding (MuDE) holography*. Fév. 2021. DOI : 10.1117/12.2591448 (cf. p. 58).
- [96] Zhaoyang LI, Koji TSUBAKIMOTO, Hidetsugu YOSHIDA, Yoshiki NAKATA et Noriaki MIYANAGA. « Degradation of femtosecond petawatt laser beams : Spatio-temporal/spectral coupling induced by wavefront errors of compression gratings ». en. In : *Applied Physics Express* 10.10 (sept. 2017), p. 102702. ISSN : 1882-0786. DOI : 10.7567/APEX.10.102702 (cf. p. 59).
- [97] Zhaoyang LI, Noriaki MIYANAGA et Junji KAWANAKA. « Theoretical comparison of spatiotemporal contrasts of pulsed beams in unfocusing, 1D-focusing, and 2D-focusing fields and enhancement of the on-axis temporal contrast at the focus ». EN. In : *JOSA B* 35.8 (août 2018), p. 1861-1870. ISSN : 1520-8540. DOI : 10.1364/JOSAB.35.001861 (cf. p. 59).
- [98] *Sheppard : Free-space propagation of femto-second...* - Google Scholar (cf. p. 60).
- [99] G. PRETZLER, A. KASPER et K. J. WITTE. « Angular chirp and tilted light pulses in CPA lasers ». In : *Applied Physics B* 70.1 (2000). Publisher : Springer, p. 1-9 (cf. p. 70).
- [100] F. J. DUARTE. « Prismatic pulse compression : beam deviations and geometrical perturbations ». In : *Optical and quantum electronics* 22.5 (1990). Publisher : Springer, p. 467-471 (cf. p. 72).
- [101] R. BÖDEFELD, M. HORNING, J. HEIN et M. C. KALUZA. « High precision elimination of angular chirp in CPA laser systems with large stretching factors or high bandwidth ». In : *Applied Physics B* 115.3 (2014). Publisher : Springer, p. 419-426 (cf. p. 72).
- [102] Robert J. NOLL. « Zernike polynomials and atmospheric turbulence* ». EN. In : *JOSA* 66.3 (mar. 1976). Publisher : Optical Society of America, p. 207-211. DOI : 10.1364/JOSA.66.000207 (cf. p. 90).

- [103] Jae Hee SUNG et al. « 42 PW, 20 fs Ti:sapphire laser at 0.1 Hz ». en. In : *Optics Letters* 42.11 (juin 2017), p. 2058. ISSN : 0146-9592, 1539-4794. DOI : 10.1364/OL.42.002058 (cf. p. 128).
- [104] K. A. IVANOV, S. A. SHULYAPOV, D. A. GORLOVA, I. M. MORDVINTSEV, I. N. TSYMBALOV et A. B. SAVEL'EV. « Role of contrast of a relativistic femtosecond laser pulse interacting with solid and structured targets ». en. In : *Quantum Electronics* 51.9 (sept. 2021). Publisher : IOP Publishing, p. 768. ISSN : 1063-7818. DOI : 10.1070/QEL17604 (cf. p. 128).
- [105] Lourdes Patricia RAMIREZ, Dimitrios PAPADOPOULOS, Marc HANNA, Alain PELLEGRINA, Florence FRIEBEL, Patrick GEORGES et Frédéric DRUON. « Compact, simple, and robust cross polarized wave generation source of few-cycle, high-contrast pulses for seeding petawatt-class laser systems ». EN. In : *JOSA B* 30.10 (oct. 2013). Publisher : Optical Society of America, p. 2607-2614. ISSN : 1520-8540. DOI : 10.1364/JOSAB.30.002607 (cf. p. 128).
- [106] D. HOMOELLE, Alexander L. GAETA, V. YANOVSKY et G. MOUROU. « Pulse contrast enhancement of high-energy pulses by use of a gas-filled hollow waveguide ». en. In : *Optics Letters* 27.18 (sept. 2002), p. 1646. ISSN : 0146-9592, 1539-4794. DOI : 10.1364/OL.27.001646 (cf. p. 128).
- [107] N. MINKOVSKI, G. I. PETROV, S. M. SALTIEL, O. ALBERT et J. ETCHEPARE. « Nonlinear polarization rotation and orthogonal polarization generation experienced in a single-beam configuration ». en. In : *Journal of the Optical Society of America B* 21.9 (sept. 2004), p. 1659. ISSN : 0740-3224, 1520-8540. DOI : 10.1364/JOSAB.21.001659 (cf. p. 128).
- [108] G. DOUMY, F. QUÉRÉ, O. GOBERT, M. PERDRIX, Ph. MARTIN, P. AUDEBERT, J. C. GAUTHIER, J.-P. GEINDRE et T. WITTMANN. « Complete characterization of a plasma mirror for the production of high-contrast ultraintense laser pulses ». en. In : *Physical Review E* 69.2 (fév. 2004), p. 026402. ISSN : 1539-3755, 1550-2376. DOI : 10.1103/PhysRevE.69.026402 (cf. p. 128).
- [109] Aurélie JULLIEN et al. « 10^{210} temporal contrast for femtosecond ultraintense lasers by cross-polarized wave generation ». EN. In : *Optics Letters* 30.8 (avr. 2005). Publisher :

- Optical Society of America, p. 920-922. ISSN : 1539-4794. DOI : 10.1364/OL.30.000920 (cf. p. 128).
- [110] Xiong SHEN, Peng WANG, Jun LIU et Ruxin LI. « Linear angular dispersion compensation of cleaned self-diffraction light with a single prism ». In : *High Power Laser Science and Engineering* 6 (2018). Publisher : Cambridge University Press (cf. p. 128).
- [111] Zhaoyang LI, Shigeki TOKITA, Satoshi MATSUO, Keiichi SUEDA, Takashi KURITA, Toshiyuki KAWASIMA et Noriaki MIYANAGA. « Scattering pulse-induced temporal contrast degradation in chirped-pulse amplification lasers ». en. In : *Optics Express* 25.18 (sept. 2017), p. 21201. ISSN : 1094-4087. DOI : 10.1364/OE.25.021201 (cf. p. 128).
- [112] Chris HOOKER, Yunxin TANG, Oleg CHEKHLOV, John COLLIER, Edwin DIVALL, Klaus ERTEL, Steve HAWKES, Bryn PARRY et P. P. RAJEEV. « Improving coherent contrast of petawatt laser pulses ». en. In : *Optics Express* 19.3 (jan. 2011), p. 2193. ISSN : 1094-4087. DOI : 10.1364/OE.19.002193 (cf. p. 128, 129).
- [113] Jianwei YU, Xiaoping OUYANG, Li ZHOU, Youen JIANG, Baoqiang ZHU et Jianqiang ZHU. « Experimental study on measuring pulse duration in the far field for high-energy petawatt lasers ». EN. In : *Applied Optics* 57.13 (mai 2018). Publisher : Optical Society of America, p. 3488-3496. ISSN : 2155-3165. DOI : 10.1364/AO.57.003488 (cf. p. 128).
- [114] Hiromitsu KIRIYAMA et al. « High-contrast high-intensity repetitive petawatt laser ». en. In : *Optics Letters* 43.11 (juin 2018), p. 2595. ISSN : 0146-9592, 1539-4794. DOI : 10.1364/OL.43.002595 (cf. p. 128, 129).
- [115] Yong WANG, Shoujun WANG, Alex ROCKWOOD, Bradley M. LUTHER, Reed HOLLINGER, Alden CURTIS, Chase CALVI, Carmen S. MENONI et Jorge J. ROCCA. « 085 PW laser operation at 33 Hz and high-contrast ultrahigh-intensity $\lambda = 400$ nm second-harmonic beam-line ». en. In : *Optics Letters* 42.19 (oct. 2017), p. 3828. ISSN : 0146-9592, 1539-4794. DOI : 10.1364/OL.42.003828 (cf. p. 128).
- [116] Kei NAKAMURA, Hann-Shin MAO, Anthony J. GONSALVES, Henri VINCENTI, Daniel E. MITTELBERGER, Joost DANIELS, Arturo MAGANA, Csaba TOTH et Wim P. LEEMANS. « Diagnostics, Control and Performance Parameters for the BELLA High Repetition Rate Petawatt Class La-

- ser ». In : *IEEE Journal of Quantum Electronics* 53.4 (août 2017), p. 1-21. ISSN : 0018-9197, 1558-1713. DOI : 10.1109/JQE.2017.2708601 (cf. p. 128).
- [117] Xiaoming LU, Xinliang WANG, Yuxin LENG, Xiaoyang GUO, Yujie PENG, Yanyan LI, Yi XU, Rongjie XU et Xinyuan QI. « Suppressing Temporal Pedestal in Nd :glass Laser Systems by Avoiding Far-Field Spectral Phase Noise ». In : *IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics* 24.5 (sept. 2018), p. 1-6. ISSN : 1077-260X, 1558-4542. DOI : 10.1109/JSTQE.2017.2785291 (cf. p. 129).
- [118] Bharat BHUSHAN. « Surface roughness analysis and measurement techniques ». In : *Modern tribology handbook, two volume set*. CRC press, 2000, p. 79-150 (cf. p. 134).
- [119] James C. WYANT, C. L. KOLIOPOULOS, Bharat BHUSHAN et D. BASILA. « Development of a three-dimensional noncontact digital optical profiler ». In : (1986) (cf. p. 135).
- [120] E. L. CHURCH, H. A. JENKINSON et J. M. ZAVADA. « Relationship between surface scattering and microtopographic features ». In : *Optical Engineering* 18.2 (1979). Publisher : International Society for Optics and Photonics, p. 182125 (cf. p. 135).
- [121] E. L. CHURCH et P. Z. TAKACS. « Effects Of The Optical Transfer Function In Surface Profile Measurements ». In : *Surface Characterization and Testing II*. T. 1164. International Society for Optics et Photonics, déc. 1989, p. 46-59. DOI : 10.1117/12.962806 (cf. p. 135).
- [122] Michael G. DITTMAN. « K-correlation power spectral density and surface scatter model ». In : *Optical Systems Degradation, Contamination, and Stray Light : Effects, Measurements, and Control II*. T. 6291. International Society for Optics et Photonics, 2006, 62910R (cf. p. 135, 144).
- [123] James E. HARVEY et Anita Kotha THOMPSON. « Scattering effects from residual optical fabrication errors ». In : *International conference on optical fabrication and testing*. T. 2576. International Society for Optics et Photonics, 1995, p. 155-174 (cf. p. 135, 144).
- [124] James E. HARVEY. « Integrating optical fabrication and metrology into the optical design process ». In : *Applied optics* 54.9 (2015). Publisher : Optical Society of America, p. 2224-2233 (cf. p. 135).

- [125] Farzad AZIMI et Brigid MULLANY. « Geometric surface feature detection using statistical based metrics ». en. In : *Precision Engineering* 60 (nov. 2019), p. 602-609. ISSN : 0141-6359. DOI : 10.1016/j.precisioneng.2019.07.016 (cf. p. 135).
- [126] George PALASANTZAS. « Roughness spectrum and surface width of self-affine fractal surfaces via the K-correlation model ». In : *Physical Review B* 48.19 (nov. 1993). Publisher : American Physical Society, p. 14472-14478. DOI : 10.1103/PhysRevB.48.14472 (cf. p. 135).
- [127] Tilmann GNEITING, Hana ŠEVČÍKOVÁ et Donald B. PERCIVAL. « Estimators of fractal dimension : Assessing the roughness of time series and spatial data ». In : *Statistical Science* (2012). Publisher : JSTOR, p. 247-277 (cf. p. 135).
- [128] Felix HAUSDORFF. « Dimension und äußeres Maß ». de. In : *Mathematische Annalen* 79.1 (mar. 1918), p. 157-179. ISSN : 1432-1807. DOI : 10.1007/BF01457179 (cf. p. 136).
- [129] Benoit B. MANDELBROT. « SELF-AFFINE FRACTAL SETS, III : HAUSDORFF DIMENSION ANOMALIES AND THEIR IMPLICATIONS ». en. In : *Fractals in Physics*. Sous la dir. de Luciano PIETRONERO et Erio TOSATTI. Amsterdam : Elsevier, jan. 1986, p. 21-28. ISBN : 978-0-444-86995-1. DOI : 10.1016/B978-0-444-86995-1.50006-8 (cf. p. 136).
- [130] Chris MALONEY, Jean Pierre LORMEAU et Paul DUMAS. « Improving low, mid and high-spatial frequency errors on advanced aspherical and freeform optics with MRF ». In : *Third European Seminar on Precision Optics Manufacturing*. T. 10009. International Society for Optics et Photonics, juin 2016, 100090R. DOI : 10.1117/12.2236034 (cf. p. 136).
- [131] David M. AIKENS, C. Robert WOLFE et Janice K. LAWSON. « Use of power spectral density (PSD) functions in specifying optics for the National Ignition Facility ». In : *International Conference on Optical Fabrication and Testing*. T. 2576. International Society for Optics et Photonics, août 1995, p. 281-292. DOI : 10.1117/12.215604 (cf. p. 136, 137).
- [132] Janice K. LAWSON, David M. AIKENS, R. Edward ENGLISH JR, Wayne T. WHISTLER, Will HOUSE et Michael A. NICHOLS. « Surface figure and roughness tolerances for NIF optics and the interpretation of the gradient, PV wavefront, and RMS specifications ». In : *Optical*

Manufacturing and Testing III. T. 3782. International Society for Optics et Photonics, 1999, p. 510-517 (cf. p. 136).

- [133] Gian F. LORUSSO, Vito RUTIGLIANI, Frieda VAN ROEY et Chris A. MACK. « Unbiased roughness measurements : Subtracting out SEM effects ». In : *Microelectronic Engineering* 190 (2018). Publisher : Elsevier, p. 33-37 (cf. p. 139).
- [134] J. A. OGILVY et J. R. FOSTER. « Rough surfaces : gaussian or exponential statistics? » en. In : *Journal of Physics D : Applied Physics* 22.9 (sept. 1989). Publisher : IOP Publishing, p. 1243-1251. ISSN : 0022-3727. DOI : 10.1088/0022-3727/22/9/001 (cf. p. 142).
- [135] Roland BÖHMER, K. L. NGAI, C. Austen ANGELL et D. J. PLAZEK. « Nonexponential relaxations in strong and fragile glass formers ». In : *The Journal of chemical physics* 99.5 (1993). Publisher : American Institute of Physics, p. 4201-4209 (cf. p. 142).
- [136] V. CONSTANTOUDIS, G. P. PATSIS, L. H. A. LEUNISSEN et E. GOGOLIDES. « Line edge roughness and critical dimension variation : Fractal characterization and comparison using model functions ». In : *Journal of Vacuum Science & Technology B : Microelectronics and Nanometer Structures Processing, Measurement, and Phenomena* 22.4 (2004). Publisher : American Vacuum Society, p. 1974-1981 (cf. p. 142).
- [137] Patrick P. NAULLEAU et Jason P. CAIN. « Experimental and model-based study of the robustness of line-edge roughness metric extraction in the presence of noise ». In : *Journal of Vacuum Science & Technology B : Microelectronics and Nanometer Structures Processing, Measurement, and Phenomena* 25.5 (2007). Publisher : American Vacuum Society, p. 1647-1657 (cf. p. 142).
- [138] Chris A. MACK. « Analytic form for the power spectral density in one, two, and three dimensions ». In : *Journal of Micro/Nanolithography, MEMS, and MOEMS* 10.4 (oct. 2011). Publisher : International Society for Optics and Photonics, p. 040501. ISSN : 1932-5150, 1932-5134. DOI : 10.1117/1.3663567 (cf. p. 142).
- [139] Charlotte CUTLER, Choong-Bong LEE, James W. THACKERAY, Peter TREFONAS, John NELSON, Jason DESISTO, Mingqi LI, Rochelle RENA et Chris MACK. « Roughness power spectral density as a function of aerial image and basic process/resist parameters ». In : *Jour-*

- nal of Photopolymer Science and Technology* 32.6 (2020). Publisher : The Society of Photopolymer Science and Technology (SPST), p. 779-790 (cf. p. 142).
- [140] Lucas RANC et al. « Improvement in the temporal contrast in the tens of ps range of the multi-PW Apollon laser front-end ». EN. In : *Optics Letters* 45.16 (août 2020). Publisher : Optical Society of America, p. 4599-4602. ISSN : 1539-4794. DOI : 10.1364/OL.401272 (cf. p. 143, 178).
- [141] Eugene L. CHURCH, Peter Z. TAKACS et Thomas A. LEONARD. « The prediction of BRDFs from surface profile measurements ». In : *Scatter from Optical Components*. T. 1165. International Society for Optics et Photonics, 1990, p. 136-150 (cf. p. 143).
- [142] John C. STOVER. « Optical scattering. Measurement and analysis ». In : *SPIE Press Volume* (1995) (cf. p. 145).
- [143] Michael G. DITTMAN, Frank GROCHOCKI et Kathleen YOUNGWORTH. « No such thing as sigma : flowdown and measurement of surface roughness requirements ». In : *Optical Systems Degradation, Contamination, and Stray Light : Effects, Measurements, and Control II*. T. 6291. SPIE, sept. 2006, p. 210-217. DOI : 10.1117/12.678314 (cf. p. 147).
- [144] Erkin SIDICK. « Power spectral density specification and analysis of large optical surfaces ». In : sous la dir. d'Harald BOSSE, Bernd BODERMANN et Richard M. SILVER. Munich, Germany, juin 2009, p. 73900L. DOI : 10.1117/12.823844 (cf. p. 147, 148).
- [145] N. V. DIDENKO, A. V. KONYASHCHENKO, A. P. LUTSENKO et S. Y. TENYAKOV. « Contrast degradation in a chirped-pulse amplifier due to generation of prepulses by postpulses ». en. In : *Optics Express* 16.5 (2008), p. 3178. ISSN : 1094-4087. DOI : 10.1364/OE.16.003178 (cf. p. 166).
- [146] Xiaoming LU, Hui ZHANG, Jinfeng LI, Yuxin LENG et Yuxin LENG. « Reducing temporal pedestal in a Ti :sapphire chirped-pulse amplification system by using a stretcher based on two concave mirrors ». EN. In : *Optics Letters* 46.21 (nov. 2021). Publisher : Optical Society of America, p. 5320-5323. ISSN : 1539-4794. DOI : 10.1364/OL.435145 (cf. p. 166, 167, 176-178, 183).
- [147] Janice K. LAWSON, C. Robert WOLFE, Kenneth R. MANES, John B. TRENHOLME, David M. AIKENS et R. Edward ENGLISH JR. « Specification of optical components using the po-

wer spectral density function ». In : *Optical Manufacturing and Testing*. T. 2536. International Society for Optics et Photonics, 1995, p. 38-50 (cf. p. 172, 175).

Titre : Étude et amélioration spatio-temporelles de l'intensité et du contraste dans les lasers PW

Mots clés : Laser de puissance, Optique - Instruments, Diagnostiques spatio-temporels

Résumé : Le travail de recherche faisant l'objet de ce document se situe dans le cadre d'une collaboration regroupant une dizaine de laboratoires spécialistes des lasers intenses. Le Laboratoire pour l'Utilisation des Lasers Intenses (LULI) et le Laboratoire Charles Fabry (LCF) font partie des laboratoires fortement impliqués dans la réalisation de la chaîne laser Apollon qui délivrera à termes des impulsions ultra-brèves de puissance crête 10 petawatts (PW). La focalisation de telles impulsions laser permet l'obtention d'un éclairage ultra-intense sur la cible. Une des interrogations scientifiques les plus importantes et prometteuses du moment en termes d'impact pour cette classe de lasers ultra-intenses est la caractérisation des couplages spatio-temporels car ils peuvent provoquer une baisse d'intensité ou du contraste temporel.

Les travaux présentés dans cette thèse CIFRE avec l'entreprise Thales qui est l'un des leaders mondiaux sur le marché des lasers PW se situent donc dans le cadre des travaux de recherche de cette nouvelle génération de lasers multi-petawatts. Une première partie de la thèse présente les résultats d'une campagne de caractérisation des effets spatio-temporels du faisceau 1 PW issu du laser Apollon. Une seconde partie de la thèse présente l'étude et l'amélioration du contraste temporel des impulsions du laser Apollon. Des améliorations sur les chaînes lasers Apollon et Thales ont été réalisées suite à ces travaux et des améliorations notables ont été obtenues. Ces changements ont eu un impact important sur le design des nouvelles chaînes PW notamment en ce qui concerne la criticité du choix de certaines optiques de grande dimension qui n'était pas suffisamment pris en compte jusqu'à maintenant.

Title : Study and improvement of the spatio-temporal intensity and contrast in PW laser chains

Keywords : high-power laser, Optics- Instruments, spatio-temporal sensors

Abstract : This document is part of a collaboration between ten laboratories specialized in intense lasers. The Laboratoire pour l'Utilisation des Lasers Intenses (LULI) and the Laboratoire Charles Fabry (LCF) are among the laboratories strongly involved in the realization of the Apollon laser chain which will deliver ultra-short pulses of 10 petawatts (PW) peak power. The focusing of such laser pulses allows to obtain an ultra-intense illumination on the target. One of the most important and promising scientific questions of the moment in terms of impact for this class of ultra-intense lasers is the characterization of the space-time couplings because they can cause a decrease in intensity or temporal contrast.

The work presented in this CIFRE thesis with the company Thales, which is one of the world leaders in the PW laser market, is therefore part of the research work on this new generation of multi-petawatt lasers. A first part of the thesis presents the results of a campaign of characterization of the space-time effects of the 1 PW beam from the Apollon laser. A second part of the thesis presents the study and the improvement of the temporal contrast of the Apollon laser pulses. Improvements on the Apollon and Thales laser chains were carried out following this work and significant improvements were obtained. These changes have had an important impact on the design of the new PW chains, especially regarding the criticality of the choice of some large optics which was not sufficiently taken into account until now.