



Contrôle et mise en forme des fronts de phase et d'énergie d'impulsions brèves ultra-intenses

Jean-Christophe Chanteloup

► **To cite this version:**

Jean-Christophe Chanteloup. Contrôle et mise en forme des fronts de phase et d'énergie d'impulsions brèves ultra-intenses. Physique Atomique [physics.atom-ph]. Ecole Polytechnique X, 1998. Français. <tel-00003140>

HAL Id: tel-00003140

<https://pastel.archives-ouvertes.fr/tel-00003140>

Submitted on 18 Jul 2003

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.

THESE

pour obtenir le grade de

DOCTEUR de l'ÉCOLE POLYTECHNIQUE

Spécialité : Physique

présentée par

Jean-Christophe CHANTELOUP

Titre de la thèse :

***Contrôle et mise en forme des fronts de phase et d'énergie
d'impulsions lasers brèves ultra-intenses***

soutenue le 21 Décembre 1998 devant le jury composé de :

MM.	R.	FOY	
	C.	FROEHLY	Rapporteur
	J.-P.	HUIGNARD	
	A.	MIGUS	
	G.	MOUROU	Président
	J.	PRIMOT	Rapporteur

A ma famille,...

Introduction

Le travail exposé dans ce manuscrit présente mes travaux de recherche sur les propriétés transverses des impulsions lasers *brèves ultra-intenses*. Ces qualificatifs signifient que leur durée n'excède pas la picoseconde ($1\text{ps} = 10^{-12}\text{ s}$) et que leur puissance est au moins supérieure au térawatt ($1\text{ TW} = 10^{12}\text{ W}$). Une telle impulsion peut être représentée par $E(x,y,t) = \sqrt{I(x,y,t)} \exp i\varphi(x,y,t)$, l'amplitude complexe de son champ électrique, où $I(x,y,t)$ représente sa distribution spatio-temporelle d'éclairement (W/cm^2) tandis que $\varphi(x,y,t)$ est sa phase spatio-temporelle. Les propriétés transverses dont il est question dans ce mémoire sont associées aux coordonnées x et y . La première partie du manuscrit traite de la mesure et de la mise en forme spatiale de la distribution d'intensité. J'y présente un travail théorique et expérimental qui a été motivé par l'avènement de nouvelles sources lasers à rayon X nécessitant un pompage par impulsions brèves ultra-intenses.

La seconde partie du manuscrit est, quant à elle, consacrée à la manipulation de la phase spatiale de telles impulsions. Il y est traité de la conception et de la réalisation d'un dispositif d'optique adaptative, permettant la mesure et la mise en forme de la phase spatiale. Ce système, basé sur l'utilisation couplée d'un senseur et d'un correcteur de surface d'onde, doit notamment permettre d'améliorer la capacité à focaliser les impulsions lasers délivrées par la chaîne 100 TW du *Laboratoire pour l'Utilisation des Lasers Intenses (LULI)*, mais aussi d'augmenter la cadence de tir de cette chaîne de puissance.

L'exploration de ces deux axes de recherche fut facilitée par l'apport des compétences spécifiques de différents laboratoires de recherches. J'ai notamment pu bénéficier d'une collaboration étroite avec des laboratoires industriels tel que le *Laboratoire Central de Recherche (LCR)* de Thomson-CSF, publics tel que l'*Office National d'Etudes et de Recherches Aérospatiales (ONERA)* mais aussi universitaires comme le *Laboratoire de Spectroscopie Atomique et Ionique (LSAI)* de l'*Université Paris XI* à Orsay et le *Center for Ultrafast Optical Science (CUOS)* de l'*Université du Michigan* aux Etats-Unis d'Amérique.

Première Partie

Génération et mise en forme d'impulsions inhomogènes

I.1 INTRODUCTION	I-1
I.2 LE LASER X	I-4
I.2.1 Introduction	I-4
I.2.2 Le milieu amplificateur	I-8
I.2.3 Configurations de pompage du milieu amplificateur	I-8
I.2.3.1 Pompage transverse par impulsion homogène	I-9
I.2.3.2 Pompage incliné par impulsion homogène	I-11
I.2.3.3 Pompage transverse par impulsion inhomogène	I-12
I.3 LE SYSTEME DE FOCALISATION	I-14
I.4 GENERATION D'UNE ONDE INHOMOGENE	I-21
I.4.1 Introduction	I-21
I.4.2 Action d'un réseau sur une onde plane et sur un paquet d'ondes planes	I-21
I.4.2.1 Effet dispersif d'un réseau	I-23
I.4.2.2 Interprétation des différents termes	I-24
I.4.2.3 Plans équi-amplitudes et plan de compression d'une impulsion diffractée par un réseau de diffraction	I-28
I.4.3 Obtention d'un réseau équivalent à l'aide d'un compresseur à réseaux	I-30
I.4.3.1 Déphasage introduit par le compresseur à réseaux	I-32
I.4.3.2 Equations des surfaces équi-amplitudes	I-35
I.4.3.3 Comportement du paquet d'ondes formant l'impulsion inhomogène	I-36
I.4.3.4 Equation du plan de compression (réseau équivalent)	I-39
I.4.3.5 Durée de l'impulsion	I-42
I.4.3.6 Validité du modèle	I-45

I.5 L'EXPERIENCE LASER X	I-46
I.5.1 Introduction	I-46
I.5.2 Le schéma expérimental	I-46
I.5.3 Configuration expérimentale du compresseur	I-49
I.5.3.1 Choix de l'angle de l'impulsion inhomogène	I-49
I.5.3.2 Plan de meilleure compression	I-56
I.6 CONCLUSION	I-60
Références de la première partie	I-66

Seconde Partie

Contrôle et mise en forme de la phase spatiale d'impulsions brèves ultra-intenses

II.1 INTRODUCTION	II-1
II.2 PRESENTATION DE LA CHAINE 100 TW DU LULI	II-5
II.3 MESURE DE LA PHASE	II-9
II.3.1 Introduction	II-9
II.3.2 Contraintes liées aux impulsions femtosecondes	II-9
II.3.2.1 Différence de chemin optique et achromaticité	II-10
II.3.2.2 Dynamique et résolution de mesure	II-10
II.3.3 Les senseurs de phase	II-13
II.3.3.1 Le Hartmann-Shack	II-13
II.3.3.1.1 Principe	II-13
II.3.3.1.2 Avantages et limitations	II-16
II.3.3.2 Le Hartmann à matrice active	II-20
II.3.3.3 L'interférométrie « à référence »	II-22
II.3.3.3.1 Principe	II-22
II.3.3.3.2 Exemple appliqué à une impulsion TW-fs	II-23
II.3.3.3.3 Avantages et limitations	II-26
II.3.3.4 Interférométrie à décalage	II-27
II.3.3.4.1 Principe	II-27
II.3.3.4.2 Exemple: la lame de shearing	II-33
II.3.3.4.3 Avantages et limitations	II-33
II.3.4 L'interféromètre à décalage tri-latéral	II-36
II.3.4.1 Introduction	II-36
II.3.4.2 Modélisation de l'interférogramme	II-37
II.3.4.3 Spectre de l'interférogramme	II-43
II.3.4.4 L'algorithme	II-50
II.3.4.5 Le réseau de diffraction	II-54
II.3.4.6 La sélection des ordres	II-60
II.3.4.6.1 Limitation de la bande spectrale utile	II-61
II.3.4.6.2 Limitation de la dynamique longitudinale par filtrage spatial	II-63
II.3.4.6.3 Grandissement et échantillonnage	II-65

II.3.4.7 Le capteur CCD	II-70
II.3.4.8 Calibration	II-73
II.3.4.9 Mode opératoire	II-75
II.3.4.9.1 Mesure en mode relatif	II-75
II.3.4.9.2 Mesure en mode absolu	II-76
II.3.5 Distorsions de phase sur les chaînes CPA	II-82
II.3.5.1 Introduction	II-82
II.3.5.2 Distorsions de phase d'origine thermique	II-82
II.3.5.2.1 Introduction	II-82
II.3.5.2.2 Distorsions thermiques sur le laser T ³ du <i>CUOS</i>	II-87
II.3.5.2.3 Distorsions d'origine thermique sur la chaîne 100 TW du <i>LULI</i>	II-95
II.3.5.3 Autofocalisation d'un faisceau intense.	II-105
II.3.5.3.1 Introduction	II-105
II.3.5.3.2 Mesure de l'indice non linéaire du verre avec l'IDTLA	II-108
II.3.5.3.3 Distorsions de phase d'un laser TW utilisant le saphir dopé au titane	II-111
II.3.5.4 Distorsions de phase statiques	II-114
II.4 MISE EN FORME DE LA PHASE	II-115
II.4.1 Le filtrage spatial	II-115
II.4.2 Les miroirs déformables	II-118
II.4.3 Les modulateurs à cristaux liquides	II-119
II.4.3.1 Les modulateurs à adressage électrique	II-122
II.4.3.2 Les modulateurs à adressage optique	II-126
II.4.4 Adressage optique par modulation d'éclairement	II-130
II.5 LA BOUCLE D'ASSERVISSEMENT	II-134
II.5.1 Aspect temporel de la commande	II-134
II.5.2 Aspect spatial de la commande	II-139
II.5.3 Validation de la technique de correction	II-143
II.5.4 Correction de la surface d'onde de la chaîne 100 TW du <i>LULI</i>	II-153
II.6 CONCLUSIONS ET PERSPECTIVES	II-161
Références de la seconde partie	II-164

Première Partie

Génération et mise en forme d'impulsions inhomogènes

I.1 Introduction

Un laser est un dispositif optique constitué d'un milieu à gain, d'une source d'énergie externe permettant l'inversion de population et éventuellement d'une cavité optique [1.1]. Le milieu à gain (solide, colorant, gaz ou plasma) peut avoir une longueur allant jusqu'à plusieurs mètres. La durée du transit de l'émission amplifiée le long de ce milieu peut donc atteindre plusieurs dizaines de picosecondes dans la mesure où il s'effectue à une vitesse proche de la célérité de la lumière ($c \sim 0,3 \text{ mm/ps}$). Or, pour certains lasers, la durée de vie de l'inversion de population est beaucoup plus courte que le temps de transit, ce qui implique que le gain du milieu s'effondre avant le passage de l'impulsion laser à amplifier. Une solution pour pomper efficacement (obtenir une forte inversion de population) ce type de laser est le pompage synchrone, à savoir le pompage du milieu au moment du passage de l'impulsion à amplifier. Cette méthode consiste à concevoir un pompage transverse du milieu à gain à l'aide d'une impulsion (électrique ou lumineuse) dont l'énergie est déposée progressivement sur toute la longueur de ce milieu.

Cette technique a été utilisée pour le pompage des lasers à gaz de puissance dès les années soixante quand J. Shipman utilisait une impulsion électrique de 500 kA en 4 ns pour pomper de manière progressive un laser à Azote ($\lambda = 0,34 \mu\text{m}$) générant ainsi une impulsion de 2,5 MW sur la même durée [1.2]. En 1970, M. Malley utilise l'effet de biréfringence transitoire dans une cellule de CS_2 afin de créer une impulsion laser picoseconde dont le front d'énergie présente un retard transverse [1.3].

En 1976, Topp et Orner génèrent, à l'aide de prismes, des impulsions lasers présentant un retard temporel transverse qu'ils qualifient de « *Traveling waves* » [1.4]. Cette expression, difficile à traduire en français, décrit une onde caractérisée par le fait que ses surfaces d'iso-amplitude ne sont pas parallèles à ses surfaces d'iso-phase. Or, cette définition s'avère précisément être celle d'une *onde inhomogène* au sens donné par M. Born et E. Wolf dans leurs « *Principles of Optics* » [1.5]. C'est dans ce sens, et à l'exclusion de tout autre, que j'emploie ce qualificatif dans ce mémoire. La figure I1a montre que les fronts d'onde et d'énergie d'une impulsion inhomogène ne sont pas parallèles contrairement à ceux d'une impulsion homogène. L'emploi du qualificatif *progressive* ou *non progressive* pour décrire une impulsion inhomogène ou homogène ne m'a pas paru pertinent à cause du concept d'onde stationnaire pouvant être associé à la notion d'onde non progressive.

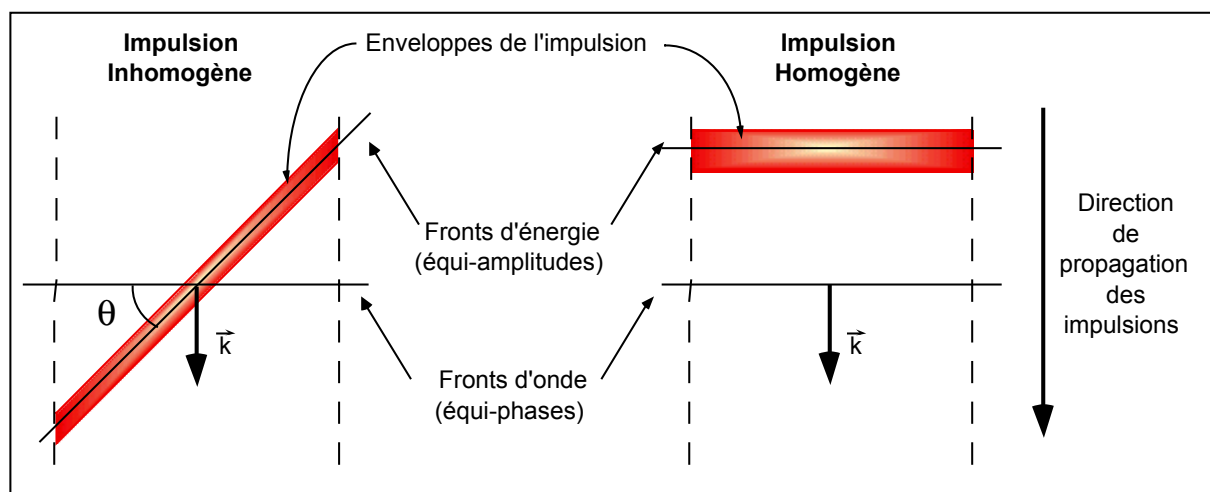


Figure I1a : Positions relatives des fronts d'énergie et d'onde d'une impulsion inhomogène (à gauche) et d'une impulsion homogène (à droite). Les vecteurs \vec{k} sont les vecteurs d'onde. θ est l'angle caractérisant l'impulsion inhomogène.

R. Wyatt [1.6], puis G. Szabò [1.7], décrivent par la suite des autocorrélateurs optiques à réseaux de diffraction dont le rôle est de mesurer la durée d'impulsions lasers picosecondes. L'idée consiste à rendre inhomogène l'impulsion laser à mesurer à l'aide d'un réseau de diffraction. Les premières utilisations d'impulsions lasers inhomogènes (obtenues par diffraction sur un réseau) pour pomper un laser sont réalisées en 1983 [1.8], [1.9]. D'une durée de quelques picosecondes, de telles impulsions pompent transversalement le milieu à gain d'un laser à colorant. Cette technique permet non seulement d'augmenter le gain de ce laser mais aussi de raccourcir la durée de l'impulsion émise.

Le pompage d'un laser X-UV par une impulsion inhomogène est suggéré dès 1967 [1.10], mais il faut attendre 1986 pour que soit proposé le premier dispositif expérimental (un axicon) [1.11]. La première démonstration d'un laser UV pompé par une impulsion inhomogène est réalisée en 1988 par C. Barty et al. [1.12]. Ce laser émettant à $\lambda = 0,097 \mu\text{m}$ est pompé par une impulsion inhomogène de 20 ps à $\lambda = 1,064 \mu\text{m}$ générée par désalignement de la paire de réseaux du compresseur d'une chaîne laser basée sur la technique* de l'*amplification à dérive de fréquence* - l'acronyme consacré étant CPA pour *Chirped Pulse Amplification* en anglais [1.13]. S. Szatmari montre en 1990 qu'un réseau unique peut à la fois comprimer et générer des impulsions inhomogènes *brèves* [1.14] [1.15]. Ce dernier qualificatif sera réservé dans ce manuscrit à des impulsions dont la durée n'excède pas la picoseconde. Enfin, très récemment, le pompage d'un laser X par une impulsion inhomogène de quelques picosecondes a été réalisé au *Rutherford Appleton Laboratory (RAL)* en Angleterre en ajoutant un réseau supplémentaire au milieu d'une chaîne laser CPA [1.16].

Cette première partie présente ma contribution à la première expérience ayant permis la démonstration d'un laser X pompé par impulsion inhomogène brève réalisée par l'équipe du *Laboratoire de Spectroscopie Atomique et Ionique (LSAI)* de l'*Université Paris XI* à Orsay sur les installations du *Laboratoire pour l'Utilisation des Lasers Intenses (LULI)*. Mon rôle a consisté dans un premier temps à étudier et décrire, sur les plans théorique et expérimental, les possibilités de délivrer une telle

* Le principe de fonctionnement d'une chaîne CPA (la chaîne 100 TW du *LULI*) est décrit dans la seconde partie de ce mémoire.

impulsion sur une ligne focale avec la chaîne 100 TW du *LULI*, puis de participer à l'expérience *Laser X* en me concentrant sur les mesures liées à la caractérisation in-situ des impulsions inhomogènes. Je montre quelles sont les légères modifications qu'il suffit d'apporter au système de compression à réseaux de cette chaîne laser afin qu'elle puisse délivrer des impulsions inhomogènes brèves complètement contrôlables en orientation et en durée. Le prochain chapitre de cette partie traite principalement des différentes configurations géométriques de pompage par impulsions brèves envisageables pour le laser X. Le troisième chapitre décrit le système de focalisation utilisé pour générer la ligne focale. Sa contribution au dépôt progressif partiel de l'énergie de pompe est aussi présentée. Le quatrième chapitre est le cœur de cette première partie puisqu'il détaille la génération d'une impulsion inhomogène par un compresseur à réseaux. Enfin, le cinquième chapitre décrit la mise en place expérimentale de l'impulsion et donne des mesures expérimentales validant les calculs présentés précédemment.

I.2 Le Laser X

I.2.1 Introduction

La physique des lasers émettant dans la gamme de longueur d'onde X-UV est une science relativement récente puisque la première démonstration expérimentale date de 1985 [2.1]. La structure d'un laser X pompé par laser possède de nombreuses spécificités vis-à-vis des autres systèmes lasers. Il se trouve notamment qu'aucun d'entre eux ne fonctionne avec une cavité, en raison de la trop faible durée de l'inversion de population (typiquement inférieure à 200 ps). Ce qui est particulièrement spécifique aux lasers X est la nature du milieu amplificateur qui est un plasma d'ions multichargés. Dans le cas qui nous intéresse, le plasma est produit par la focalisation en ligne d'un laser de forte puissance (de l'ordre du térawatt) sur une cible solide. Le plasma est produit quasi-instantanément puis est chauffé par absorption du laser par les électrons libres. Durant et après l'interaction avec le laser incident, le plasma s'ionise par collisions entre les électrons libres et les ions

le constituant (d'où l'emploi du néologisme "*collisionnel*" pour qualifier ce type de laser X).

De manière très simplifiée, le schéma collisionnel peut-être décrit comme un laser à trois niveaux (figure I2a). Le fondamental sert de réservoir. Le niveau supérieur est peuplé à partir du fondamental par collisions entre les électrons libres du plasma et les ions dits lasants, tandis que la désexcitation radiative vers le fondamental est interdite : ce niveau est métastable. Le niveau inférieur se désexcite vers le fondamental par une transition dipolaire électrique permise garantissant qu'il se vide plus vite que le niveau supérieur.

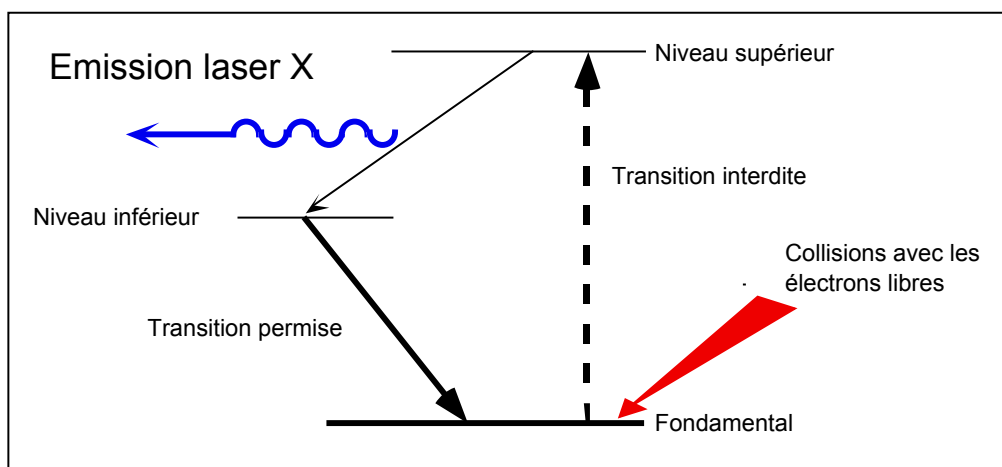


Figure I2a : Représentation schématique des diagrammes de niveaux et des transitions pour les lasers X collisionnels. La flèche verticale en pointillés indique l'excitation collisionnelle.

Parmi les nombreux ions créés dans un plasma, tous n'appartiennent pas à la famille d'ions lasants. Par ailleurs, et afin d'assurer le bon fonctionnement d'un laser X, il est important qu'il y ait une forte densité de ces émetteurs. Ces ions lasants doivent donc être stables dans le plasma. Or, les ions à couche ou sous-couche fermées sont très stables comparés aux autres. Ce sont donc eux qui sont utilisés préférentiellement pour amplifier le laser X. Dans le schéma collisionnel en particulier, les deux ions les plus utilisés sont ceux de la séquence isoélectronique du néon (10 électrons) dits néonoïdes (Ne-) et ceux de la séquence du nickel (28 électrons) dits nickelloïdes (Ni-). Le fondamental possède la structure $1s^2 2s^2 2p^6$ pour les néonoïdes et $1s^2 2s^2 2p^6 3s^2 3p^6 3d^{10}$ pour les nickelloïdes. Quant au niveau supérieur, il présente respectivement les formes $2p^5 3p$ (Ne-) ou $3d^9 4d$ (Ni-).

Enfin, pour le niveau inférieur, il s'agit de $2p^53s$ (Ne-) ou $3d^94p$ (Ni-). Pour chaque niveau, il existe différents états conduisant à différentes transitions lasers. Cependant la transition $3p(1/2;1/2)J=0 \rightarrow 3s(1/2;1/2)J=1^*$ des ions néonoïdes est particulièrement intéressante en raison des forts gains auxquels elle est associée. Pour les ions nickelloïdes, deux transitions dominent : $4d(3/2;3/2)J=0 \rightarrow 4p(5/2;3/2)J=1$ d'une part, et $4d(3/2; 3/2)J=0 \rightarrow 4p(3/2;1/2)J=1$ d'autre part. L'expérience réalisée au *LULI* avec la chaîne laser 100 TW à impulsions brèves a consisté à obtenir une forte amplification sur la transition $4p(3/2;3/2)J=0 \rightarrow 4d(5/2;3/2)J=1$ de l'ion argent nickelloïde (Ag^{19+}). Il apparaît que la similitude entre les ions néonoïdes et nickelloïdes est suffisamment importante pour que les mécanismes physiques gouvernant l'apparition de l'inversion de population ou les problèmes de l'amplification soient quasiment les mêmes pour ces deux types d'ions. En conséquence, la discussion à venir, relative au pompage des ions néonoïdes s'applique aussi, dans son principe, à Ag^{19+} .

Il vient donc d'être précisé qu'il est nécessaire de disposer du plus grand nombre possible d'ions lasants afin d'obtenir une forte inversion de population (condition c1). Il s'avère, par ailleurs, que les conditions optimales d'obtention d'un maximum d'excitations collisionnelles entre le fondamental et le niveau supérieur de la transition laser X sont satisfaites lorsque que la température des électrons est égale à environ deux fois l'énergie de ce niveau supérieur (condition c2). Répondre simultanément à ces deux conditions n'est pas évident. En effet, la température électronique assurant le maximum d'excitations collisionnelles (c2) est d'environ 2 keV ($1\text{eV} = 1,16 \cdot 10^4 \text{K}$) pour le zinc néonoïde (Zn^{20+}) tandis qu'à l'Equilibre Thermodynamique Local (ETL), la température optimale permettant de disposer de la plus grande proportion d'ions Zn^{20+} dans le plasma (c1) est seulement de 300 eV ! En fait, toujours à l'ETL, à une température de 2 keV est produit une majorité d'ions zinc lithiomoïde (Zn^{27+}), soient sept états de ionisation trop haut. Le plasma est alors totalement sur-ionisé et l'inversion de population est très faible. Ce problème tend à disparaître lorsque l'on s'éloigne de l'ETL, c'est-à-dire plus la durée de l'interaction laser-matière est courte. Ainsi, les simulations effectuées par les chercheurs

* Les chiffres entre parenthèses sont les moments cinétiques des états tandis que les grands J sont les moments cinétiques totaux.

du *LSA* sur le fer* néonoïde (Fe^{16+}) montrent qu'une impulsion laser de 600 ps et 10^{13} Wcm^{-2} permet d'obtenir 67% d'ions néonoïdes et une température de 390 eV dans les conditions d'interaction optimales. Une fraction ionique de 72% et une température électronique de 1,9 keV sont obtenues à l'aide d'un pompage hybride consistant en une impulsion de $600 \text{ ps}/4 \times 10^{11} \text{ W.cm}^{-2}$ suivie d'une seconde de $1 \text{ ps}/4 \times 10^{15} \text{ Wcm}^{-2}$. Sachant que le taux d'excitation collisionnel entre les niveaux fondamental et supérieur de la transition laser X varie comme l'exponentielle de la température électronique, il apparaît clairement que l'inversion de population sera beaucoup plus forte dans ce dernier cas. Et effectivement, les gains par unité de longueur prédits par les simulations sur le fer sont de 10 cm^{-1} à 600 ps et de 250 cm^{-1} à 600 ps + 1ps. Ce type de pompage hybride semble donc prometteur mais il reste néanmoins nécessaire d'étudier plus avant les conditions d'amplification, et notamment de s'assurer que l'émission X se propage dans un milieu en inversion de population du début à la fin de la colonne de plasma. Or, les simulations prédisent que la durée du gain est de 3 ps. Au cours d'une période aussi courte, le laser X ne se propage que sur 1mm. Ainsi, considérant une cible de 1 cm de long, seul le premier millimètre apparaît comme utile.

En conclusion de cette présentation générale, il apparaît que, si traditionnellement le pompage des lasers X collisionnels est obtenu à l'aide d'impulsions lasers longues nanosecondes [2.2], les recherches ont depuis quelques années évolué vers l'utilisation d'impulsions homogènes subnanosecondes puissantes [2.3]. La nouveauté de l'expérience proposée par le *LSA** est liée à l'utilisation d'impulsions sub-picosecondes permettant de chauffer le plasma sans le sur-ioniser. Or, la durée extrêmement courte (3 ps) des gains prédits nécessite un travail spécifique et approfondi pour tenter de maintenir l'amplification sur toute la longueur (~1 cm) de la cible (le milieu à gain). Cette étude théorique et expérimentale est l'objet de ma contribution à la collaboration avec le *LSA*. Elle est décrite dans cette première partie.

* Il est assez difficile de disposer de simulations pour tous les ions car les codes sont souvent lourds à utiliser. Les conclusions générales restent néanmoins les mêmes pour le fer néonoïde et l'argent nickeloïde.

* Le lecteur est invité à se reporter à la thèse de D. Ros [2.4] pour une explication détaillée du principe de cette expérience.

I.2.2 Le milieu amplificateur

Afin d'obtenir un gain élevé sur une grande distance, il convient donc de créer une colonne de plasma dont les dimensions typiques sont de 100 μm par 1 à 2 cm. Un tel milieu à gain est obtenu en focalisant une impulsion longue (impulsion sub-nanoseconde non comprimée de la chaîne 100 TW du *LULI*) sur une ligne focale d'environ 15 mm, la cible étant en argent.

I.2.3 Configurations de pompage du milieu amplificateur

Environ 500 ps après la création de la colonne de plasma, les conditions sont réunies pour procéder à l'inversion de population. L'impulsion brève du pompage hybride emprunte alors le même système de focalisation que l'impulsion longue afin de déposer l'énergie nécessaire sur toute la longueur de la colonne, c'est-à-dire le long de la ligne focale.

Considérons l'une des extrémités de la colonne de plasma (figure I2a). Dans un premier temps une radiation X est générée par émission spontanée distribuée de manière isotrope dans l'espace. Puis, seuls les photons X se propageant colinéairement au milieu à gain sont amplifiés par émission stimulée, permettant ainsi d'obtenir une émission laser X intense unidirectionnelle.

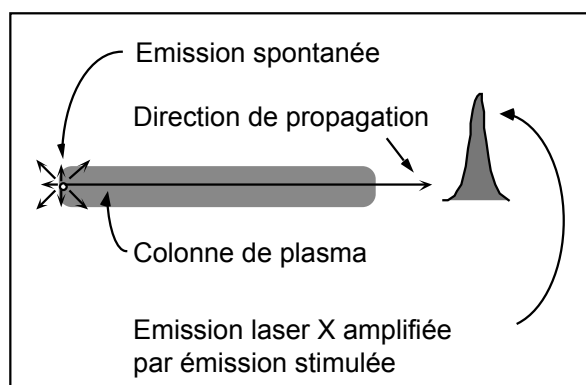


Figure I2a : Amplification par propagation de l'émission X le long de la colonne de plasma.

Différentes configurations géométriques de pompage sont envisageables. Elles diffèrent par les positions relatives de la colonne de plasma et des surfaces

équi-phases (fronts d'onde) et équi-amplitudes (fronts d'énergie) de l'impulsion brève de pompe.

I.2.3.1 Pompage transverse par impulsion homogène

La figure I2b décrit une configuration géométrique de pompage où front d'énergie et front d'onde sont parallèles, définissant ainsi une impulsion homogène.

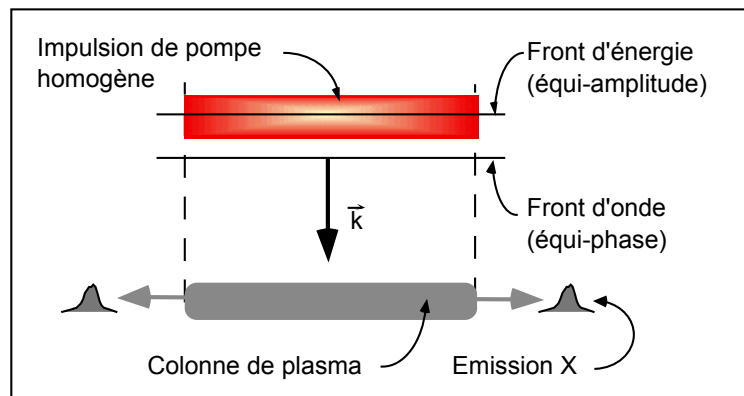


Figure I2b : Pompage perpendiculaire d'une colonne de plasma par une impulsion homogène. Les surfaces équi-phases (fronts d'onde) et équi-amplitudes (fronts d'énergie) de l'impulsion sont parallèles à la colonne. Le sens de propagation de l'impulsion est donné par son vecteur d'onde \vec{k} tandis que celui de l'émission X lui est perpendiculaire.

Par ailleurs, le front d'onde est parallèle à la colonne de plasma. La direction de propagation du laser de pompe est donc perpendiculaire à cette dernière et cette méthode de pompage est qualifiée de transverse.

Dans la gamme des rayons X-UV, la valeur de l'indice de réfraction du plasma est très proche de l'unité. Pour cette raison, la vitesse de propagation de l'émission X le long de la colonne amplificatrice est proche de la célérité de la lumière c . La durée de transit $\Delta\tau_{\text{transit}}$ de l'émission amplifiée le long de la *ligne focale* ($l_f = 1,5 \text{ cm}$) est donc d'environ 50 ps. Compte tenu de la brève durée de l'impulsion laser de pompe ($\tau_0 = 330 \text{ fs}$) et du dépeuplement très rapide des niveaux excités ($\Delta\tau_{\text{gain}} = \text{quelques picosecondes}$), le gain pouvant être extrait avec cette configuration de pompage apparaît comme étant très limité. En effet, l'énergie de pompe étant délivrée simultanément sur toute la longueur de la colonne, l'émission X ne peut être amplifiée qu'au tout début de sa propagation le long de la colonne puisque,

après quelques picosecondes, le milieu qu'elle traverse ne se trouve plus dans l'état d'inversion de population nécessaire à son amplification stimulée.

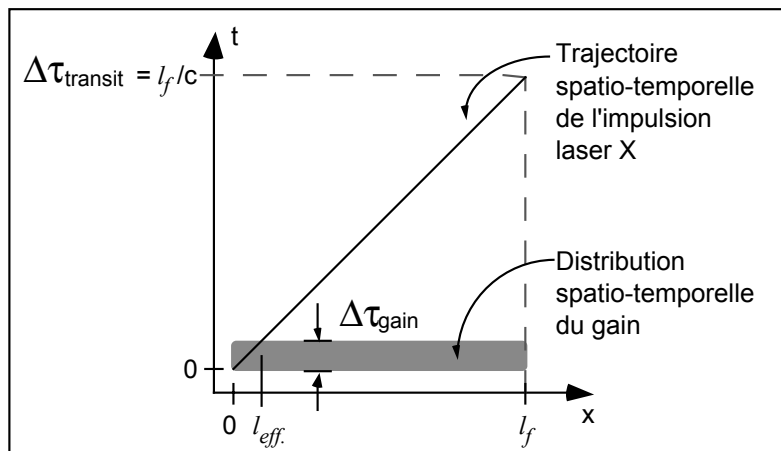


Figure I2c : Diagramme temps-espace associé au pompage perpendiculaire par une impulsion homogène. La droite oblique est la trajectoire spatio-temporelle de l'émission laser X tandis que la zone grisée représente la distribution spatio-temporelle du gain obtenu avec cette configuration de pompage. l_f est la longueur de la ligne focale et l_{eff} est la longueur effective de gain.

La figure I2c permet de visualiser ce phénomène sur un diagramme temps-espace où les axes sont, d'une part le temps avec pour origine l'arrivée de l'impulsion de pompe et d'autre part, la dimension longitudinale du milieu à gain ($0 < x < l_f$). La trajectoire de l'émission X (droite inclinée) et la zone spatio-temporelle de gain (grisée) y sont représentées. Leur recouvrement ne se fait que le long d'une faible portion de la trajectoire. Le gain potentiel est donc faible. Afin d'amener cette zone de gain à coïncider avec la trajectoire sur une plus grande longueur, il faut donc que l'énergie de pompe soit déposée progressivement à une vitesse égale à celle de la propagation de l'émission X. Soit V_d cette vitesse de déposition de l'énergie. Elle est infinie pour la configuration décrite dans ce paragraphe puisque l'énergie est déposée simultanément sur toute la longueur de la ligne focale. Afin de diminuer V_d , il est possible d'envisager une géométrie de focalisation telle que la cible soit inclinée d'un angle α par rapport au vecteur d'onde de l'impulsion de pompe. C'est la configuration décrite au paragraphe suivant.

I.2.3.2 Pompage incliné par impulsion homogène

Le fait d'incliner ($\alpha \neq 0$) le front d'onde de l'impulsion par rapport à la colonne de plasma (figure I2d) permet effectivement de rapprocher V_d de sa valeur nominale c .

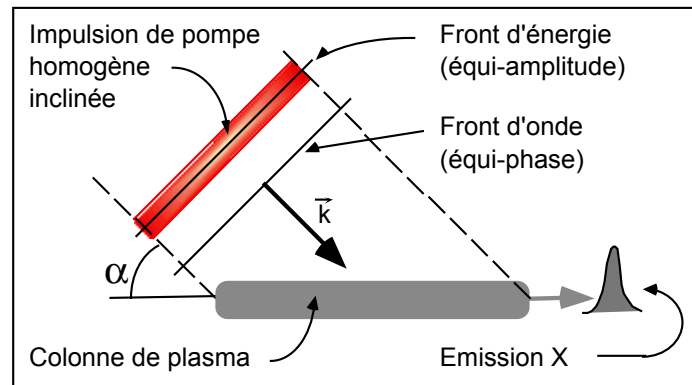


Figure I2d : Pompage de la colonne de plasma par une impulsion sub-picoseconde dont la direction de propagation n'est pas normale à la cible ($\alpha \neq 0$). Les surfaces équiphases (fronts d'onde) et équiamplitudes (fronts d'énergie) de l'impulsion homogène de pompe sont parallèles entre elles mais pas à la colonne. Le sens de propagation de l'impulsion est toujours donné par son vecteur d'onde \vec{k} tandis que celui de l'émission X est parallèle à la colonne.

En effet, cette configuration permet à la distribution spatio-temporelle du gain de couvrir la trajectoire spatio-temporelle de l'impulsion laser X sur une plus grande distance (figure I2e).

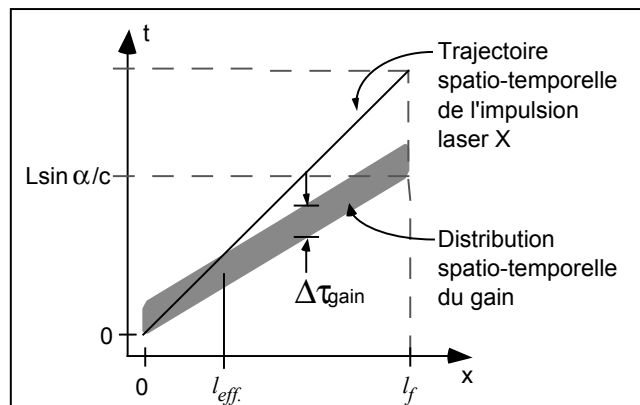


Figure I2e : Diagramme temps-espace associé au pompage incliné par une impulsion homogène. La droite oblique est la trajectoire spatio-temporelle de l'émission laser X tandis que la zone grisée représente la distribution spatio-temporelle du gain obtenu avec cette configuration de pompage. La zone de recouvrement de la trajectoire et du gain est plus importante que pour la configuration décrite par la figure I2c. C'est aussi le cas de la longueur effective de gain l_{eff} .

Néanmoins, elle ne permet pas d'atteindre une superposition complète. Afin d'obtenir une coïncidence entre cette distribution et cette trajectoire, il faudrait un pompage longitudinal ($\alpha = 90^\circ$) du plasma par l'impulsion de pompe. En effet la vitesse de déposition a pour expression :

$$V_d = \frac{l_f}{l_f(\sin \alpha)/c} = \frac{c}{\sin \alpha} \quad (2.1)$$

Et lorsque $\alpha = 90^\circ$, il vient effectivement $V_d = c$. Mais, dans le cas de l'expérience réalisée au *LULI*, une telle géométrie ne peut être retenue car alors l'efficacité de pompage serait très médiocre. L'énergie de l'impulsion de pompe ($\lambda = 1,057 \mu\text{m}$) serait notamment absorbée très rapidement au début de la colonne par le plasma créé par l'interaction du laser avec la cible d'argent. Une telle configuration de pompage longitudinal est possible dans un gaz ou un plasma très dilué, limitant ainsi l'absorption. Mais alors, le nombre d'ions lasants étant faible, il ne permet pas d'extraire de fortes énergies [2.5], [2.6].

Notons que le fait que la vitesse V_d puisse prendre des valeurs supérieures à c signifie simplement que le dépôt d'énergie sur la cible est alors plus rapide que la vitesse c de propagation de l'impulsion X à amplifier le long de cette même cible. L'énergie de l'impulsion de pompe ne se propage, quant à elle, bien évidemment pas à une vitesse supérieure à c .

1.2.3.3 Pompage transverse par impulsion inhomogène

Une solution consiste à réaliser le dépôt progressif de l'énergie au moyen d'impulsions inhomogènes (figure I2f). Il a déjà été précisé que de telles impulsions ont la particularité de présenter un angle θ non nul entre leur front d'onde (surfaces équi-phases) et leur front d'énergie (surfaces équi-amplitudes).

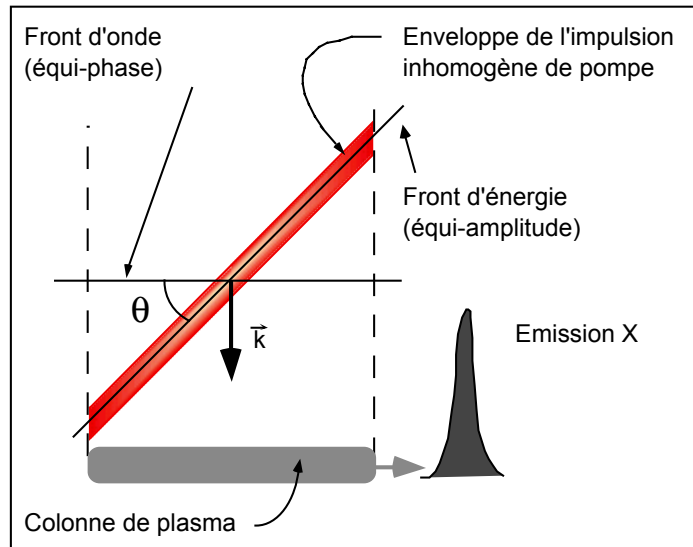


Figure I2f : Pompage transverse ($\alpha = 0$) d'une colonne de plasma par une impulsion inhomogène. Les plans équi-phases (fronts d'onde) et équi-amplitudes (fronts d'énergie) de l'impulsion ne sont plus parallèles entre eux : ils forment un angle θ . Le sens de propagation de l'impulsion est donné par son vecteur d'onde \vec{k} tandis que celui de l'émission X est toujours parallèle à la colonne.

Ainsi, il est possible d'obtenir en théorie une superposition parfaite de la trajectoire de l'impulsion amplifiée avec la zone spatio-temporelle de gain (figure I2g).

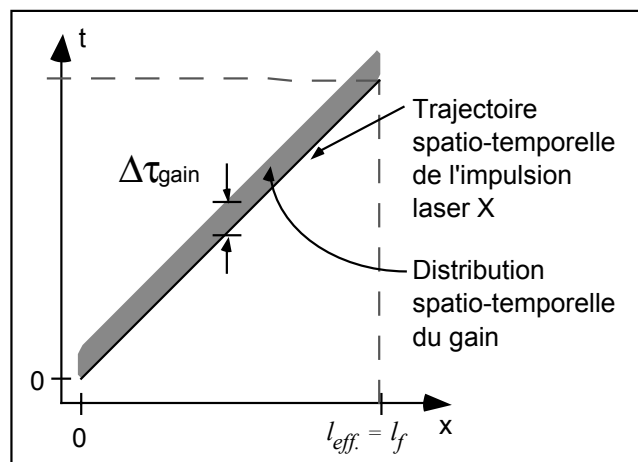


Figure I2g : Diagramme temps-espace associé au pompage transverse par une impulsion inhomogène. La droite oblique est la trajectoire spatio-temporelle de l'émission laser X tandis que la zone grisée représente la distribution spatio-temporelle du gain obtenu avec cette configuration de pompage. Il y a recouvrement complet de la trajectoire et du gain et $l_f = l_{eff}$.

La manière dont de telles impulsions peuvent être obtenues à partir de la chaîne 100 TW du *LULI* est l'objet des paragraphes suivants de ce chapitre. La solution finalement retenue consiste en un pompage incliné par impulsion inhomogène. C'est donc une combinaison des configurations qui viennent d'être décrites (§ I232 et § I233).

I.3 Le système de focalisation

Comme précisé au chapitre précédent, l'obtention d'un gain élevé sur une grande distance impose la création d'un plasma allongé ; typiquement 100 μm par 1 à 2 cm. Il convient donc de focaliser le laser sur une ligne ayant ces caractéristiques géométriques pour créer la colonne de plasma (cf. chapitre I2). Ce type de focalisation peut être introduit par un système optique présentant de l'astigmatisme. Ce cas se présente dès que l'axe du système focalisant n'est pas parallèle à la direction du faisceau incident. Le système le plus simple pour focaliser un faisceau ultra-intense tel que celui délivré par la chaîne 100 TW du *LULI* est un miroir parabolique. L'astigmatisme peut donc, a priori, être obtenu en inclinant l'axe de la parabole par rapport au faisceau incident. Cependant cette solution ne peut être retenue en raison des autres aberrations géométriques (notamment aberration sphérique et coma) limitant sérieusement la focalisation sur une ligne. C'est pourquoi le système de focalisation retenu repose sur l'utilisation couplée d'un miroir parabolique et d'un miroir sphérique (figure I3a) [3.1] [3.2]. Un tel système optique constitué uniquement de miroirs est dit catoptrique. Notons qu'un système dioptrique (n'utilisant que des optiques en transmission) est à proscrire lorsqu'il s'agit de focaliser des impulsions intenses. En effet, les qualités spatiales et temporelles de celles-ci se dégradent lors de la traversée des matériaux constituant ces lentilles. Ce phénomène est expliqué dans la seconde partie de ce mémoire. La figure I3a représente une coupe du système de focalisation dans un plan **P** qualifié de tangentiel car il inclut les rayons tangentiels du faisceau incident qui se focalisent sur le point focal tangentiel F_t de ce système générant de l'astigmatisme. Ces rayons sont repérés par leur abscisse x ; trois d'entre eux sont représentés : le rayon central ($x = 0$) et les rayons tangentiels extrêmes ($x = \pm 43,5$ mm ; le diamètre du faisceau étant pris égal à 87 mm).

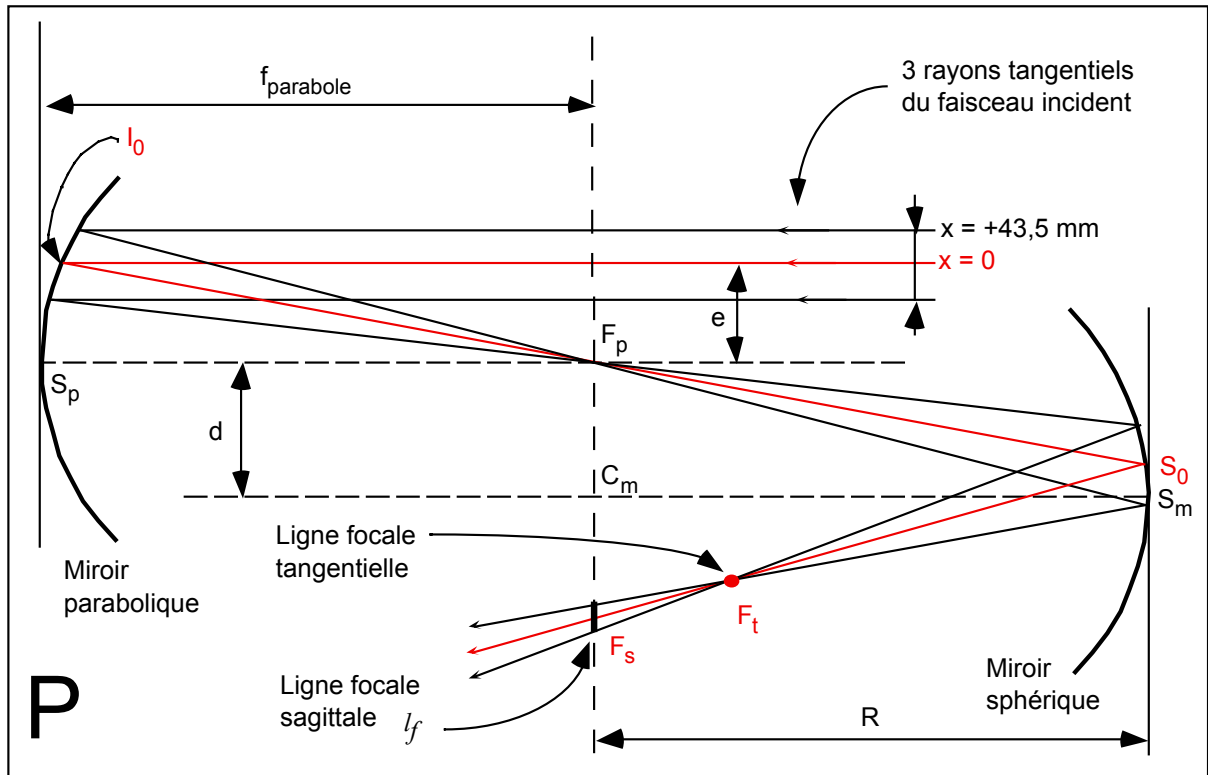


Figure 13a : Coupe du dispositif de focalisation dans le plan tangentiel **P**. Le faisceau incident est successivement focalisé par une parabole et un miroir sphérique. Ce dernier permet d'obtenir une ligne focale pure (c'est-à-dire limitée par la diffraction).

La droite passant par le sommet S_p et le foyer F_p de la parabole définit l'axe de ce premier miroir ; la distance algébrique $\overline{S_p F_p}$ étant sa longueur focale. La droite passant par le sommet S_m et le centre C_m du miroir sphérique définit l'axe de ce second miroir. S_m est choisi de manière à ce que cette droite $S_m C_m$ soit parallèle à l'axe de la parabole. La distance $\overline{S_m C_m}$ est le rayon du miroir sphérique et d est la distance séparant les axes des miroirs ainsi définis. Le faisceau incident à focaliser se propage parallèlement aux axes des deux miroirs, e étant la distance de son rayon central à l'axe de la parabole. Considérant ce faisceau parfaitement collimaté, tous ses rayons passeront alors par F_p qui est stigmatique avec l'infini. Le rayon central se réfléchit sur ces miroirs en I_0 puis S_0 . Le point F_p est ensuite imagé par le miroir sphérique sur deux lignes focales : les lignes focales tangentielle et sagittale. La ligne focale tangentielle est matérialisée sur la figure par son intersection F_t avec **P** tandis que la ligne focale sagittale apparaît comme un segment (gras sur le schéma) puisqu'elle appartient à **P**. L'intersection de cette dernière et du rayon central ($x = 0$) est matérialisée par le point F_s . Cette ligne focale définit l'endroit où

est positionnée la cible en argent à partir de laquelle est générée la colonne de plasma. La distribution d'énergie le long de la ligne n'est pas constante. Ceci s'explique essentiellement par le fait que le faisceau à focaliser possède une section circulaire. Pour l'expérience effectuée au LULI, seule la partie centrale (les deux tiers) de la ligne focale est effectivement utile. Souhaitant obtenir une longueur utile de plasma de 10 mm, il est donc nécessaire de créer une ligne focale de longueur $l_f = 15$ mm. Il est à noter que ce système offre une certaine souplesse dans le choix de l_f . Le graphe ci-dessous représente l_f en fonction de la distance inter-axes d des miroirs.

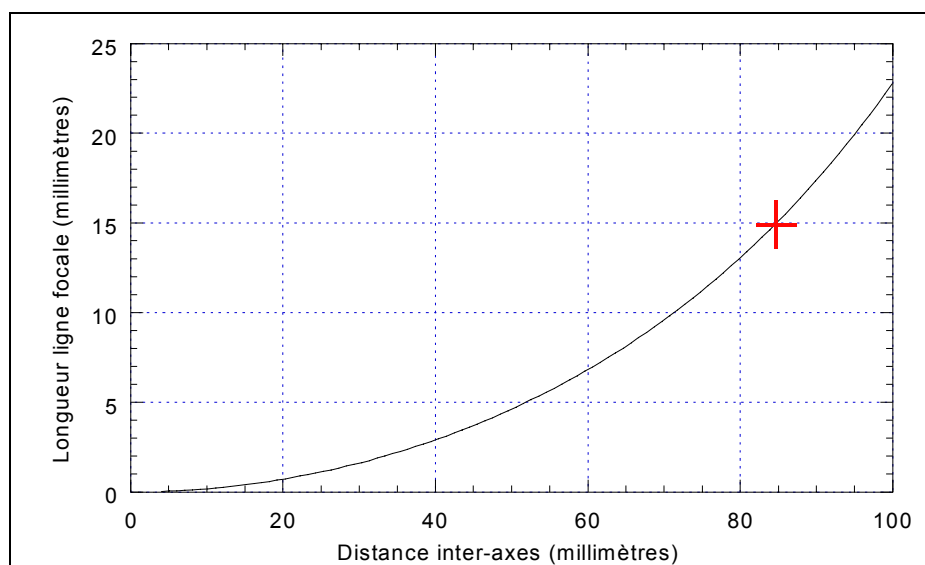


Figure I3b : Variation de la longueur de la ligne focale sagittale avec la distance inter-axes des miroirs. La croix représente le point de fonctionnement retenu : $d = 85$ mm et $l_f = 15$ mm.

Les miroirs disponibles sont caractérisés par une longueur focale de la parabole de 300 mm et un rayon R du miroir sphérique identique. Afin d'obtenir $l_f = 15$ mm, les caractéristiques géométriques du système de focalisation (le diamètre du faisceau incident étant pris égal à $\varnothing = 87$ mm) doivent satisfaire :

Distance rayon central - axe parabole $S_p F_p$:	$e = 77,5$ mm
Distance axe miroir $C_m S_m$ - axe parabole $S_p F_p$:	$d = 85$ mm
Focale sagittale :	$\overline{S_m F_s} = 313,8$ mm
Focale tangentielle :	$\overline{S_m F_t} = 269,7$ mm

Il est à noter que les points F_p et F_t de \mathbf{P} ne forment pas un couple rigoureusement stigmatique pour des rayons de ce plan. La position du point F_t définissant la focale tangentielle est donc évaluée comme étant l'intersection du rayon central ($x = 0$) et d'un rayon paraxial que l'on peut prendre aussi proche du rayon central que souhaité ($x = 10^{-6}$ mm pour l'évaluation de la focale tangentielle).

Dépôt progressif de l'énergie

Ce système de focalisation est par ailleurs doté d'une propriété importante pour l'application dont il est question ici puisqu'il génère intrinsèquement un dépôt progressif de l'énergie (figure I3c).

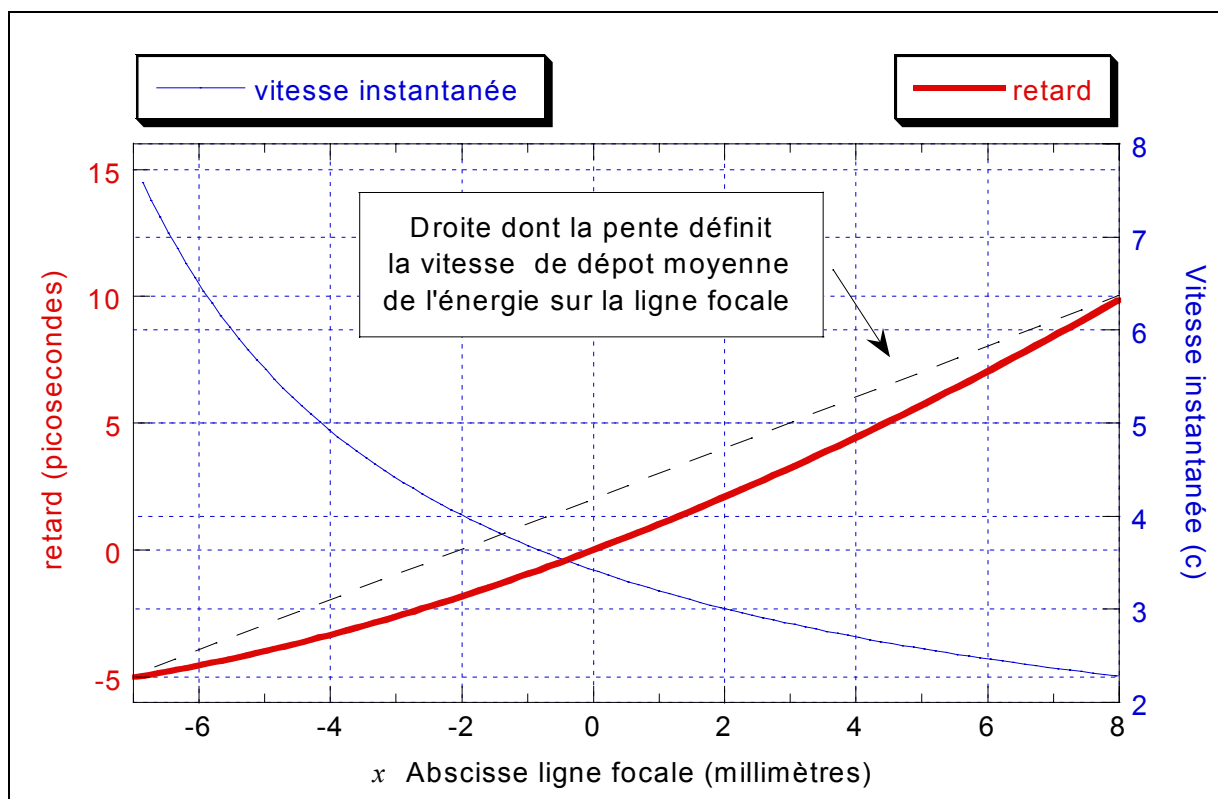


Figure I3c : La courbe en **gras** représente le retard temporel $t_{foc}(x)$ sur la ligne focale, par rapport au rayon moyen, d'un rayon du faisceau en fonction de sa position x sur la ligne focale (cette courbe passe donc par le point $x = 0$, retard = 0). La courbe en trait fin donne la valeur de la vitesse instantanée V_i de dépôt de l'énergie en fonction de x . La courbe en pointillés représente la droite dont la pente définit \square , la vitesse de dépôt moyenne de l'énergie sur la ligne focale.

Au premier ordre, ceci est lié au fait que le rayon central atteint la cible avec une incidence non normale sur celle-ci. Cette situation correspond au cas décrit au paragraphe I232. Afin de connaître le profil temporel du dépôt d'énergie, un calcul

de chemin optique $\Delta(x)$ pour les différents rayons composant le faisceau est nécessaire. Le résultat de ce calcul analytique exact est présenté sur la figure I3c. Les abscisses représentent la localisation des rayons sur la ligne focale sagittale alors que les ordonnées de gauche repèrent le retard temporel relatif au rayon central du faisceau lors de son arrivée sur cette ligne :

$$t_{foc}(x) = \frac{10}{3}(\Delta(x) - \Delta(0)) \quad (3.1)$$

avec $\Delta(x)$ en millimètres et $t_{foc}(x)$ en picosecondes. Il apparaît donc un retard transverse dans le dépôt de l'énergie de 15 ps d'un bord à l'autre du faisceau, et ce dans la configuration retenue ($d = 85$ mm).

Ce dépôt d'énergie ne varie pas linéairement avec x , comme le montre la courbure de $t_{foc}(x)$ sur la figure I3c. Soit V_i , la vitesse de déposition instantanée exprimée dans un système d'unités où la vitesse est normalisée à c (pour cette normalisation, c est exprimée en mm.ps⁻¹) :

$$V_i = \frac{10}{3} \left/ \frac{\partial t_{foc}(x)}{\partial x} \right. \quad (3.2)$$

La figure I3c montre que V_i varie entre $2,3 c$ et $7,6 c$. Afin de caractériser une configuration géométrique donnée, une vitesse de dépôt moyenne \bar{V}_d est définie comme étant l'inverse de la pente passant par les points extrêmes de la courbe $t_{foc}(x)$. Ici, cette vitesse est donc supérieure à la vitesse optimale ($c = 0,3$ mm/ps) puisqu'en effet :

$$\bar{V}_d = \frac{15\text{mm}}{15\text{ps}} = 1 \text{ mm / ps} = 3,33 c \quad (3.3)$$

De manière similaire à l_f (cf. figure I3b), l'écart temporel entre les extrémités de cette ligne peut lui aussi être ajusté avec d (figure I3d).

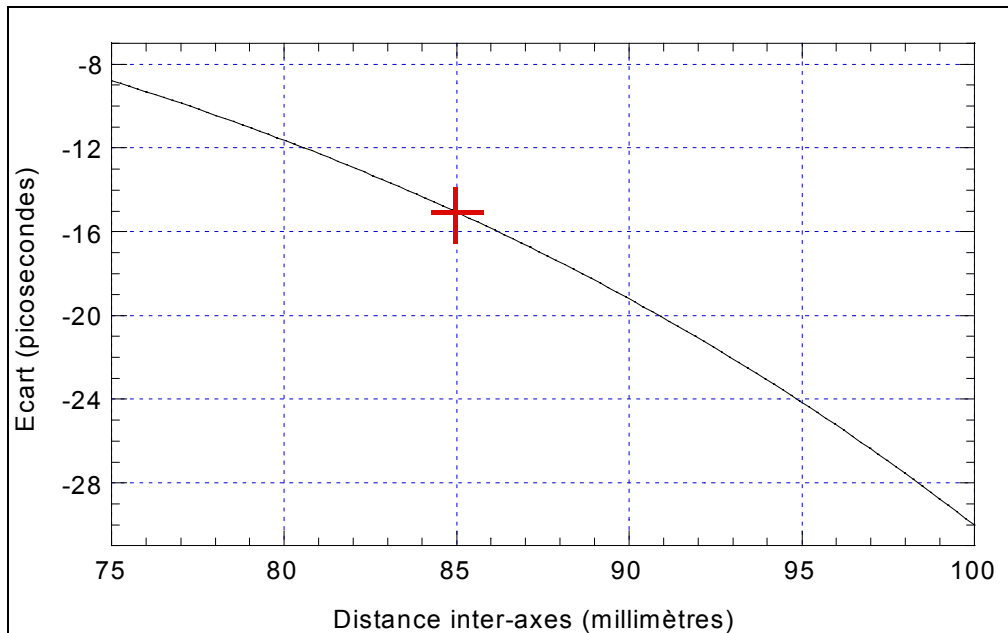


Figure I3d : Variation de l'écart temporel entre les extrémités de la ligne focale sagittale avec d , la distance inter-axes des miroirs. La croix représente le point de fonctionnement retenu : $d = 85$ mm et l'écart temporel est de -15 ps.

En combinant les informations des figures I3b et I3d, il est possible de représenter la variation de \bar{V}_d (exprimée en c) avec la longueur de ligne focale, le paramètre variable du dispositif de focalisation étant toujours d (figure I3e).

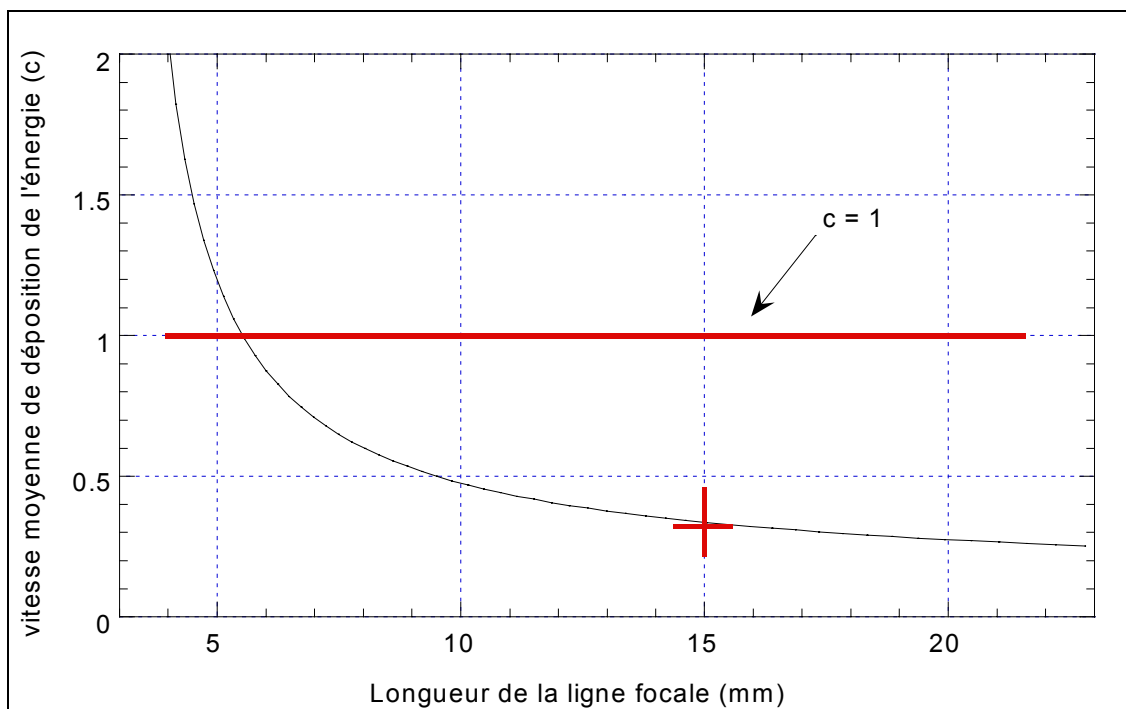


Figure I3e : Variation de la vitesse moyenne de déposition \bar{V}_d de l'énergie (exprimée en c) en fonction de la longueur de la ligne focale sagittale. La croix représente le point de fonctionnement retenu : $d = 85$ mm et l'écart temporel est de -15 ps.

Il semble donc, au vu de cette courbe, que pour une ligne focale d'environ 5,3 mm, il soit possible d'obtenir une vitesse proche de c ; mais lorsque l'allure du dépôt d'énergie pour ce cas est étudiée (figure I3f), il apparaît alors que le profil temporel de déposition n'est pas adapté pour le pompage du laser X.

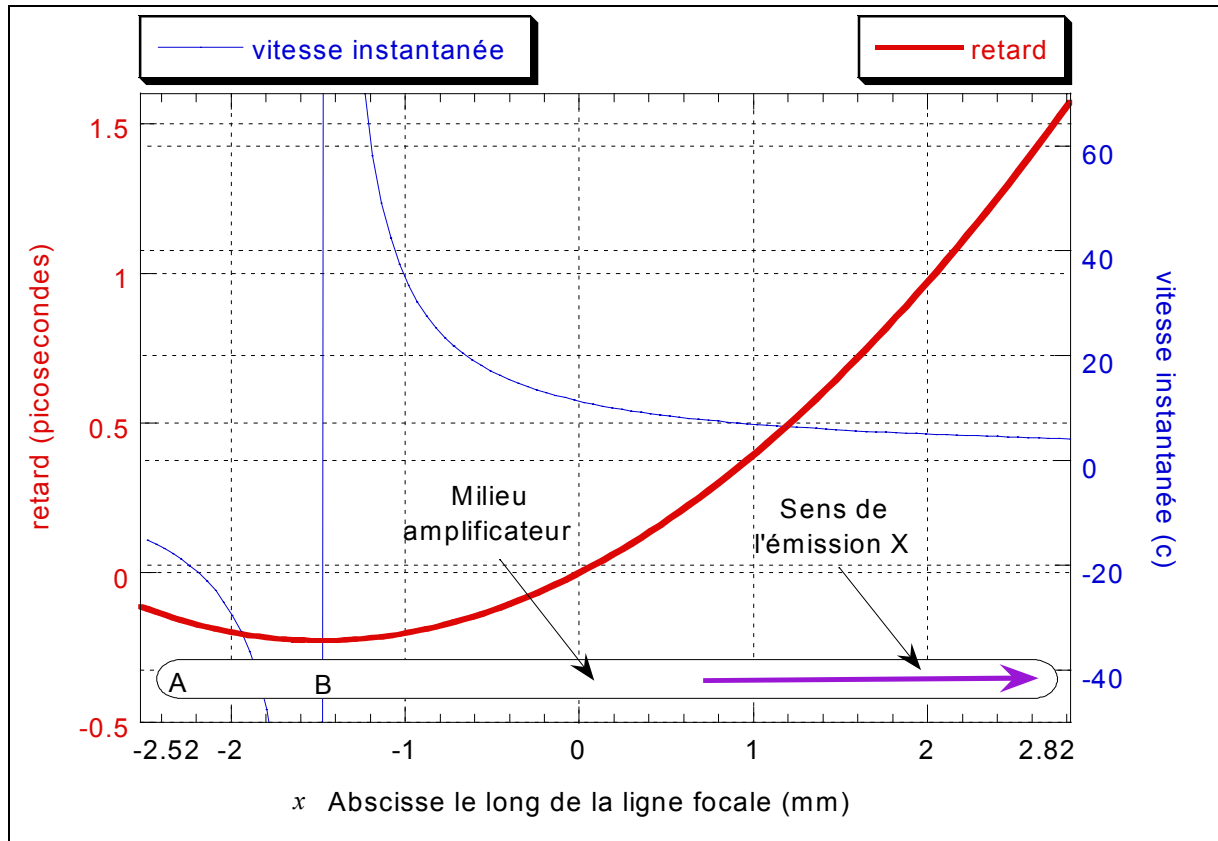


Figure I3f : Retard temporel $t_{foc}(x)$ sur une ligne focale de 5,34 mm, par rapport au rayon moyen, d'un rayon du faisceau en fonction de sa position d'arrivée sur la ligne focale sagittale (courbe en gras). La courbe fine donne la valeur de la vitesse instantanée V_i de dépôt de l'énergie en fonction de x . L'énergie de pompe arrive en B avant d'arriver en A.

En effet, bien que \bar{V}_d soit égale à c , il apparaît que, localement, V_i varie énormément (elle prend notamment une valeur infinie au point B du plasma représenté sur la figure I3f). De plus on notera par exemple que l'énergie de pompe se dépose d'abord en B puis en A, donc dans la direction opposée à la propagation de l'impulsion X à amplifier. Enfin, une ligne focale de 5 mm est trop courte pour permettre d'obtenir une amplification significative puisqu'en effet seuls 3 à 4 mm (les 2/3) sont utiles. Compte tenu de ces résultats et des miroirs disponibles, la configuration ($d = 85$ mm, $l_f = 15$ mm) est celle qui a été retenue pour l'expérience laser X du LSAI au LULI.

I.4 Génération d'une onde inhomogène

I.4.1 Introduction

Pour ce chapitre, l'impulsion brève de pompe est assimilée à un paquet d'ondes planes afin de faciliter la description mathématique de sa propagation. L'approche est donc totalement différente de celle du chapitre précédent où tous les calculs effectués (graphes et applications numériques) sont basés sur l'optique géométrique.

Le fait qu'un réseau de diffraction puisse transformer un paquet d'ondes en une impulsion inhomogène est démontré au paragraphe I42. La manière de configurer le compresseur [4.1] [4.2] (dernier élément de la chaîne CPA du *LULI*) afin qu'il joue le rôle d'un réseau virtuel unique est expliquée au paragraphe I43.

I.4.2 Action d'un réseau sur une onde plane et sur un paquet d'ondes planes

En un point O de l'espace, le champ électrique d'une impulsion lumineuse a pour expression :

$$E_o(t) = A_o(t) \exp(i \omega_0 t) \quad (4.1)$$

où $A_o(t)$ est l'amplitude temporelle de l'impulsion. La pulsation moyenne ω_0 de l'impulsion est liée à l'énergie moyenne \bar{E} des photons la constituant par la relation $\bar{E} = h\omega_0/2\pi$ où h est la constante de Planck ($h = 6,626 \cdot 10^{-34}$ J.s). Cette impulsion est généralement considérée comme brève lorsque sa durée est inférieure à la picoseconde. Largeurs temporelle τ_0 et spectrale $\Delta\omega$ vérifient par ailleurs l'inégalité $\Delta\omega \cdot \tau_0 \geq \beta$ où β est une constante dépendante de la manière dont sont calculées ces largeurs (à mi-hauteur, à $1/e$ ou $1/e^2$ du maximum,...). Il en résulte que plus l'impulsion est courte, plus son spectre doit être large. Lorsque le cas limite est vérifié ($\Delta\omega \cdot \tau_0 = \beta$), l'impulsion est dite « *limitée par la transformée de Fourier* ».

Afin d'étudier sa propagation, cette impulsion sera assimilée à un paquet d'ondes planes ayant chacune une pulsation différente appartenant à l'intervalle $[\omega_0 - \Delta\omega/2, \omega_0 + \Delta\omega/2]$. Elle pourra par ailleurs aussi bien être décrite dans un espace temporel (équation 4.3) que dans un espace spectral (équation 4.4) dans lequel les composantes spectrales $\tilde{A}_o(\omega)$ du champ électrique sont données par la transformée de Fourier :

$$A_o(t) = \frac{1}{2\pi} \int \tilde{A}_o(\omega) \exp(i\omega t) d\omega \quad (4.2)$$

$$E_o(t) = \frac{1}{2\pi} \int \tilde{E}_o(\omega) \exp(i\omega t) d\omega \quad (4.3)$$

où $\tilde{E}_o(\omega)$ est la transformée de Fourier de $E_o(t)$ et satisfait :

$$\tilde{E}_o(\omega) = \frac{1}{2\pi} \int E_o(t) \exp(-i\omega t) dt = \tilde{A}_o(\omega - \omega_0) \quad (4.4)$$

Au cours des paragraphes de ce chapitre, l'une ou l'autre des deux descriptions sera utilisée suivant la nécessité du calcul requis.

I.4.2.1 Effet dispersif d'un réseau

Considérons le cas de la dispersion de ce paquet d'ondes par un réseau de diffraction. La propagation s'effectue dans un plan d'incidence normal aux traits avec un angle d'incidence i_0 (figure I4a).

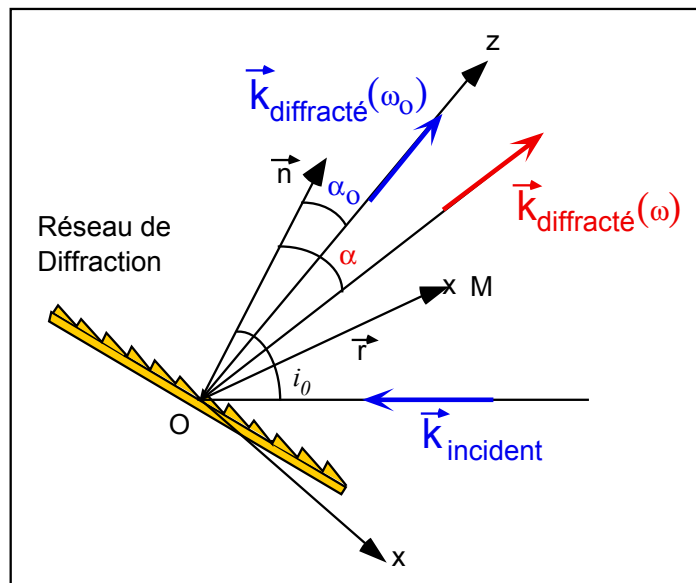


Figure I4a : L'impulsion polychromatique se comporte comme un paquet d'ondes qui, par diffraction sur le réseau, se disperse dans des directions dépendantes de λ . Deux ondes planes sont représentées par leurs vecteurs d'onde $k(\omega)$ et $k(\omega_0)$.

Chaque composante chromatique ω de cette impulsion est diffractée sous un angle α . L'axe moyen de propagation de l'impulsion après diffraction sur le réseau est donné par la direction du vecteur d'onde $\vec{k}_{\text{diffracté}}(\omega_0)$. Les axes de coordonnées sont Ox et Oz orthogonaux, situés dans le plan $(\vec{k}_{\text{diffracté}}(\omega_0), \vec{n})$ et tels que Oz soit dirigé selon $\vec{k}_{\text{diffracté}}(\omega_0)$. L'onde plane monochromatique, d'amplitude $\tilde{A}_0(\omega)$, se propage après le réseau avec le vecteur d'onde $\vec{k}_{\text{diffracté}}(\omega)$. Au point M, de coordonnées (x, z) , le déphasage de cette onde, par rapport à l'origine O, aura pour expression :

$$\Phi_M(\omega) = \vec{k}_{\text{diffracté}}(\omega) \cdot \vec{r} \quad (4.5)$$

où \vec{r} désigne le vecteur position du point M.

La composante spectrale ω du champ électrique en ce point satisfait donc :

$$\tilde{E}_M(\omega) = \tilde{E}_O(\omega) \exp(-i \Phi_M(\omega)) \quad (4.6)$$

avec :

$$\Phi_M(\omega) = \frac{\omega}{c} \left[z \cos(\alpha - \alpha_0) + x \sin(\alpha - \alpha_0) \right] \quad (4.7)$$

Pour un spectre relativement étroit ($\Delta\omega/\omega_0 = \Delta\lambda/\lambda_0 = 6.10^{-3}$ pour la chaîne 100 TW du LULI), l'expression de la phase développée autour de ω_0 est :

$$\Phi_M(\omega) = \Phi_M(\omega_0) + (\omega - \omega_0) \frac{d\Phi_M}{d\omega}(\omega_0) + \frac{1}{2} (\omega - \omega_0)^2 \frac{d^2\Phi_M}{d\omega^2}(\omega_0) + \dots \quad (4.8)$$

Avec :

$$\left\{ \begin{array}{l} \Phi_M(\omega_0) = \Phi_M|_0 = \frac{\omega_0}{c} z = k_0 z \quad (4.9) \\ \frac{d\Phi_M}{d\omega}(\omega_0) = \frac{d\Phi_M}{d\omega}|_0 = \frac{1}{c} \left(z + \omega_0 \frac{d\alpha}{d\omega}|_{\omega_0} x \right) \quad (4.10) \\ \frac{d^2\Phi_M}{d\omega^2}(\omega_0) = \frac{d^2\Phi_M}{d\omega^2}|_0 = \frac{1}{c} \left[-\omega_0 \left(\frac{d\alpha}{d\omega}|_{\omega_0} \right)^2 z + \left(2 \frac{d\alpha}{d\omega}|_{\omega_0} + \omega_0 \frac{d^2\alpha}{d\omega^2}|_{\omega_0} \right) x \right] \quad (4.11) \end{array} \right.$$

I.4.2.2 Interprétation des différents termes

Appliquant une transformée de Fourier inverse à (4.6), le champ électrique prend pour expression dans l'espace temporel :

$$E_M(t) = \frac{1}{2\pi} \int \tilde{E}_O(\omega) \exp(i \omega t - i \Phi_M(\omega)) d\omega \quad (4.12)$$

Soit, en utilisant (4.4) et (4.8) :

$$E_M(t) = \frac{1}{2\pi} \int \tilde{A}_o(\omega - \omega_0) \exp \left[i\omega t - i \left(\Phi_M \Big|_0 + \frac{d\Phi_M}{d\omega} \Big|_0 (\omega - \omega_0) + \frac{1}{2} \frac{d^2\Phi_M}{d\omega^2} \Big|_0 (\omega - \omega_0)^2 + \dots \right) \right] d\omega \quad (4.13)$$

Par ailleurs, le champ diffracté en M s'exprime comme :

$$E_M(t) = A_M(t) \exp(i\omega_0 t - ik_0 z) \quad (4.14)$$

Effectuant le changement de variable $\omega - \omega_0 \rightarrow \omega$, il résulte de (4.9), (4.13) et (4.14) que l'amplitude $A_M(t)$ vérifie :

$$A_M(t) = \frac{1}{2\pi} \int \tilde{A}_o(\omega) \exp \left[-i \left(\frac{1}{2} \frac{d^2\Phi_M}{d\omega^2} \Big|_0 \omega^2 + \dots \right) \right] \exp \left[i\omega \left(t - \frac{d\Phi_M}{d\omega} \Big|_0 \right) \right] d\omega, \quad (4.15)$$

Se limitant à l'ordre un dans (4.14), l'expression du champ est donc :

$$E_M(t) = A_o \left(t - \frac{d\Phi_M}{d\omega} \Big|_0 \right) \exp \left(i\omega_0 t - i\Phi_M \Big|_0 \right) \quad (4.16)$$

Comparant cette expression à (4.1), il apparaît que les deux premiers termes du développement limité ne contribuent pas à une déformation temporelle : le terme d'ordre zéro $\Phi_M \Big|_0$ induit un déphasage constant et le premier ordre un retard temporel. Il est possible d'associer une surface plane à chaque ordre de ce développement. Elles permettent de visualiser dans l'espace les propriétés de l'impulsion inhomogène. Ces surfaces forment respectivement les plans équi-phases, équi-amplitudes et de compression.

Plans équi-phases

L'équation (4.16) révèle que le paquet d'ondes se propage comme une onde plane de fréquence ω_0 dans la direction moyenne z avec une phase donnée par :

$$\varphi = \omega_0 t - \Phi_M \Big|_0 = \omega_0 t - k_0 z \quad (4.17)$$

Les surfaces équi-phases de cette impulsion sont donc définies par les équations du type :

$$z = \frac{\omega_0}{k_0} t + C_{te} \quad (4.18)$$

où C_{te} est une constante. Ces surfaces planes sont, bien entendu, orthogonales à la direction moyenne de propagation. Elles définissent le front d'onde moyen du paquet d'ondes formant l'impulsion.

Plans équi-amplitudes : impulsion inhomogène

En se limitant aux effets du premier ordre dans (4.15), l'enveloppe du paquet d'ondes est donnée par :

$$A_M(t) = \frac{1}{2\pi} \int \tilde{A}_O(\omega) \exp \left[i\omega \left(t - \frac{d\Phi_M}{d\omega} \Big|_0 \right) \right] d\omega \quad (4.19)$$

Combinant (4.1), (4.10) et (4.19), l'amplitude du champ diffracté en M s'exprime alors comme :

$$A_M(t) = A_O \left(t - \frac{d\Phi_M}{d\omega} \Big|_0 \right) = A_O \left(t - \frac{z}{c} - \omega_0 \frac{d\alpha}{d\omega} \Big|_{\omega_0} \frac{x}{c} \right) \quad (4.20)$$

Les surfaces équi-amplitudes du paquet d'ondes sont par conséquent définies par des équations du type:

$$z = ct - \omega_0 \left. \frac{d\alpha}{d\omega} \right|_{\omega_0} x + C_{te} \quad (4.21)$$

Les surfaces équi-amplitudes sont donc des surfaces planes qui ne se confondent pas avec les surfaces équi-phases (figure 14b). Cette propriété caractérise les impulsions inhomogènes. De plus, ces plans ne sont pas localisés dans l'espace puisque leur position varie au cours du temps ; ils se comportent comme les

surfaces d'ondes : les retards temporels $\left(-\omega_0 \left. \frac{d\alpha}{d\omega} \right|_{\omega_0} \frac{x}{c} \right)$ se conservent au cours de la propagation comme les écarts aberrants pour les surfaces d'onde.

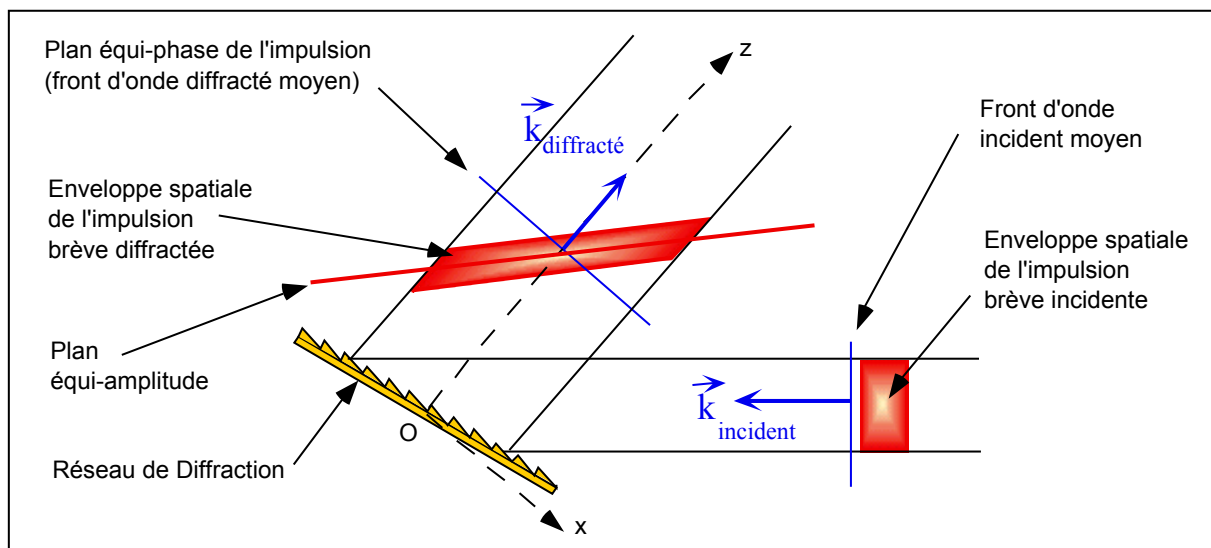


Figure 14b : Positions relatives des plans équi-phases et équi-amplitudes d'une impulsion diffractée par un réseau. Ces plans sont confondus pour l'impulsion incidente (homogène) alors qu'ils ne sont plus parallèles pour l'impulsion diffractée (inhomogène).

Plan de compression

Les termes d'ordres plus élevés contribuent à la déformation temporelle de l'enveloppe. En particulier le terme du second ordre se traduit par une dérive linéaire de la pulsation instantanée :

$$\omega_{inst.}(\omega) = \frac{d\Phi_M(\omega)}{d\omega} = \frac{d\Phi_M}{d\omega}(\omega_0) + \omega \frac{d^2\Phi_M}{d\omega^2}(\omega_0) \quad (4.22)$$

En se limitant au second ordre, on peut définir une surface où le paquet d'ondes ne subit pas de distorsion temporelle. L'équation de cette surface s'obtient en annulant le terme du deuxième ordre dont l'expression est donnée en (4.11), soit :

$$z = \frac{2 \left. \frac{d\alpha}{d\omega} \right|_{\omega_0} + \omega_0 \left. \frac{d^2\alpha}{d\omega^2} \right|_{\omega_0}}{\omega_0 \left(\left. \frac{d\alpha}{d\omega} \right|_{\omega_0} \right)^2} x \quad (4.23)$$

Cette surface sera par la suite désignée sous le nom de *Plan de compression*. Il est important de noter que ce plan est localisé dans l'espace et qu'il peut donc être déplacé par l'imagerie optique.

I.4.2.3 Plans équi-amplitudes et plan de compression d'une impulsion diffractée par un réseau de diffraction

Les équations des plans caractéristiques d'une impulsion inhomogène viennent d'être données pour un cadre général. Dans le cas d'un réseau de diffraction, il suffit d'utiliser son équation de dispersion :

$$\sin(i) + \sin(\alpha) = p N \frac{2 \pi c}{\omega} \quad (4.24)$$

où p est l'ordre de diffraction et N la densité de traits du réseau.

Les dérivées première et seconde, prises en ω_0 , de l'angle de diffraction α sont :

$$\left\{ \frac{d\alpha}{d\omega} \right\}_{\omega_0} = -pN \frac{2\pi c}{\omega_0^2 \cos(\alpha_0)} \quad (4.25)$$

$$\left\{ \frac{d^2\alpha}{d\omega^2} \right\}_{\omega_0} = pN \frac{2\pi c}{\omega_0^3 \cos(\alpha_0)} \left(pN \frac{2\pi c \sin(\alpha_0)}{\omega_0 \cos^2(\alpha_0)} + 2 \right) \quad (4.26)$$

D'où l'équation des plans équi-amplitudes

$$z = \frac{p N \lambda_0}{\cos(\alpha_0)} x + ct + C_{te} \quad (4.27)$$

et l'équation du plan de compression :

$$z = \tan(\alpha_0) x \quad (4.28)$$

L'équation du plan de compression est en fait l'équation du plan du réseau dans le repère Oxz (cf. figure 14a). Ce résultat est évident dans la mesure où une impulsion brève (limitée par Fourier, c'est-à-dire comprimée au mieux) incidente sur le réseau ne commence à s'étirer temporellement qu'à partir de la surface du réseau.

L'équation des plans équi-amplitudes est également évidente à interpréter en remarquant que la quantité $N \frac{x}{\cos(\alpha_0)}$ correspond au nombre de traits interceptés par un faisceau de dimension transverse x diffracté sous l'angle α_0 . Chaque trait introduit un retard $\frac{p\lambda_0}{c}$, les rayons extrêmes de ce faisceau quasi-parallèle sont donc décalés temporellement d'un temps $\frac{p\lambda_0}{c} N \frac{x}{\cos(\alpha_0)}$ et les informations temporelles contenues par ces rayons sont séparées d'une distance longitudinale (selon z) donné par $p\lambda_0 N \frac{x}{\cos(\alpha_0)}$.

I.4.3 Obtention d'un réseau équivalent à l'aide d'un compresseur à réseaux

Il vient donc d'être démontré que les impulsions inhomogènes recherchées peuvent être engendrées à l'aide d'un disperseur optique tel qu'un réseau ou un prisme. Lorsque la dimension du faisceau polychromatique est grande devant l'élargissement dû à la dispersion angulaire, l'impulsion se propage dans la direction de la fréquence moyenne et son amplitude subit un retard transverse créant ainsi l'impulsion inhomogène recherchée.

Cependant la localisation du réseau n'est pas quelconque. En effet la propagation après ce disperseur est accompagnée d'un étirement temporel de l'impulsion. Le faisceau focalisé ne sera bien comprimé temporellement que si l'image du disperseur (c'est-à-dire de plan de compression) à travers le système optique de focalisation est confondue avec la ligne focale sagittale (cf. figure I3a). Les paramètres du réseau dispersif sont alors totalement imposés par la géométrie du système de focalisation. Cette technique a été utilisée notamment au *Rutherford Appleton Laboratory* [1.16]. Le flux en sortie de la chaîne CPA de ce laboratoire étant trop important, le réseau additionnel était localisé au milieu de la chaîne amplificatrice, rendant son imagerie encore moins souple. Par ailleurs, la dispersion angulaire spectrale de l'impulsion inhomogène ainsi créée a nécessité un élargissement des trous de filtrage spatial (cf. § II41) de la chaîne diminuant ainsi l'efficacité des filtres spatiaux. Une autre technique offrant plus de souplesse apparaît donc souhaitable.

L'impulsion ultra-intense et brève provient d'un laser fonctionnant sur le principe de l'amplification à dérive de fréquence. Après une forte amplification dans une chaîne de puissance (cf. § II2), l'impulsion, préalablement étirée, est alors comprimée temporellement à l'aide d'un système dispersif formé de deux réseaux parallèles [4.1] [4.2]. Pour donner à cette impulsion un caractère inhomogène, il suffit de dérégler ce compresseur en laissant un angle entre les deux réseaux dont il est formé ; l'impulsion émergente possède alors une légère dispersion angulaire et un retard temporel transverse. La figure I4c illustre le montage expérimental avec le

système compresseur délivrant une impulsion ultra-intense et inhomogène (segments obliques) et le système de focalisation donnant la ligne focale sagittale.

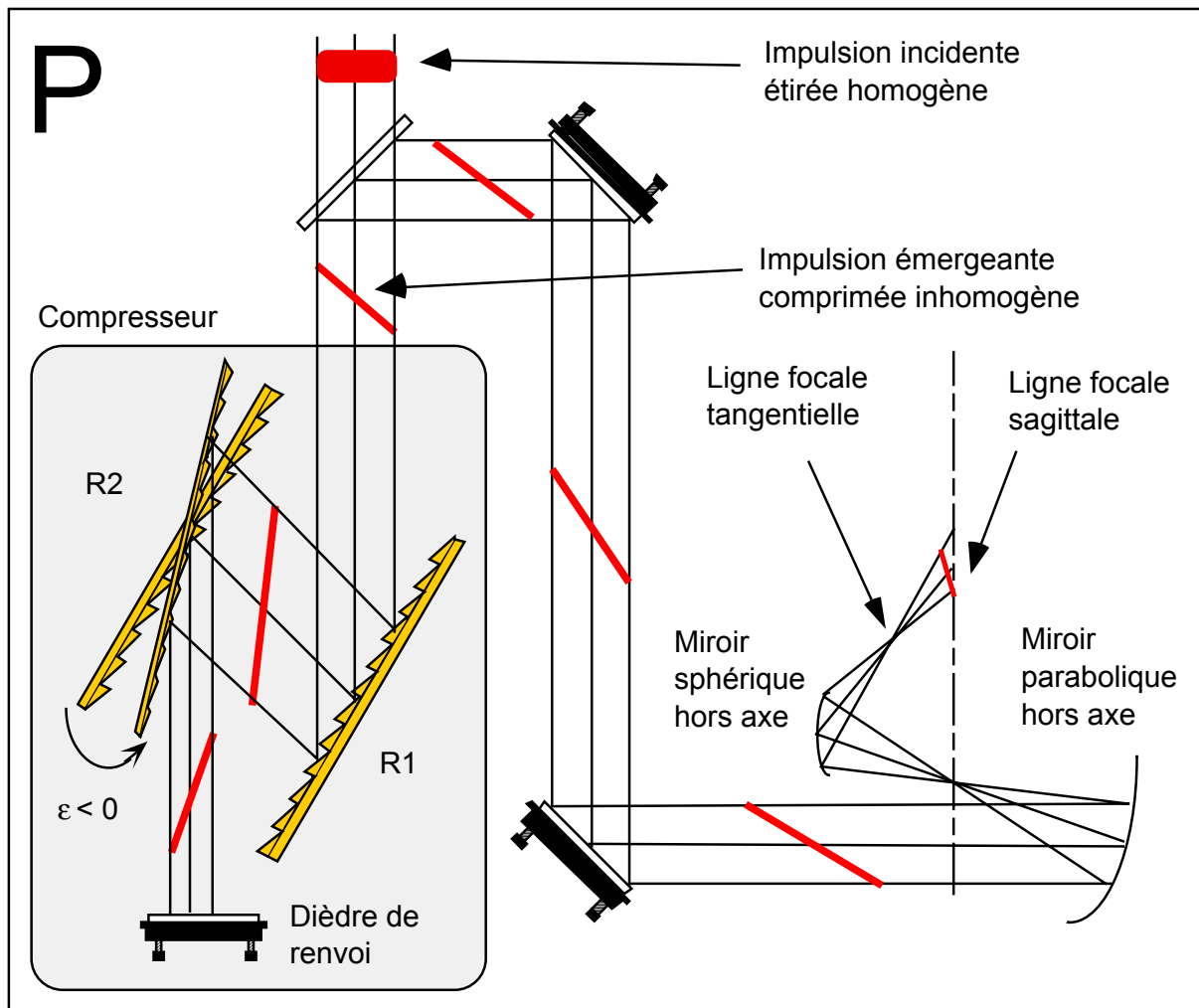


Figure I4c : Coupe du montage expérimental pour une expérience laser X dans le plan tangentiel P. R₁ et R₂ sont les réseaux du compresseur temporel. Le dièdre de renvoi permet d'utiliser le compresseur en double passage. Le réseau R₂ est légèrement désaligné d'un angle ε pour produire une impulsion inhomogène (segments obliques). Cette impulsion est focalisée au moyen du miroir parabolique et du miroir sphérique. L'angle d'incidence sur le miroir sphérique permet d'obtenir de l'astigmatisme et de focaliser sur la ligne focale sagittale (cf. chapitre I3).

Le compresseur se comporte ainsi comme un réseau unique dont la dispersion est réglable et dont la position est ajustable en modifiant la distance entre ses réseaux R₁ et R₂. Une analyse détaillée de cette technique fait l'objet du paragraphe suivant.

I.4.3.1 Déphasage introduit par le compresseur à réseaux

Le schéma de la figure I4d définit les noms des différentes variables (notamment angulaires) utilisées pour la suite des calculs.

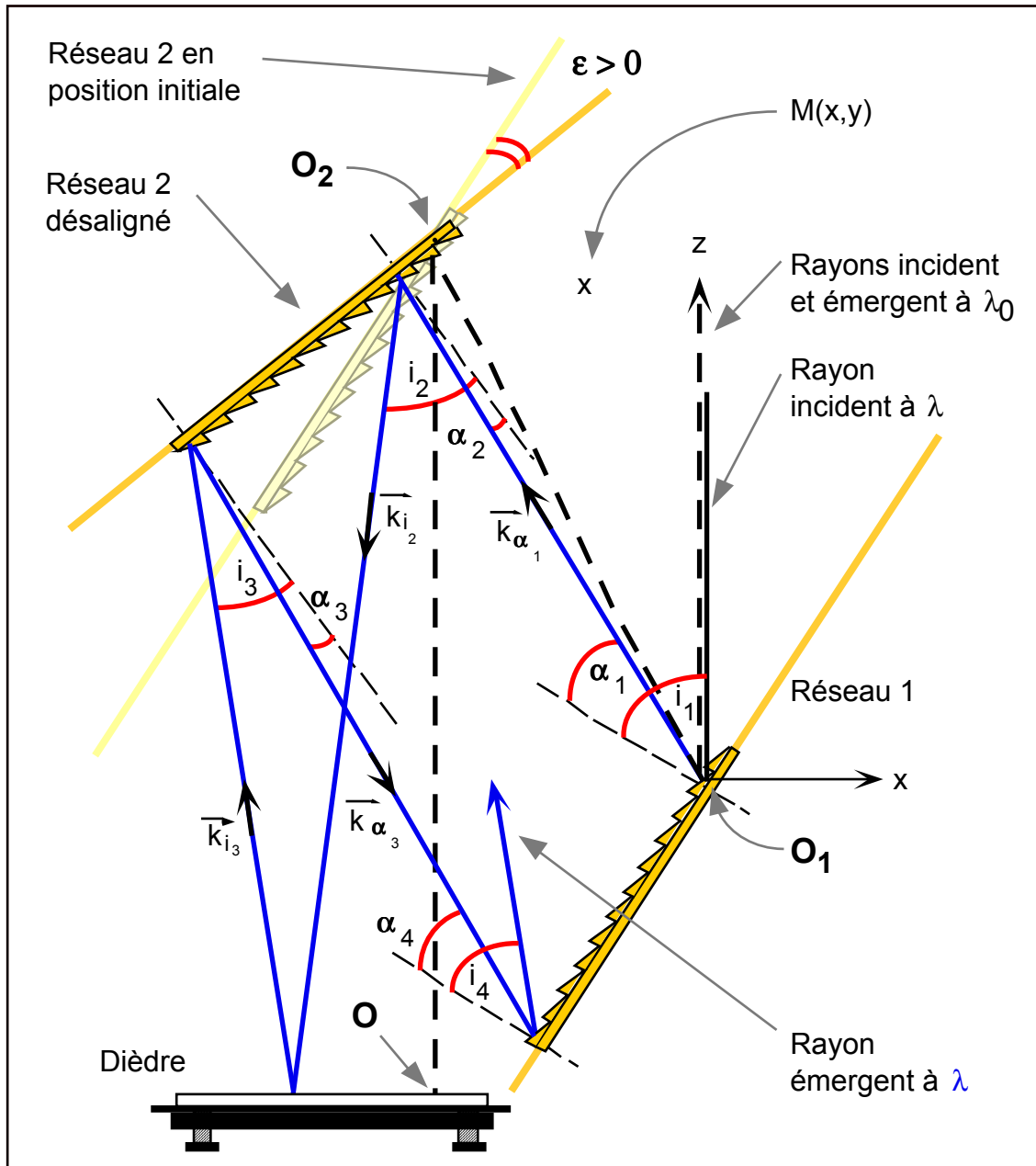


Figure I4d : Vue en coupe du système compresseur. Le second réseau R_2 fait un angle ε avec le premier réseau R_1 . Les traits en pointillés gras représentent le trajet des rayons à la longueur d'onde moyenne λ_0 . Les flèches en trait **gras** représentent le trajet des rayons à la longueur d'onde λ . Le dièdre est en autocollimation en O sur le rayon de longueur d'onde moyenne λ_0 . Les quatre traits pointillés fins sont des normales aux réseaux par rapport auxquelles sont mesurés les angles d'incidence et de diffraction.

Soient i_1 l'incidence de l'impulsion sur le premier réseau R_1 et α_1 l'angle de diffraction à la longueur d'onde λ . Pour obtenir une impulsion inhomogène à la sortie du compresseur, le second réseau R_2 doit faire un angle $\varepsilon \neq 0$ avec R_1 . Le dièdre D est réglé en autocollimation avec le faisceau de longueur d'onde moyenne λ_0 . Si O_1 , O_2 et O désignent le point d'impact du rayon moyen sur R_1 , R_2 et D respectivement, le déphasage introduit au cours du passage dans le compresseur est alors donné par :

$$\Phi_C(\omega) = \vec{k}_{\alpha_1} \cdot \vec{r}_{O_1O_2} + \vec{k}_{i_2} \cdot \vec{r}_{O_2O} + \vec{k}_{i_3} \cdot \vec{r}_{OO_2} + \vec{k}_{\alpha_3} \cdot \vec{r}_{O_2O_1} \quad (4.29)$$

Soient L et g , les distances mesurées le long du trajet du rayon central à λ_0 entre R_1 et R_2 d'une part, et entre R_2 et D d'autre part :

$$L = \overline{O_1O_2}$$

$$g = \overline{O_2O}$$

La phase peut alors s'exprimer ainsi :

$$\Phi_C(\omega) = \frac{\omega}{c} \left[L \cos(\alpha_1 - \alpha_{10}) + g \cos(i_2 - i_{20}) + g \cos(i_3 - i_{30}) + L \cos(\alpha_3 - \alpha_{30}) \right] \quad (4.30)$$

où, d'une part les couples (i_1, α_1) , (i_2, α_2) , (i_3, α_3) , (i_4, α_4) associés à λ , et d'autre part les couples (i_{10}, α_{10}) , (i_{20}, α_{20}) , (i_{30}, α_{30}) , (i_{40}, α_{40}) associés à λ_0 , vérifient l'équation dite des réseaux (pour l'ordre 1) :

$$\sin(i) + \sin(\alpha) = N \lambda \quad (4.31)$$

Par ailleurs, le faisceau incident vérifie :

$$i_1 = i_{10} \quad (4.32)$$

tandis que pour passer d'un réseau à l'autre, (α_1, α_2) et (α_3, α_4) vérifient :

$$\alpha_2 = \alpha_1 - \varepsilon \quad (4.33)$$

$$\alpha_3 = \alpha_4 - \varepsilon \quad (4.34)$$

Enfin, la réflexion sur le dièdre implique :

$$i_3 = 2 i_{20} - i_2 \quad (4.35)$$

La dispersion résiduelle due au non-parallélisme des réseaux (angle ε) est caractérisée par l'angle i_4 .

Soit le repère O_1xz orthogonal tel que O_1z soit la droite définissant la trajectoire du rayon central du faisceau émergent à la longueur d'onde centrale λ_0 . Après le compresseur, la phase de l'onde associée à ce rayon en un point $M(x,z)$ vaut :

$$\Phi_M(\omega) = \Phi_E(\omega) + \Phi_C(\omega) + \frac{\omega}{c} [x \sin(i_4 - i_{40}) + z \cos(i_4 - i_{40})] \quad (4.36)$$

où le terme $\Phi_E(\omega)$ désigne le déphasage introduit par l'étireur d'impulsion :

$$\Phi_E(\omega) = -\frac{2\omega}{c} [L_0 \cos(\alpha_1 - \alpha_{10}) + g] \quad (4.37)$$

Ce terme est obtenu en prenant un système étireur à réseaux (cf. § II2) fonctionnant avec le même angle d'incidence i_{10} sur les réseaux. La longueur L_0 est celle qui donne la meilleure compression temporelle lorsque les réseaux sont parallèles. En toute rigueur, ce terme de phase prend en compte une partie du déphasage non linéaire qui peut apparaître au cours de l'amplification dans la chaîne de puissance (cf. seconde partie de ce mémoire).

I.4.3.2 Equations des surfaces équi-amplitudes

Les surfaces équi-amplitudes sont obtenues à partir de l'équation :

$$t - \frac{d\Phi_M}{d\omega} \Big|_0 = 0 \quad (4.38)$$

La dérivée de (4.36) en ω_0 donne :

$$\frac{d\Phi_M}{d\omega} \Big|_0 = \frac{1}{c} \left[2(L - L_0) + z + \omega_0 \frac{\partial i_4}{\partial \omega} \Big|_0 x \right] \quad (4.39)$$

Les surfaces équi-amplitudes sont donc des plans inclinés par rapport aux équi-phases (normales à Oz) ayant pour équations :

$$z = ct - 2(L - L_0) - \omega_0 \frac{\partial i_4}{\partial \omega} \Big|_0 x + C_{te} = ct - 2(L - L_0) - \omega_0 \tan(\theta_{inh.})x + C_{te} \quad (4.40)$$

où a été introduit $\theta_{inh.}$, l'angle caractéristique de l'impulsion inhomogène :

$$\tan(\theta_{inh.}) = \omega_0 \frac{\partial i_4}{\partial \omega} \Big|_0 \quad (4.41)$$

Le calcul de la dérivée de i_4 en ω_0 , permet d'obtenir l'expression simple suivante :

$$\boxed{\tan(\theta_{inh.}) = \frac{2\lambda_0 N}{\cos(i_{10})} \left(\frac{\cos(\alpha_{10})}{\cos(\alpha_{10} - \varepsilon)} - 1 \right)} \quad (4.42)$$

où α_{10} et i_{10} vérifient l'équation des réseaux $\sin(\alpha_{10}) + \sin(i_{10}) = N\lambda_0$. Cette équation fait apparaître que $\theta_{inh.}$ et ε sont toujours de signe opposé. Le sens du dépôt transverse de l'énergie de l'impulsion inhomogène sera donc directement dépendant du sens de rotation du second réseau du compresseur.

I.4.3.3 Comportement du paquet d'ondes formant l'impulsion inhomogène

Rappelons que l'impulsion globale est assimilée à un paquet d'ondes planes de longueurs d'onde différentes, chaque onde plane étant associée à un faisceau monochromatique caractérisé en optique géométrique par une infinité de rayons parallèles. Le but de ce paragraphe est d'expliquer que le fait de désaligner le compresseur produit simultanément deux effets sur le paquet d'ondes émergent : la dispersion angulaire et la variation transverse du retard optique d'un faisceau. Ce dernier phénomène ayant pour conséquence que l'angle $\theta(\lambda)$ entre plans équi-phases et équi-retards d'un même faisceau monochromatique sera dépendant de λ . Concernant le vocabulaire employé dans ce paragraphe, il est à noter que si la notion d'équi-amplitude aide à la description d'une impulsion brève (polychromatique par définition), ce n'est plus le cas pour une onde plane monochromatique. Le terme équi-retard est préféré pour décrire une surface dont les points ont subi le même retard optique. Il est démontré que $\theta_{inh.} = \theta(\lambda_0)$ et par conséquent que (4.42) n'est que le cas particulier pour $\lambda = \lambda_0$ d'une expression mathématique plus générale décrivant la variation de θ avec λ .

L'impulsion émergeant du compresseur se disperse angulairement puisque chacune des ondes planes la composant se propage dans des directions différentes. Sur la figure I4e sont représentés trois ondes planes avec pour chacune d'elles les rayons latéraux et le front d'onde (plan équi-phase)

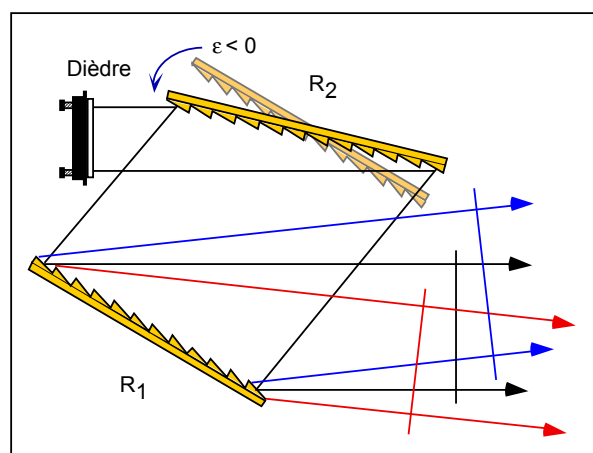


Figure I4e : Dispersion d'un paquet d'ondes planes par un système compresseur à réseaux de diffraction.

Raisonnons pour une onde plane donnée de l'impulsion brève polychromatique. Elle est définie par sa longueur d'onde λ . Soit $\Delta(\lambda, u)$ le chemin optique suivi par un des rayons de ce faisceau monochromatique lors de sa traversée du compresseur. Le rayon en question est repéré par sa distance u au rayon central du faisceau (figure I4f).

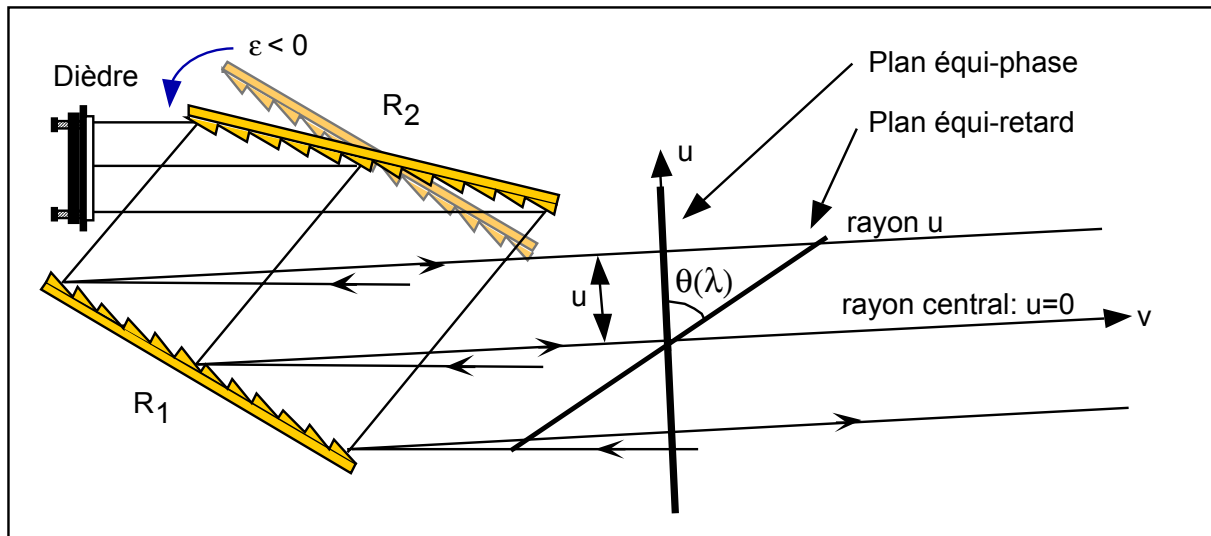


Figure I4f : Position relative des plans équi-phase et équi-retard d'un faisceau monochromatique émergent du compresseur. Le second réseau R_2 est désaligné d'un angle ε . Seuls le rayon central ($u = 0$) et deux rayons latéraux ($\pm u$) du faisceau monochromatique sont représentés. La longueur d'onde λ du faisceau considéré est différente de la longueur d'onde moyenne λ_0 . La phase de l'onde plane émergente est par définition perpendiculaire aux rayons mais fait un angle $\theta(\lambda)$ avec le plan équi-retard.

L'écart de chemin optique $Ecart(\lambda, u)$ mesuré à un temps donné entre un rayon quelconque u et le rayon central ($u = 0$) s'obtient à partir de l'expression simple mais non approchée suivante :

$$Ecart(\lambda, u) = \Delta(\lambda, u) - \Delta(\lambda, 0) = v = \frac{2\lambda Nu}{\cos(i_1)} \left(1 - \frac{\cos(\alpha_1)}{\cos(\alpha_1 - \varepsilon)} \right) \quad (4.43)$$

Les plans équi-retards associés à ce faisceau ont donc pour équation :

$$v = -u \tan \theta(\lambda) + C_{ie} \quad (4.44)$$

avec :

$$\tan \theta(\lambda) = \frac{2\lambda N}{\cos(i_1)} \left(\frac{\cos(\alpha_1)}{\cos(\alpha_1 - \varepsilon)} - 1 \right) \quad (4.45)$$

où α_1 et i_1 vérifient l'équation des réseaux $\sin(\alpha_1) + \sin(i_1) = N\lambda$, tandis que $\theta(\lambda)$ est l'angle entre le plan équi-retard et le plan équi-phase dont l'équation dans le repère (\vec{u}, \vec{v}) associé à ce faisceau λ est :

$$v = C_{te} \quad (4.46)$$

Il est immédiat de vérifier en comparant (4.42) et (4.45) que :

$$\theta_{inh.} = \theta(\lambda_0) \quad (4.47)$$

La figure I4g montre les effets combinés de la dispersion angulaire et de la dépendance en λ de θ sur le profil de l'enveloppe de l'impulsion inhomogène.

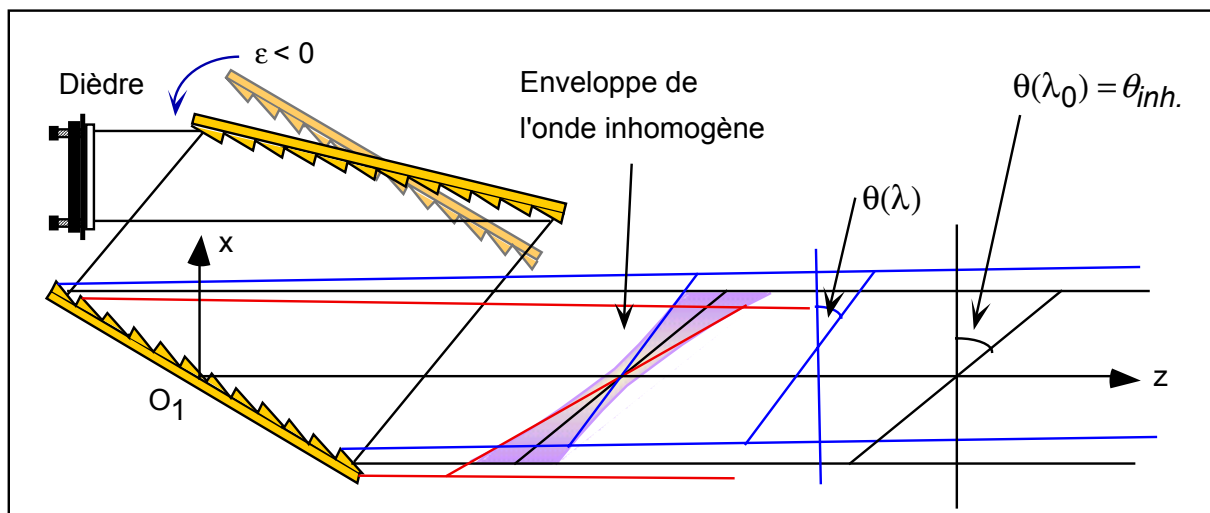


Figure I4g : Distribution spatiale de l'enveloppe de l'impulsion inhomogène. O_1xz est un repère orthogonal et O_1z est la droite définissant la trajectoire du rayon central du faisceau émergent à la longueur d'onde centrale λ_0 . L'association de plans équi-retards d'orientations différentes pour chacune des ondes émergentes crée un paquet d'ondes formant une impulsion inhomogène dont la compression n'est pas identique en tous points. Sur cette figure la durée de l'impulsion est minimum au centre du faisceau moyen.

La distribution transverse à la direction moyenne de propagation de l'énergie O_1z de l'impulsion émergente n'est pas homogène à deux titres. D'une part l'énergie est distribuée avec un retard variant linéairement avec la position transverse des rayons (influence du terme d'ordre un) ; ce phénomène est responsable de l'inclinaison relative moyenne θ_{inh} de l'impulsion définie par (4.42). D'autre part la compression de cette énergie n'est pas régulière dans un plan équi-phase (défini par une position donnée $z = cte$ le long de l'axe de propagation moyen O_1z). En effet, il n'existe au mieux dans ce plan parallèle à Ox qu'un seul ensemble de points (une droite perpendiculaire à \mathbf{P}) de mêmes coordonnées (x,z) où l'impulsion sera parfaitement comprimée. L'ensemble des droites de l'espace satisfaisant cette condition définit le plan de meilleure compression. Autrement dit, ce plan définit le réseau équivalent au compresseur désaligné (son équation sera donnée au chapitre suivant).

En résumé, cette impulsion inhomogène présente transversalement un retard variable de l'énergie couplé à une variation de puissance.

1.4.3.4 Equation du plan de compression (réseau équivalent)

Les termes d'ordre supérieurs ou égaux à deux dans le développement de la phase $\Phi_M(\omega)$ autour de ω_0 contribuent à la déformation temporelle de l'enveloppe (cf. § 1422). Le plan dans lequel le second ordre de la phase est annulé est le plan de compression (plan dans lequel l'impulsion est la plus courte). C'est ce plan qu'il conviendrait d'imager sur la cible dans le cadre d'une expérience de type laser X. L'équation de ce plan est donnée par :

$$\left. \frac{d^2 \Phi_M}{d\omega^2} \right|_0 = 0 \quad (4.48)$$

Soit, compte tenu de (4.30), (4.35), (4.36) et (4.37) :

$$-\frac{\omega_0}{c} \left[L \left(\left. \frac{\partial \alpha_1}{\partial \omega} \right|_0^2 + \left. \frac{\partial \alpha_3}{\partial \omega} \right|_0^2 \right) + 2g \left. \frac{\partial i_2}{\partial \omega} \right|_0^2 - 2L_0 \left. \frac{\partial \alpha_1}{\partial \omega} \right|_0^2 \right] + \frac{x}{c} \left[2 \left. \frac{\partial i_4}{\partial \omega} \right|_0 + \omega_0 \left. \frac{\partial^2 i_4}{\partial \omega^2} \right|_0 \right] - \frac{\omega_0}{c} z \left. \frac{\partial i_4}{\partial \omega} \right|_0 = 0 \quad (4.49)$$

où L_0 désigne la distance de compression lorsque les réseaux sont parallèles. Les dérivées par rapport aux pulsations sont obtenues en différenciant les relations de dispersion sur les réseaux. Elle sont calculées à la pulsation ω_0 .

Par analogie avec (4.28), l'équation de ce plan représente en fait la position du réseau équivalent donnant la dispersion angulaire résiduelle due à l'angle ε entre les réseaux du compresseur (figure 14h). La pente de ce plan par rapport aux équiphases est donnée par :

$$\tan(\theta_{rés.équ.}) = \frac{2 \left. \frac{\partial i_4}{\partial \omega} \right|_0 + \omega_0 \left. \frac{\partial^2 i_4}{\partial \omega^2} \right|_0}{\omega_0 \left. \frac{\partial i_4}{\partial \omega} \right|_0^2} \quad (4.50)$$

La valeur expérimentale de $\theta_{rés.équ.}$ est donnée au paragraphe I532. Il s'avère qu'elle est très proche de 90° . Le réseau équivalent est donc quasiment parallèle à l'axe de propagation de l'impulsion. En faire l'image sur la ligne focale est par conséquent impossible. D'où l'utilité de définir un plan équiphase de meilleure compression moyenne. Ce plan, qu'il s'agira d'imager sur la ligne focale, est perpendiculaire à O_1z et est représenté sur la figure 14h. Il coupe O_1z en un point de cote $z_{rés.équ.}$. Cette cote définit la position du réseau équivalent sur l'axe :

$$z_{rés.équ.} = - \frac{L \left(\left. \frac{\partial \alpha_1}{\partial \omega} \right|_0^2 + \left. \frac{\partial \alpha_3}{\partial \omega} \right|_0^2 \right) + 2g \left. \frac{\partial i_2}{\partial \omega} \right|_0^2 - 2L_0 \left. \frac{\partial \alpha_1}{\partial \omega} \right|_0^2}{\left. \frac{\partial i_4}{\partial \omega} \right|_0^2} \quad (4.51)$$

Cette position apparaît donc comme étant totalement ajustable au moyen du paramètre L . L'écart ΔL est introduit comme étant la valeur qu'il faut ajouter à la distance initiale L_0 entre les réseaux mesurée le long du trajet du rayon moyen (λ_0) :

$$\Delta L = L - L_0 \quad (4.52)$$

Combinant (4.51) et (4.52), ΔL s'exprime alors ainsi:

$$\Delta L = \frac{L_0 \left(\left. \frac{\partial \alpha_1}{\partial \omega} \right|_0^2 - \left. \frac{\partial \alpha_3}{\partial \omega} \right|_0^2 \right) - 2g \left. \frac{\partial i_2}{\partial \omega} \right|_0^2 - z_{rés.équ.} \left. \frac{\partial i_4}{\partial \omega} \right|_0^2}{\left(\left. \frac{\partial \alpha_1}{\partial \omega} \right|_0^2 + \left. \frac{\partial \alpha_3}{\partial \omega} \right|_0^2 \right)} \quad (4.53)$$

Le calcul de ΔL donne :

$$\Delta L = \frac{B^2}{2B(1+B)+1} \left(L_0 - 2 \frac{\cos^2(\alpha_{10})}{\cos^2(i_{10})} z_{rés.équ.} - \frac{\cos^2(\alpha_{10} - \varepsilon)}{1 - (N\lambda_0 - \sin(\alpha_{10} - \varepsilon))^2} g \right) - L_0 \quad (4.54)$$

où B est une constante vérifiant $B = \cos(\alpha_{10})/\cos(\alpha_{10} - \varepsilon) - 1$. En se limitant au deuxième ordre en ε , il vient l'expression approchée suivante :

$$\Delta L = 2L_0 \tan(\alpha_{10})\varepsilon - \left(g + 2z_{rés.équ.} \right) \frac{\sin^2(\alpha_{10})}{\cos^2(i_{10})} \varepsilon^2 \quad (4.55)$$

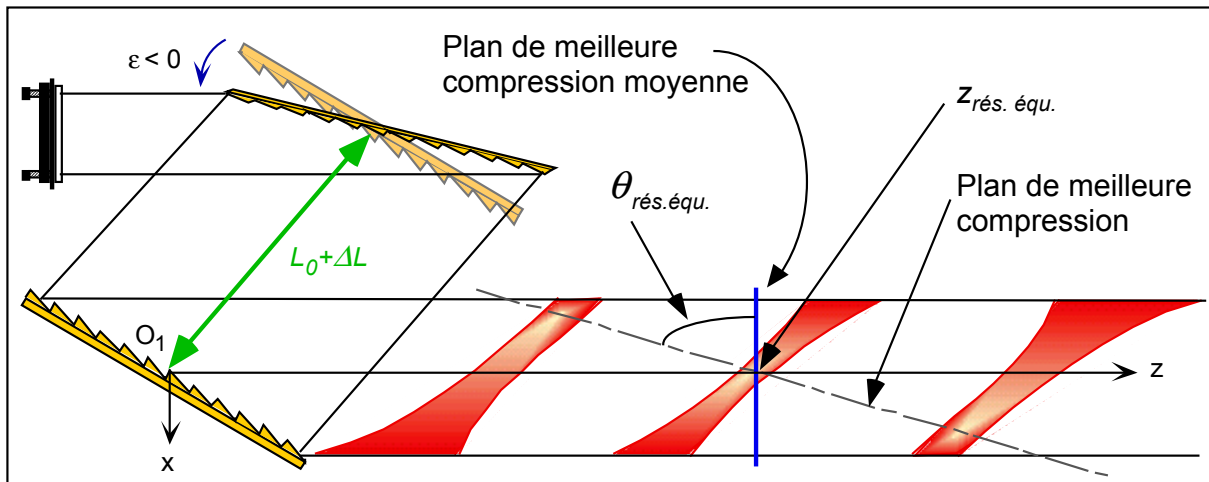


Figure 14h : Evolution spatiale de l'enveloppe de l'impulsion inhomogène lors de sa propagation. O_1z est la droite de O_1xz définissant la trajectoire du rayon central au faisceau émergent à la longueur d'onde moyenne de son spectre λ_0 . Le plan de meilleure compression est matérialisé par la droite en pointillés et définit la position du réseau équivalent à ce compresseur désaligné. L'intersection de ces deux droites, repérée par le point $z_{rés.équ.}$, donne accès à la position du plan équiphase de meilleure compression moyenne. Dans ce plan, la durée est minimum au centre de l'impulsion.

I.4.3.5 Durée de l'impulsion

En observant l'évolution spatio-temporelle de l'enveloppe de l'impulsion inhomogène sur la figure I4h, apparaît clairement la dépendance de la durée de cette impulsion avec la position du point d'observation $M(x,z)$. Si τ_0 est la durée mesurée à mi-hauteur de l'impulsion gaussienne idéalement comprimée ($\varepsilon = 0$), alors la distribution spatio-temporelle de l'intensité dans le plan O_1xz a pour expression :

$$I_{M,\varepsilon=0}(t, x, z) = |c(x, z)|^2 \exp\left(\frac{-4 \ln 2 t^2}{\tau_0^2}\right) \quad (4.56)$$

et pour le champ électrique :

$$E_{M,\varepsilon=0}(t, x, z) = c(x, z) \exp\left(\frac{-2 \ln 2 t^2}{\tau_0^2}\right) \exp(i\omega_0 t) \quad (4.57)$$

La transformée de Fourier de cette expression permet d'obtenir dans l'espace des fréquences :

$$\tilde{E}_{M,\varepsilon=0}(\omega, x, z) = \frac{c(x, z)}{\sqrt{8\pi \ln 2}} \exp\left(\frac{-(\omega - \omega_0)^2 \tau_0^2}{8 \ln 2}\right) \quad (4.58)$$

Dans le cas où le compresseur est désaligné ($\varepsilon \neq 0$), il faut alors prendre en compte le déphasage $\Phi_M(\omega, x, z)$ introduit par le réseau équivalent au compresseur :

$$\tilde{E}_{M,\varepsilon \neq 0}(\omega, x, z) = \frac{c(x, z)}{\sqrt{8\pi \ln 2}} \exp\left(\frac{-(\omega - \omega_0)^2 \tau_0^2}{8 \ln 2}\right) \exp(-i\Phi_M(\omega, x, z)) \quad (4.59)$$

Repassant dans l'espace des temps, l'expression du champ devient :

$$E_{M,\varepsilon \neq 0}(t, x, z) = c'(x, z) \exp\left(\frac{-2 \ln 2 t^2}{\tau(x, z)^2}\right) \exp(i\omega_0 t) \quad (4.60)$$

où $c'(x, z)$ est une fonction complexe de x et z tandis que $\tau(x, z)$ est la durée de l'impulsion :

$$\tau(x, z)^2 = \tau_0^2 \left(1 + \left(4 \ln 2 \frac{d^2 \Phi_M}{d\omega^2} \Big|_0 (x, z) / \tau_0^2 \right)^2 \right) \quad (4.61)$$

Il y a donc clairement variation de la durée de l'impulsion émergeant du compresseur avec la position de $M(x, z)$. Tentons de la quantifier. En utilisant (4.51), la dérivée seconde de la phase en ω_0 prend pour expression :

$$\frac{d^2 \Phi_M}{d\omega^2} \Big|_0 = \frac{\omega_0 (z_{rés.équ.} - z)}{c} \left(\frac{\partial i_4}{\partial \omega} \Big|_0 \right)^2 + \frac{x}{c} \left[2 \frac{\partial i_4}{\partial \omega} \Big|_0 + \omega_0 \frac{\partial^2 i_4}{\partial \omega^2} \Big|_0 \right] \quad (4.62)$$

Soit un point quelconque de l'espace $M(x, z)$. Pour cette abscisse x , il n'existe qu'une cote $z_{x,\Delta L}$ telle que le point $R(x, z_{x,\Delta L})$ satisfasse (4.49), ce qui signifie qu'il appartient au réseau équivalent. On trouve en combinant (4.49) et (4.51) :

$$z_{x,\Delta L} = z_{rés.équ.} + \frac{x}{\omega_0} \frac{2 \frac{\partial i_4}{\partial \omega} \Big|_0 + \omega_0 \frac{\partial^2 i_4}{\partial \omega^2} \Big|_0}{\left(\frac{\partial i_4}{\partial \omega} \Big|_0 \right)^2} \quad (4.63)$$

Soit z_0 la distance, mesurée le long de Oz, entre le point $R(0, z_{rés.équ.})$ du réseau équivalent et celui pour lequel la durée de l'impulsion est multipliée par $\sqrt{2}$:

$$z_0 = \frac{\tau_0^2 \lambda_0}{8\pi \ln 2} \left/ \left(\left. \frac{\partial i_4}{\partial \omega} \right|_0 \right)^2 \right. \quad (4.64)$$

La durée de l'impulsion en un point quelconque $M(x, z)$ de l'espace prend donc pour expression :

$$\tau(x, z)^2 = \tau_0^2 \left(1 + \left(\frac{z - z_{x,\Delta L}}{z_0} \right)^2 \right) \quad (4.65)$$

Il est aisé de vérifier que pour $z = z_{x,\Delta L} \pm z_0$, (4.65) donne :

$$\tau = \tau_0 \sqrt{2} \quad (4.66)$$

z_0 est donc l'équivalent d'une longueur de Rayleigh. Il ne s'agit pas ici de quantifier la divergence spatiale d'un faisceau gaussien mais bien la « divergence temporelle » d'une impulsion brève gaussienne ; autrement dit la rapidité avec laquelle la durée de l'impulsion s'allonge lorsque l'on s'éloigne du plan de meilleure compression (réseau équivalent). Remarquons par ailleurs que z_0 ne dépend que de ε (via i_4). Autrement dit, le fait de changer la distance inter-réseaux L n'agit pas sur la vitesse de variation de la durée d'impulsion. Cette opération ne fait que translater longitudinalement le plan de meilleure compression.

I.4.3.6 Validité du modèle

Le modèle utilisé au cours de ce chapitre est basé sur la décomposition en ondes planes du champ électrique. Ceci implique :

- d'une part, que la dimension transverse du faisceau reste grande devant l'étalement transverse provoqué par la dispersion angulaire,
- et, d'autre part, que les effets de diffraction sont négligeables sur la distance de propagation.

Si Δi_4 représente l'angle total de dispersion, \varnothing la dimension du faisceau et z la distance de propagation, la première condition se traduit par :

$$\varnothing \gg z \Delta i_4 \quad (4.67)$$

A.N. : Pour la chaîne 100 TW du *LULI* : $\Delta i_4 = 6.29.10^{-4}$ rad, $\varnothing = 87$ mm et $z = 5$ m au maximum ; ce qui donne : $z \Delta i_4 = 3,1$ mm.

La deuxième condition suppose que la distance z de propagation est négligeable devant la distance de Rayleigh associée à la dimension du faisceau, soit :

$$z \ll z_R = \frac{\pi}{\lambda_0} \varnothing^2 \quad (4.68)$$

A.N. : Pour la chaîne 100 TW du *LULI* : $\lambda_0 = 1,057$ μm , soit $z_R = 22,5$ km.

I.5 L'expérience Laser X

I.5.1 Introduction

Au cours des paragraphes précédents, le système de focalisation (cf. chapitre I3) a été défini. Par ailleurs, la technique à suivre pour configurer le compresseur afin que la chaîne CPA puisse délivrer des impulsions inhomogènes sub-picosecondes a été décrite. Il s'agit ici de présenter l'association des deux systèmes et notamment de montrer que le dispositif de focalisation définit complètement les valeurs de rotation ε et translation ΔL à appliquer au compresseur.

Par ailleurs, les prédictions théoriques sont validées à l'aide de deux diagnostics permettant d'avoir accès aux propriétés intrinsèques des impulsions inhomogènes :

- une caméra à balayage fente ultra-rapide, couplée à des fibres optiques, permet de mesurer le retard transverse des impulsions.

- un autocorrélateur monocoup [5.1] permet d'étudier la variation spatiale de la durée des impulsions inhomogènes.

I.5.2 Le schéma expérimental

Les caractéristiques du faisceau de pompe utilisé pour l'expérience laser X sont :

Longueur d'onde centrale :	$\lambda_0 = 1,057 \mu\text{m}$
Largeur spectrale à mi-hauteur d'un profil considéré gaussien :	$\Delta\lambda = 6,5 \text{ nm}$
Diamètre du faisceau considéré comme ayant un profil carré :	$\varnothing = 87 \text{ mm}$
Durée de l'impulsion étirée mesurée à mi-hauteur :	$\tau_I = 450 \pm 20 \text{ ps}$
Durée de l'impulsion comprimée mesurée à mi-hauteur :	$\tau_0 = 330 \pm 20 \text{ fs}$

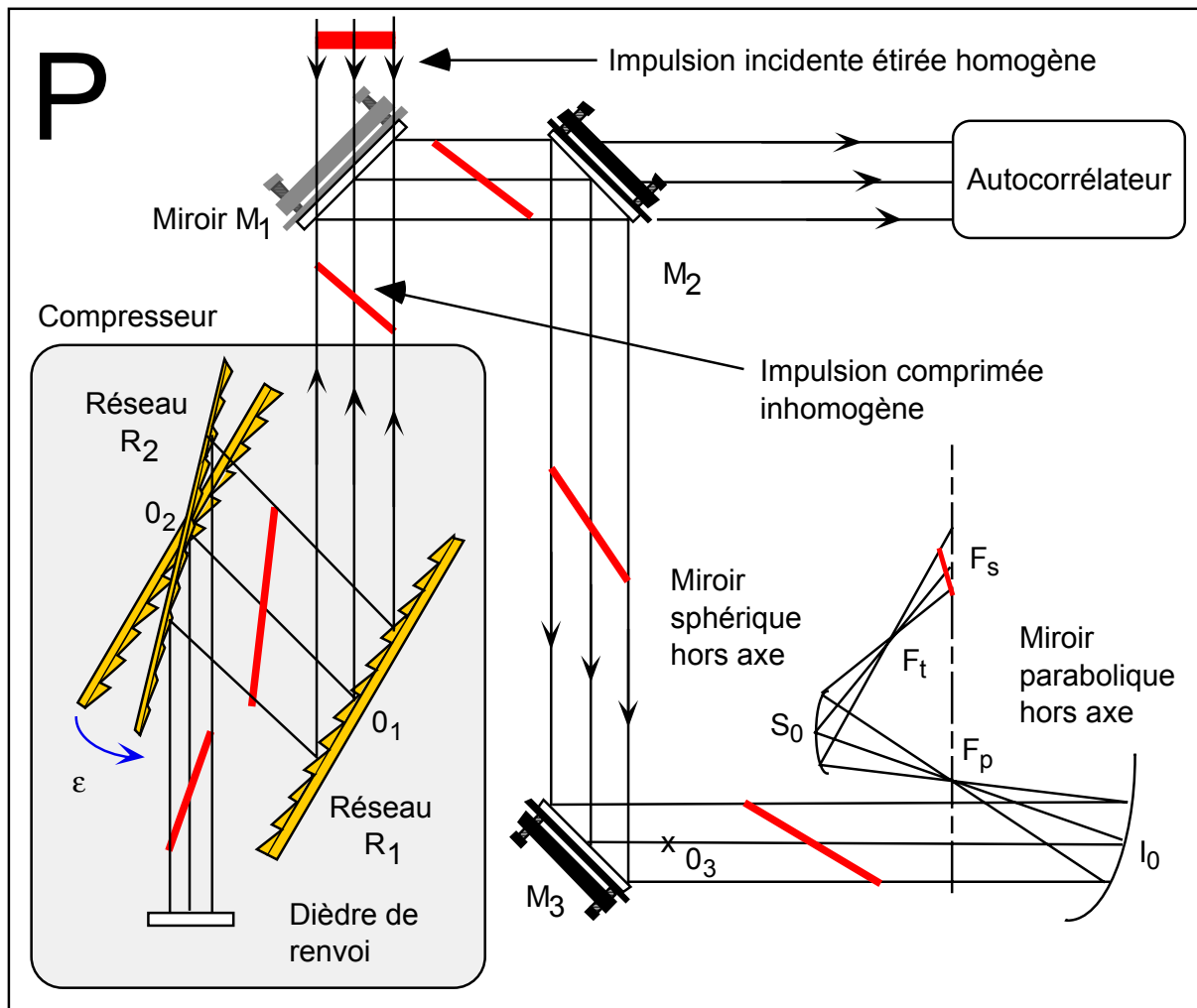


Figure 15a : Schéma expérimental de l'expérience laser X. Le trajet du faisceau est matérialisé par le rayon central et les rayons latéraux. Les fronts d'énergie des impulsions apparaissent comme des segments inclinés. L'impulsion étirée (τ_1) homogène passe au dessus du miroir M_1 puis est comprimée en une impulsion brève (τ_0) inhomogène par le compresseur. Le dièdre de renvoi de celui-ci abaisse le faisceau de 10 cm afin qu'après compression l'impulsion soit redirigée vers le système de focalisation via M_1 puis M_2 et M_3 . Une faible partie de l'énergie est prélevée au travers de M_2 afin de mesurer les variations transverse et longitudinale de la durée de l'impulsion inhomogène.

Les caractéristiques du compresseur (figure 15b) sont :

Dimensions :	200 mm x 300 mm pour R_1 200 mm x 400 mm pour R_2
Densité de traits des réseaux :	$N = 1740 \text{ mm}^{-1}$
Angle de Littrow :	$\alpha_{\text{Littrow}} = \arcsin(\lambda_0/2d) = 66,87^\circ$
Angle d'incidence :	$i_{10} = 72,5^\circ$
Distance inter-réseaux mesurée le long de la trajectoire du faisceau à λ_0 :	$L_0 = 1 \text{ m}$
Distance Réseau 2 - Dièdre :	$g = 700 \text{ mm}$

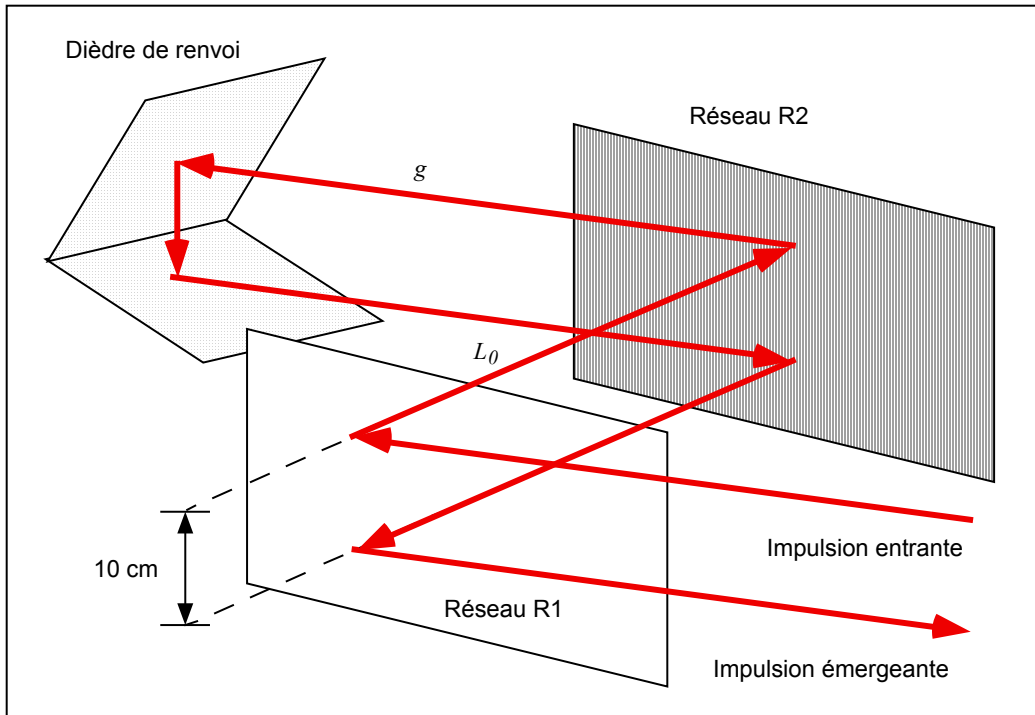


Figure I5b : Vue en trois dimensions du chemin parcouru par l'impulsion lors de sa traversée du compresseur. Le miroir de renvoi est un dièdre afin de pouvoir abaisser le faisceau pour séparer les impulsions entrantes et émergentes.

Le rôle du dispositif de focalisation ne se limite pas seulement à l'obtention d'une ligne focale dans le plan tangentiel **P** comme il a été montré au chapitre I3. La figure I5c montre que ce système joue aussi un rôle imageur dans ce même plan. Les points conjugués dont il est question sont O_3 et F_s . F_s est donc l'image tangentielle paraxiale de O_3 .

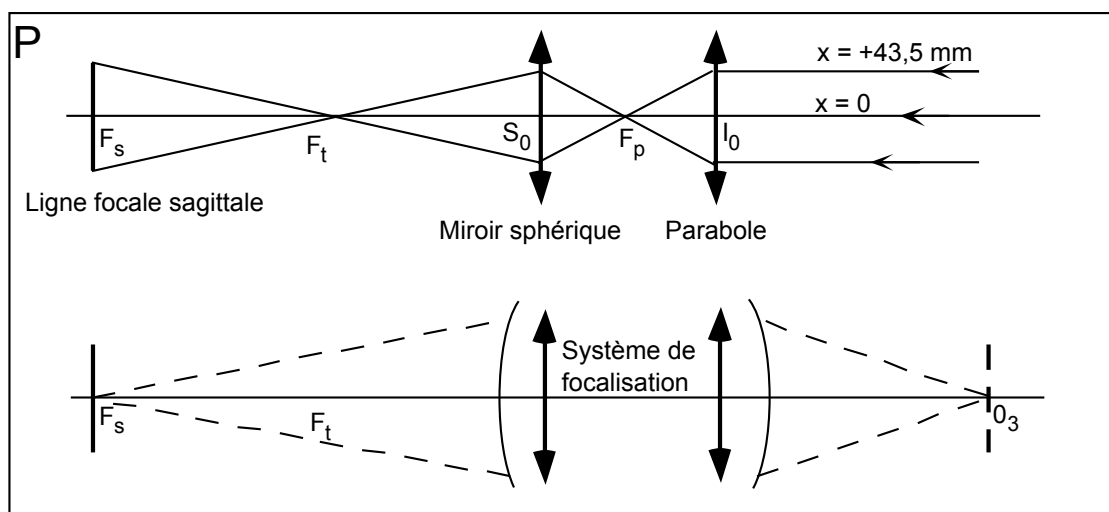


Figure I5c : Vue dépliée du système de focalisation. Le point F_s est l'image de O_3 .

Connaissant les cotes de tous les points de l'axe optique ($x = 0$) représentés sur cette figure, la valeur de la distance entre la parabole et O_3 est :

$$\overline{O_3 I_0} = 2414 \text{ mm} \quad (5.1)$$

Par ailleurs, la distance entre la parabole et le réseau R_1 est :

$$\overline{O_1 I_0} \approx 5130 \pm 50 \text{ mm} \quad (5.2)$$

Il conviendra donc d'ajuster la distance inter-réseau L à l'aide du paramètre ΔL afin d'avoir :

$$z_{rés.équ.} = \overline{O_1 O_3} = \overline{O_1 I_0} - \overline{O_3 I_0} = 2716 \pm 50 \text{ mm.} \quad (5.3)$$

où l'erreur sur $\overline{O_3 I_0}$ est considérée comme négligeable devant celle sur $\overline{O_1 I_0}$.

I.5.3 Configuration expérimentale du compresseur

I.5.3.1 Choix de l'angle de l'impulsion inhomogène

La courbe $t_{foc.}(x)$ de la figure I3c du chapitre I3 est représentée sur la figure I5d avec un système d'abscisses différent. Ici, x se réfère à la position d'un rayon sur le faisceau émergent du compresseur et non plus sur la ligne focale.

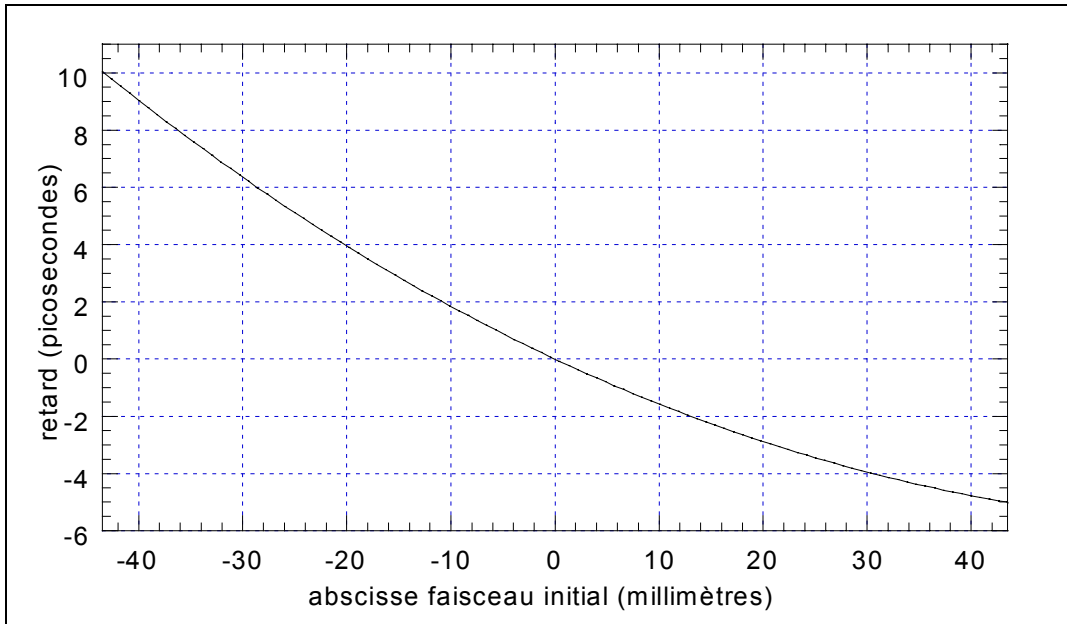


Figure 15d : Retard temporel $t_{foc}(x)$ sur la ligne focale, par rapport au rayon moyen, d'un rayon du faisceau en fonction de sa position radiale repérée sur le faisceau ($\varnothing = 87$ mm) en sortie de compresseur.

La longueur de la ligne focale sagittale retenue lors de l'expérience laser X est $l_f = 15,1$ mm avec un écart temporel du dépôt d'énergie entre les extrémités de cette ligne égal à $\Delta\tau_{foc} = 15,1$ ps. La durée $\Delta\tau_{transit}$ mise pour parcourir l_f est donc égale à :

$$\Delta\tau_{transit} = l_f / c = 50,4 \text{ ps.} \quad (5.4)$$

Il apparaît donc nécessaire de créer une impulsion inhomogène ayant un retard intrinsèque bord à bord $\Delta\tau_{impulsion}$ tel que :

$$\Delta\tau_{impulsion} = \Delta\tau_{transit} - \Delta\tau_{foc}. \quad (5.5)$$

L'angle $\theta_{inh.}$ entre le plan équi-amplitude et le plan équi-phase vérifie donc :

$$\tan(\theta_{inh.}) = \frac{\Delta\tau_{impulsion} / c}{\varnothing} \quad (5.6)$$

La dépendance de cet angle avec le non-parallélisme des réseaux ε a été calculé en (4.42) et est rappelé ici :

$$\tan(\theta_{inh.}) = \frac{2\lambda_0 N}{\cos(i_1)} \left(\frac{\cos(\alpha_{10})}{\cos(\alpha_{10} - \varepsilon)} - 1 \right) \quad (4.42)$$

La figure I5e montre la variation de l'angle de l'onde inhomogène $\theta_{inh.}$ en fonction du non-parallélisme des réseaux ε en tenant compte des caractéristiques du compresseur (§ I52). Pour des valeurs faibles de ε , l'équation peut être approchée par $\theta_{inh.} \approx -23,81 \varepsilon$.

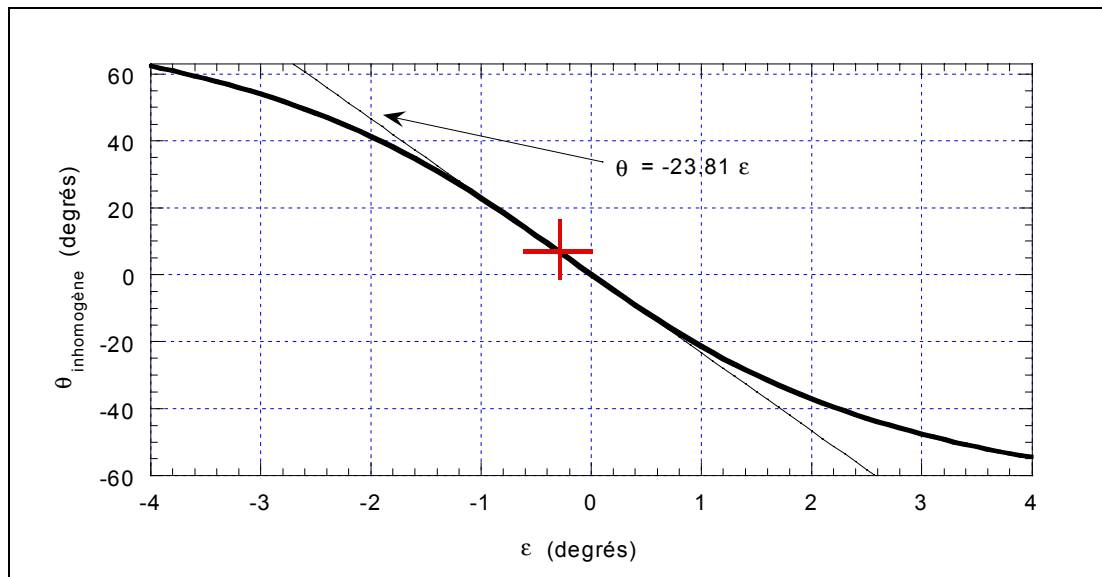


Figure I5e : Angle de l'onde inhomogène θ_{inh} en fonction de l'angle ε entre les réseaux. Les angles sont exprimés en degrés, la longueur d'onde moyenne est de 1057 nm, l'angle d'incidence du faisceau est de 72,5° et la densité de traits sur les réseaux est de 1740 mm⁻¹. La croix représente le point de fonctionnement satisfaisant (5.6).

L'angle ε , vérifiant (5.6), est :

$$\varepsilon = -0,296^\circ \quad (5.7)$$

ce qui donne, pour l'impulsion inhomogène, la pente :

$$\theta_{inh.} = +6,94^\circ \quad (5.8)$$

La figure I5f donne l'allure du retard temporel total :

$$t_{total}(x) = t_{foc.}(x) + t_{impulsion}(x) \quad (5.9)$$

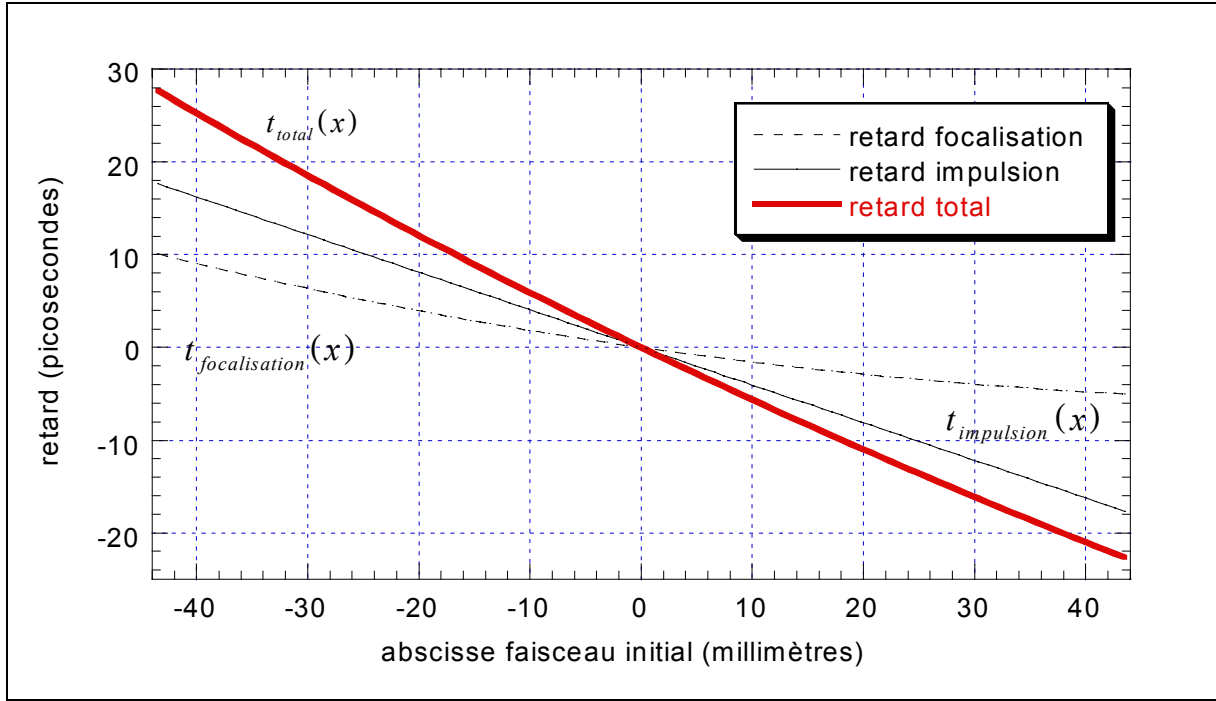


Figure I5f : Retards temporels $t_{impulsion}(x)$, $t_{foc}(x)$ et $t_{total}(x)$ sur la ligne focale, par rapport au rayon moyen, d'un rayon du faisceau en fonction de sa position radiale (repérée sur le faisceau TW en sortie de compresseur $\varnothing = 87$ mm).

Il est utile d'un point de vue expérimental d'évaluer $\Delta\varepsilon$, la précision requise sur ε . Pour ce faire, il suffit de calculer son influence sur $\Delta\tau_{impulsion}$, l'écart temporel maximal de l'impulsion inhomogène mesuré entre les rayons extrêmes latéraux du faisceau :

$$\Delta\tau_{impulsion} = t_{impulsion}(\varnothing/2) - t_{impulsion}(-\varnothing/2) \quad (5.10)$$

Soit V , la variation de $\Delta\tau_{impulsion}$ autour de sa valeur nominale. Elle vérifie :

$$V = \frac{\partial\Delta\tau_{impulsion}}{\partial\varepsilon} \Delta\varepsilon \quad (5.11)$$

soit, en utilisant (4.42) et (5.6) :

$$V = \frac{2\varnothing c \lambda_0 N \cos(\alpha_{10}) \Delta \varepsilon}{\cos(i_1)} \frac{\partial}{\partial \varepsilon} \left(\frac{1}{\cos(\alpha_{10} - \varepsilon)} \right) \quad (5.12)$$

Prenant en compte les valeurs numériques des variables répondant aux conditions expérimentales, cette relation devient (avec V en picosecondes et $\Delta \varepsilon$ en degrés) :

$$V = 121 \Delta \varepsilon \quad (5.13)$$

L'écart temporel total étant d'environ 50 ps (cf. équation 5.4), une erreur $V = 500$ fs (1%) est acceptable. Par conséquent, la précision demandée sur le désalignement du compresseur ($\varepsilon = -0.296^\circ$) est donc :

$$\Delta \varepsilon = 0,004^\circ \quad (5.14)$$

ce qui est aisément atteint avec les platines de rotation des réseaux du compresseur dont la précision est de $0,001^\circ$.

Dispositif de mesure des impulsions inhomogènes

La vérification de ces résultats prédits par les calculs théoriques est assurée à l'aide d'un dispositif expérimental de mesure de l'impulsion inhomogène (figure I5g).

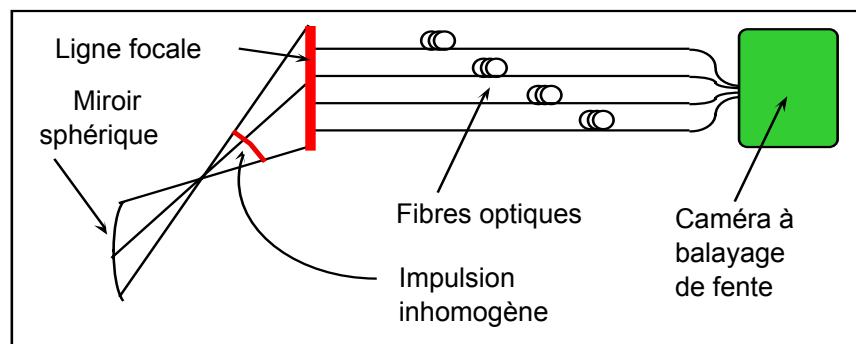


Figure I5g : Dispositif expérimental de mesure de l'impulsion inhomogène. Chacun des rayons du faisceau se focalisant sur la ligne focale arrive avec un retard différent. Cette information est transportée par des fibres optiques vers la fente d'entrée d'une caméra à balayage de fente.

Il repose sur l'utilisation d'une série de fibres optiques de deux mètres de longueur solidaires à leurs extrémités et espacées de 2,5 mm. L'une des extrémités est placée le long de la ligne focale et l'autre à l'entrée de la fente d'une caméra à balayage de fente. Cette caméra ultra-rapide est conçue pour travailler dans l'infrarouge et sa résolution est sub-picoseconde. La figure I5h montre une image obtenue avec ce dispositif. L'analyse de ces images nécessite de prendre en compte non seulement les défauts de linéarité de la caméra mais aussi les longueurs relatives des fibres.

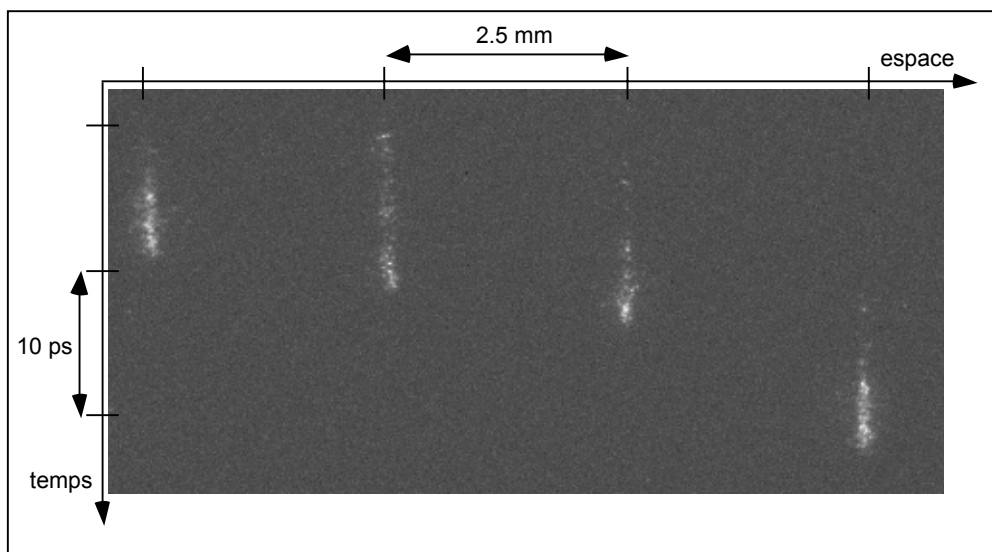


Figure I5h : Image obtenue par la caméra à balayage de fente. Les traces temporelles de quatre impulsions apparaissent.

Leur calibration en longueur est effectuée à l'aide d'une impulsion homogène. Afin de comparer deux à deux toutes les fibres, plusieurs tirs lasers sont nécessaires. Pour chaque nouveau tir, l'extrémité des fibres est déplacée de 2,5 mm le long de la ligne focale. L'impulsion de pompe inhomogène possède une durée inférieure à la picoseconde (résolution de la caméra). En sortie de fibre, cette durée est allongée à cause de la dispersion lors de la propagation à travers 2 mètres de verre.

Notons, enfin, qu'il se révèle en pratique difficile de coupler l'énergie du laser simultanément dans toutes les fibres en conservant le plan commun de leurs extrémités P_f dans celui de la ligne focale. L'angle d'incidence d'un rayon du laser focalisé varie en effet d'un bord à l'autre de la ligne focale. L'efficacité de couplage est améliorée en faisant subir une rotation à P_f de manière à ce que le rayon central du laser soit en incidence normale avec ce plan (figure I5i).

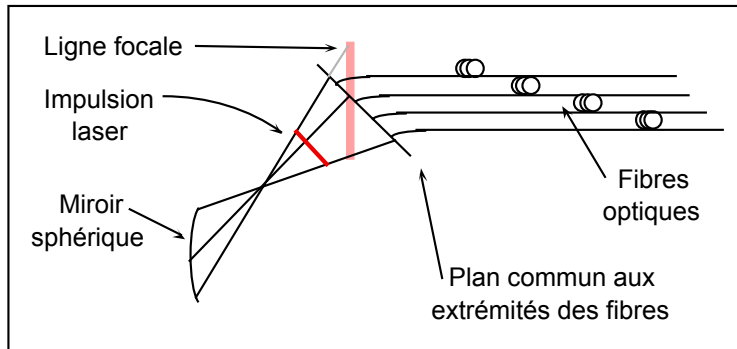


Figure I5i : Configuration expérimentale permettant la calibration des fibres optiques. Le plan commun de l'extrémité des fibres n'est plus parallèle à la ligne focale. Ainsi l'énergie du laser est mieux couplée aux fibres.

Vérification des prédictions théoriques

Trois vérifications expérimentales sont effectuées en faisant varier le parallélisme ε des réseaux du compresseur (figure I5j).

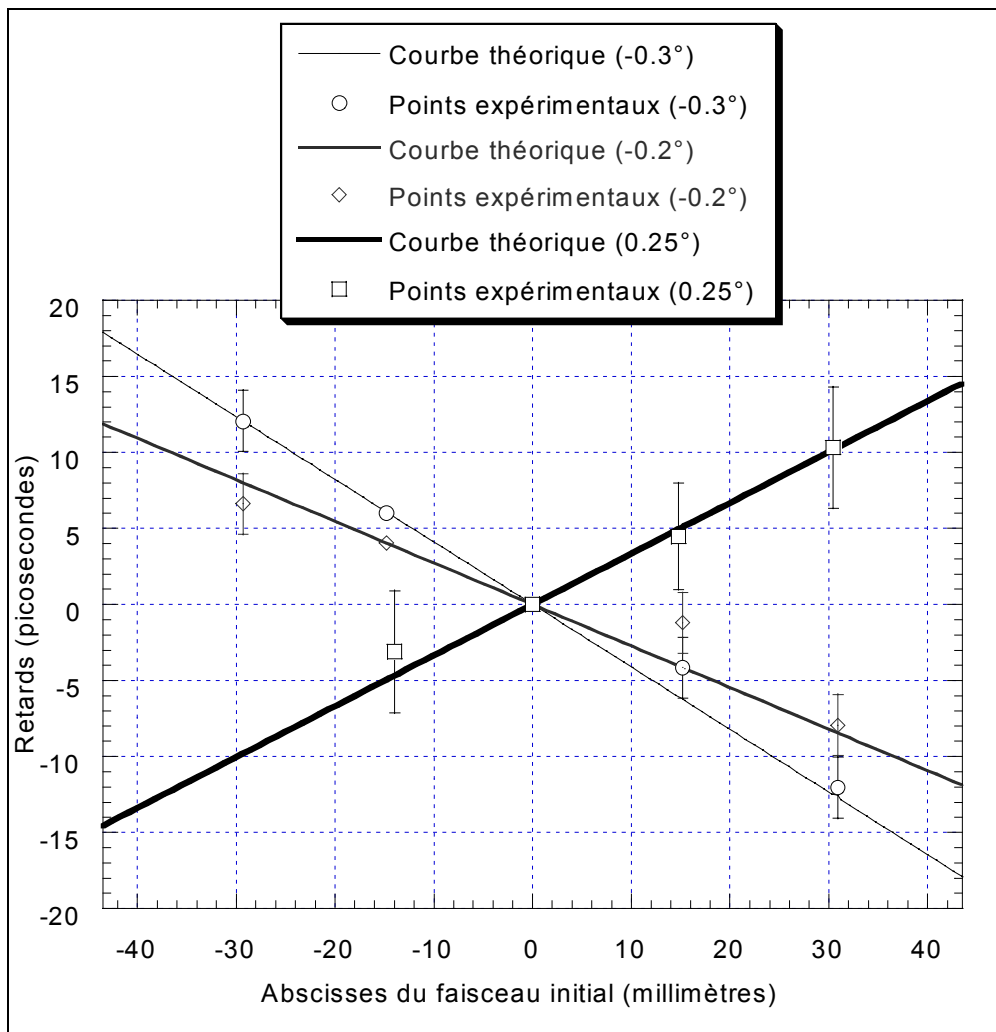


Figure I5j : Courbes théoriques $t_{impulsion}(x)$ et points de mesure expérimentaux pour trois configurations différentes du compresseur ($\varepsilon = -0,3^\circ$, $-0,2^\circ$ et $+0,25^\circ$).

Pour chacune des trois configurations ($\varepsilon = -0,3^\circ$, $-0,2^\circ$ et $+0,25^\circ$), quatre traces apparaissent sur une image de la caméra. Elles permettent d'avoir accès à trois mesures relatives qui sont représentées sur la figure par les points munis de barres d'erreurs (l'erreur d'abscisse est négligeable), les points sans barre étant ceux choisis comme référence. Les trois droites représentent la dépendance théorique du retard avec la position du rayon dans le faisceau avant sa focalisation. Elles résultent de l'équation (4.42).

Une première expérience a permis de mesurer $t_{impulsion}(x)$ en $x = -29, -14, 0, +15$ et $+30,5$ mm pour deux valeurs négatives différentes de ε (\circ et \diamond). La seconde expérience a permis d'évaluer $t_{impulsion}(x)$ en $x = -13, 0, +15,5$ et $+31$ mm (\square). Huit des neuf points expérimentaux corroborent les prédictions du modèle développé dans ce chapitre. Ces résultats permettent notamment de valider l'équation (4.42).

I.5.3.2 Plan de meilleure compression

Comme annoncé au paragraphe I434 l'angle $\theta_{rés.équ.}$ du plan de meilleure compression est proche de 90° dans la configuration expérimentale. La figure I5k en donne sa variation avec ε .

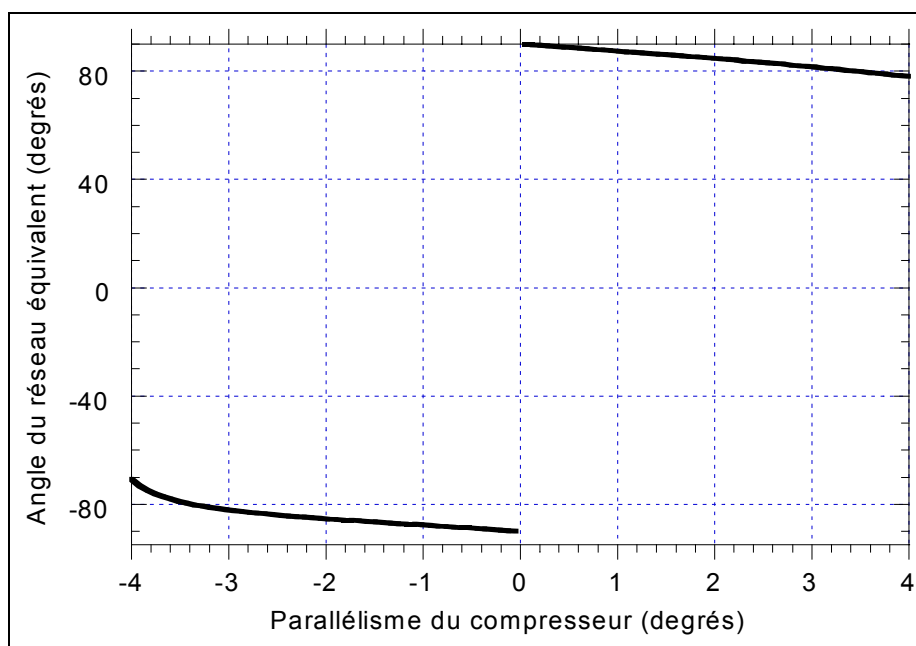


Figure I5k : Variation de l'angle $\theta_{rés.équ.}$ du plan de meilleure compression avec ε . Cet angle est aussi appelé l'angle du réseau équivalent.

Il est possible de vérifier sur cette figure que, lorsque $\varepsilon = 0$, c'est à dire lorsque le compresseur est parfaitement aligné, alors $\theta_{rés.équ.} = \pm 90^\circ$. Autrement dit, tout se passe alors comme si le faisceau se *propageait* le long du réseau équivalent virtuel. Ce résultat est naturel puisqu'il signifie simplement que dans ce cas, la compression est parfaite quel que soit le point $M(x,z)$. C'est bien le rôle d'un compresseur correctement aligné. Ayant $\varepsilon = -0,296^\circ$ (5.7) dans la configuration expérimentale, la valeur précise de l'angle du plan de compression est donc $\theta_{rés.équ.} = -89,3^\circ$. Ce plan ne peut donc pas être imagé sur la ligne focale par le système catoptrique utilisé. Il faut donc se contenter d'imager le plan **équi-phase de meilleure compression moyenne** (cf. § I434). Cette opération s'effectue en ajustant la distance inter-réseaux L . Compte tenu des données expérimentales, l'équation (4.53) donne :

$$\Delta L = -15,3 \text{ mm} \quad (5.15)$$

ΔL n'est calculée qu'à la première décimale car une erreur de 1/10 de millimètres sur ΔL n'équivaut qu'à une erreur d'environ 20 centimètres sur $z_{rés.équ.}$ (figure I5I).

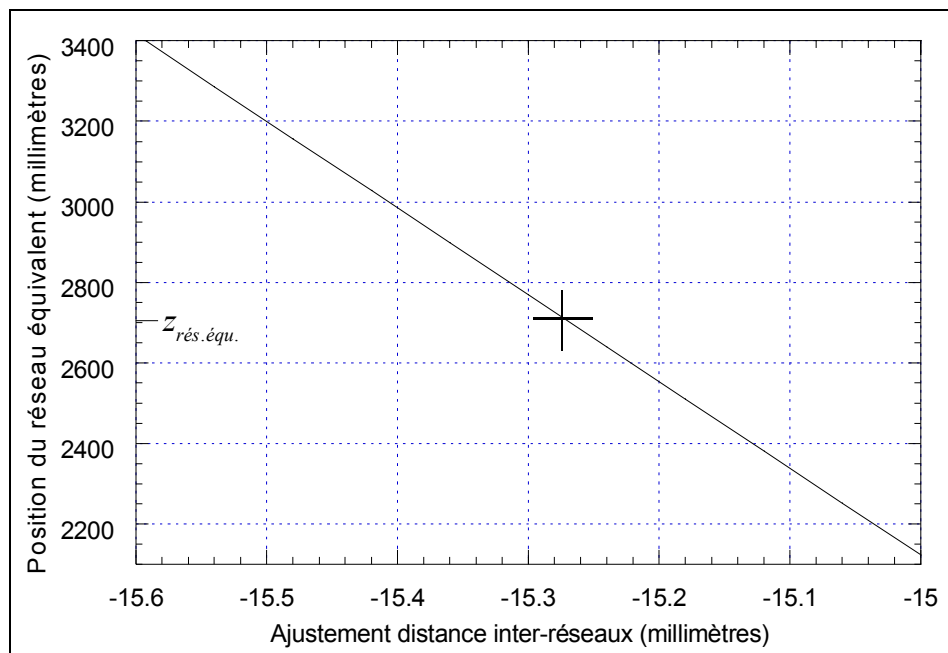


Figure I5I : Variation de $z_{rés.équ.}$ avec ΔL . La croix permet de localiser le point de fonctionnement : $z_{rés.équ.} = 2716 \text{ mm}$ et $\Delta L = -15,27 \text{ mm}$.

Ceci n'est pas vraiment critique dans la mesure où ce qui importe n'est pas tant la précision sur $z_{rés.équ.}$ que celle sur la durée d'impulsion au niveau de la ligne focale. Montrons que la variation de cette durée est faible le long de l'axe de propagation z et que 20 centimètres n'entraînent pas de variations détectables de τ . Pour ce faire, utilisons l'équation (4.65) du paragraphe I435 qui donne la dépendance transverse de la durée de l'impulsion émergeant du compresseur. Ses prédictions sont confrontées à l'expérience grâce à une série de mesures obtenue à l'aide d'un autocorrélateur monocoup, et ce pour deux configurations du compresseur. La durée de l'impulsion est mesurée en trois positions radiales différentes ($x = -37,5$ mm, $x = 0$ mm et $x = +37,5$ mm) et dans deux plans équi-phases différents ($z = 1760$ mm et $z = 2700$ mm). La durée initiale de l'impulsion comprimée avant désalignement du compresseur est : $\tau_0 = 330 \pm 20$ fs.

La 1^{ère} expérience consiste à mesurer la variation transverse de la durée d'impulsion pour un plan d'observation différent du plan équi-phase de meilleure compression moyenne. La distance entre le réseau R_2 et le plan d'observation est 1760 ± 50 mm tandis que ε vaut -0.296° . Ces mesures sont présentés sur la figure I5m.

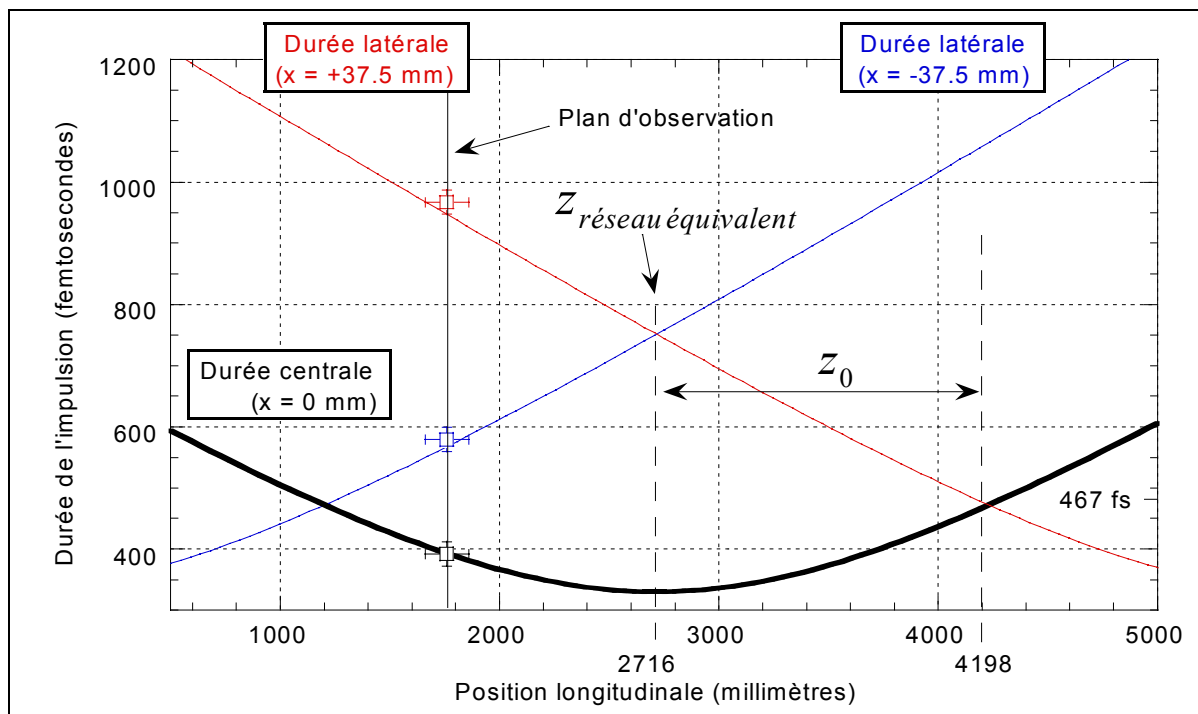


Figure I5m : Les trois courbes représentent la variation longitudinale de la durée de l'impulsion inhomogène pour trois rayons ($x = 0, \pm 37,5$ mm). Trois points expérimentaux sont représentés. Ils résultent de mesures effectuées dans un plan situé en amont du plan équi-phase de meilleure compression moyenne repéré par $z_{rés.équ.}$. La longueur de Rayleigh z_0 est d'environ 1480 mm.

Chacun des trois points expérimentaux est obtenu en effectuant une moyenne sur une série de mesures de durée d'impulsion. A partir de cette courbe, il est aussi possible d'observer qu'une erreur de 24 cm sur $z_{rés.équ.}$ a pour conséquence un allongement de la durée d'impulsion de 20 fs sur les côtés du faisceau et d'environ 1 fs au centre. Ces chiffres sont à comparer avec la précision sur la mesure par autocorrélation qui est d'environ ± 20 fs . Une erreur de 0,1 mm sur ΔL (20 cm sur $z_{rés.équ.}$) est donc acceptable. Par ailleurs, la longueur de Rayleigh z_0 définie par l'équation (4.64) est d'environ 1480 mm. Au point de cote 2716+1482 = 4198 mm, la durée de l'impulsion (évaluée au centre) est bien de $330\sqrt{2}$ fs = 467 fs (330 fs étant la durée de l'impulsion idéalement comprimée).

Lors de la 2^{nde} expérience (figure I5n), la variation transverse de la durée d'impulsion est mesurée dans le plan équi-phase de meilleure compression moyenne. La distance entre le réseau R_2 et le plan d'observation est 2700 ± 50 mm tandis que ε vaut $-0,2^\circ$.

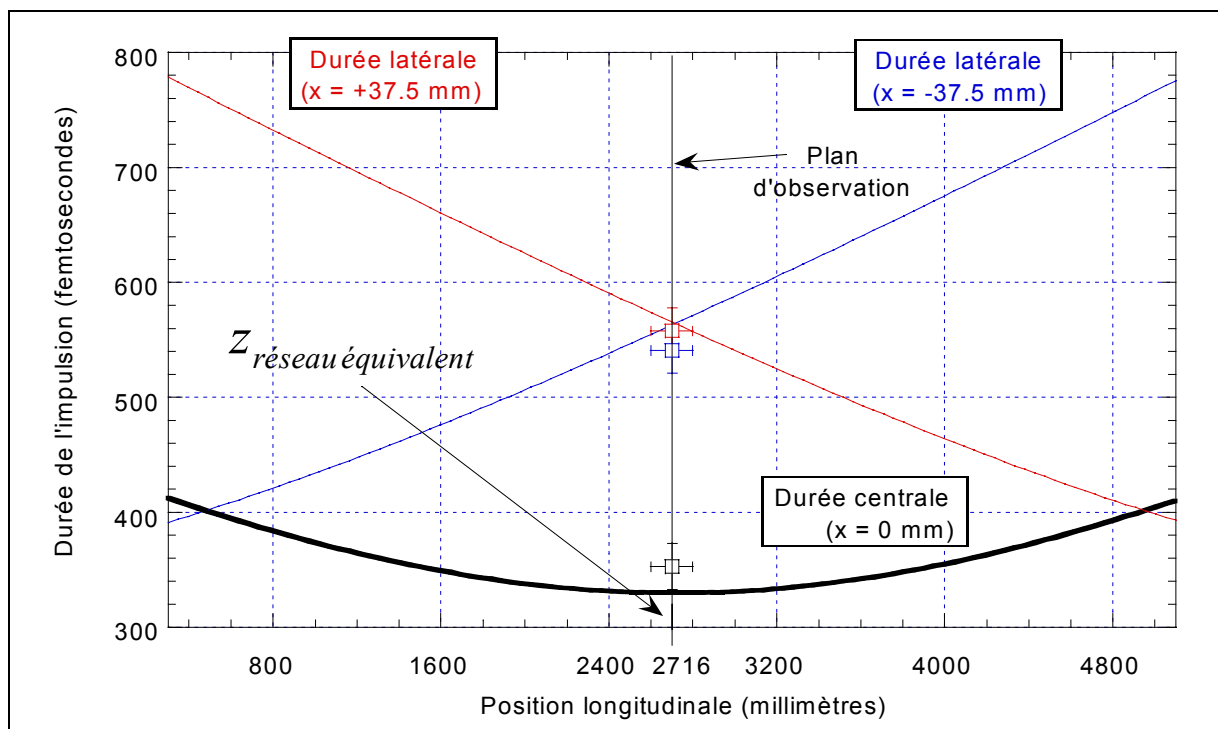


Figure I5n : Les trois courbes représentent la variation longitudinale de la durée de l'impulsion inhomogène pour trois rayons ($x = 0, \pm 37.5$ mm). Les trois points expérimentaux représentés résultent de mesures effectuées dans le plan équi-phase de meilleure compression moyenne repéré par $z_{rés.équ.}$.

Afin d'évaluer la durée de l'impulsion le long de la ligne focale, ces même trois points expérimentaux sont représentés sur la figure I5o où l'observation se fait maintenant dans le plan de meilleure compression moyenne et non plus le long de l'axe de propagation Oz.

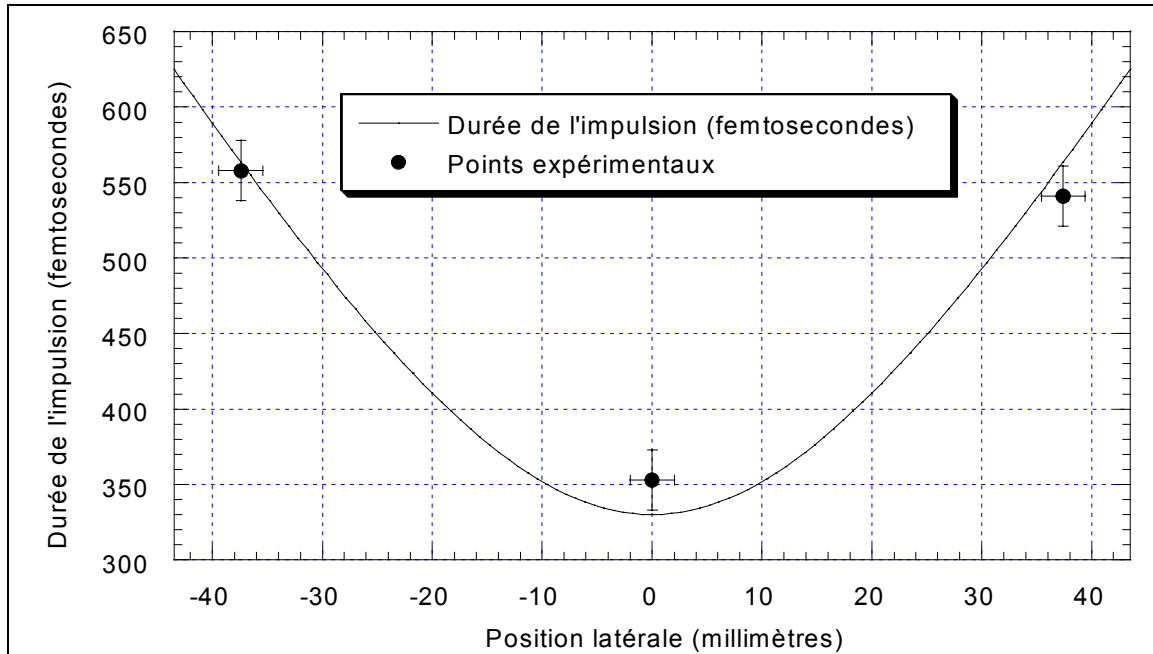


Figure I5o : Cette courbe représente la variation transverse de la durée de l'impulsion inhomogène pour trois rayons ($x = 0, \pm 37,5$ mm). Trois points expérimentaux sont représentés. Ils résultent de mesures effectuées dans le plan équi-phase de meilleure compression.

I.6 Conclusion

Pour une étude théorique et détaillée de l'expérience laser X dans son ensemble, le lecteur se référera aux travaux de thèse de D. Ros [2.4]. Je ne présente ici que les résultats les plus marquants liés à l'effet de l'impulsion inhomogène. Le schéma de cette expérience est donné par la figure I6a. Le plasma étant un milieu très dense (pouvant atteindre plusieurs fois la densité du solide) et très chaud (typiquement 1 keV soit 10^6 °C, il se détend brutalement dans le vide. Cette détente engendre des gradients de densité électronique et donc des gradients d'indice optique. Le milieu amplificateur d'un laser X est très fortement réfractif et l'impulsion X le traversant sera donc réfractée en dehors de la zone de gain. L'équipe du LSAI, ayant longtemps été confrontée à ce problème, a choisi d'utiliser une technique qui a

montré son efficacité. En faisant précéder l'impulsion de pompe principale (5 J) par une pré-impulsion de faible énergie (quelques mJ), les gradients de densité sont notablement réduits et le laser X peut être amplifié sur toute la longueur de la cible. Cette paire d'impulsions est sub-nanoseconde.

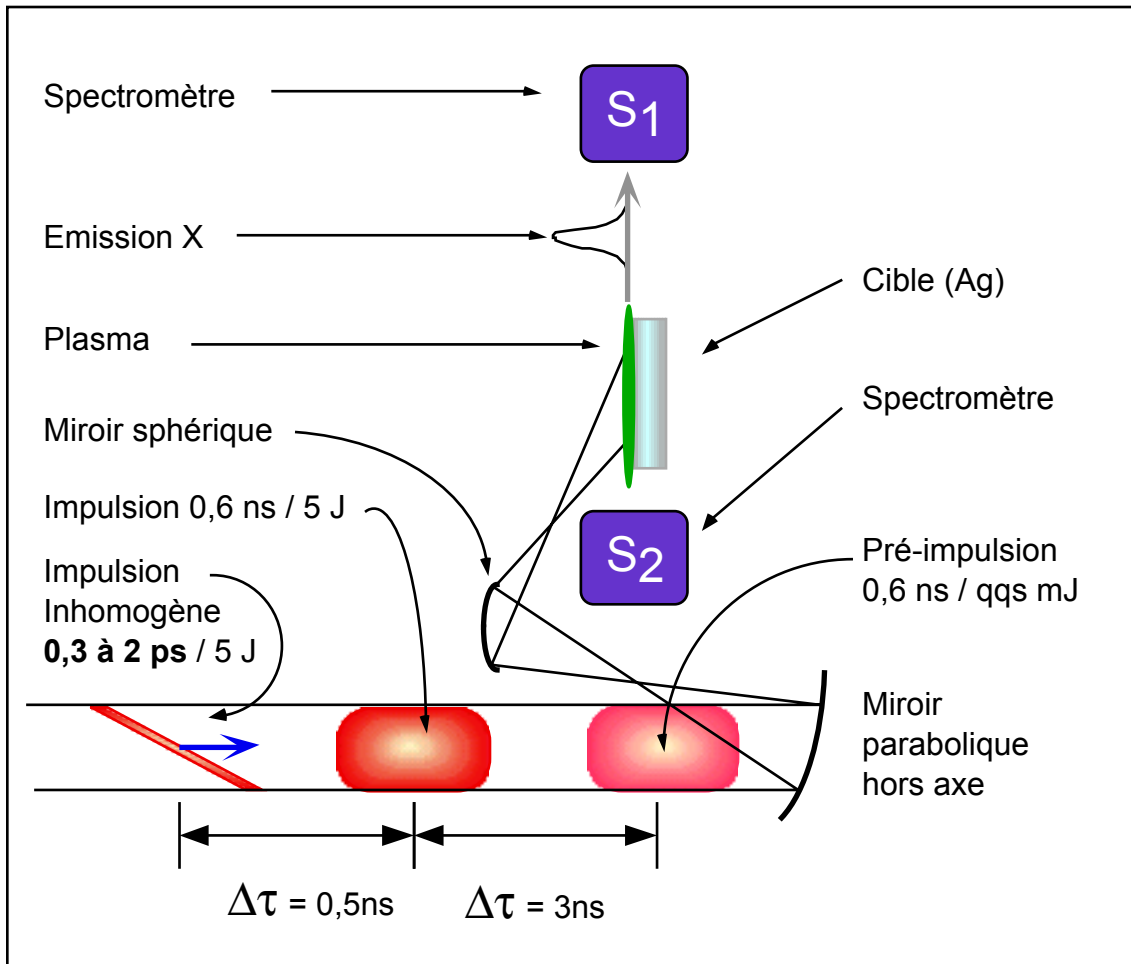


Figure I6a : Schéma de l'expérience laser X. Le pompage hybride retenu nécessite trois impulsions lasers (en grisé). L'impulsion X est en blanc. Deux spectromètres, S1 et S2, permettent de résoudre son intensité angulairement et spectralement.

Les mesures d'émission X sont obtenues à l'aide de deux spectromètres intégrés en temps, S1 et S2, placés en vis-à-vis le long de la ligne focale [5.2]. S1 collecte les photons laser X émis dans le sens du dépôt de l'énergie de l'impulsion inhomogène, tandis que S2 collecte les photons émis dans le sens opposé suivant la même direction.

Lorsque le pompage est effectué avec une impulsion inhomogène dont la durée varie entre 350 et 550 fs le long de la ligne focale, alors S1 détecte environ 1500 coups, le bruit de détection étant de 30 coups (figures I6b et I6d), et S2 ne détecte rien.

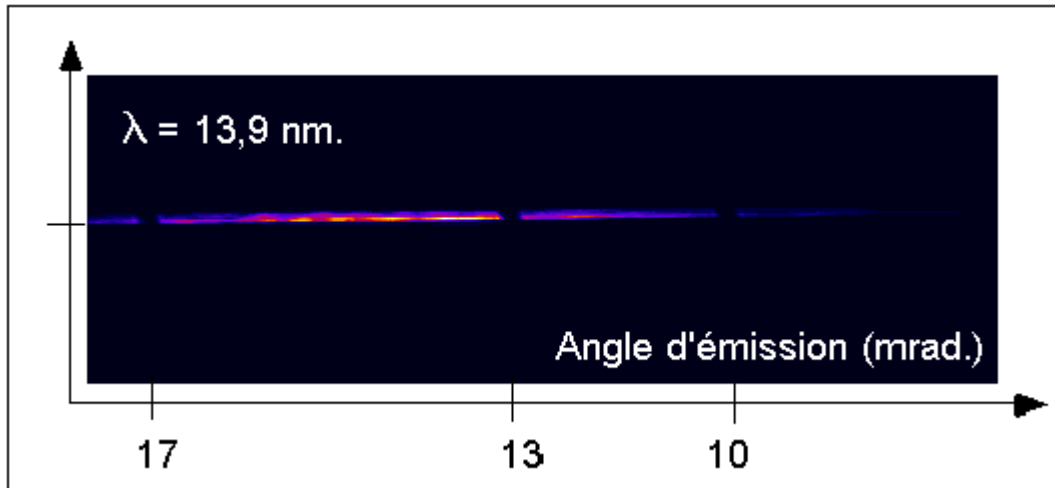


Figure I6b : Raie laser à 13.9 nm obtenue par le spectromètre S1 avec une impulsion sub-picoseconde inhomogène. L'axe vertical est celui des longueurs d'onde. L'axe horizontal donne, quant à lui l'angle d'émission en milliradians. Les trois traces sombres apparaissant sur la raie sont dues à des fils repérant les positions angulaires 10, 13 et 17 mrad. Il apparaît donc que le faisceau laser X est réfracté avec un angle d'une quinzaine de mrad et que sa divergence est de 5 mrad.

Si maintenant le pompage est effectué avec une impulsion homogène ($\varepsilon = \Delta L = 0$), alors le signal se confond quasiment avec le bruit (figures I6c et I6d) puisqu'il est de l'ordre de cinquante coups. Le gain d'intensité obtenu avec l'impulsion inhomogène est donc d'environ trente.

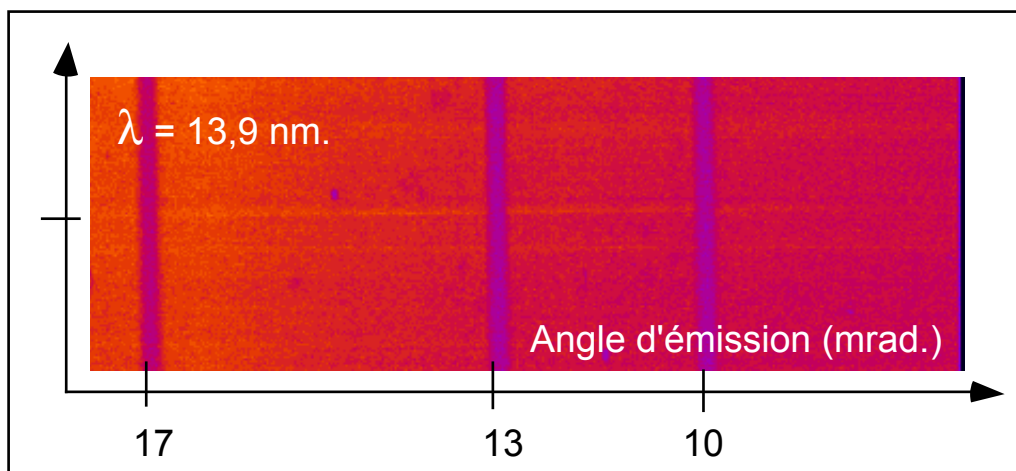


Figure I6c : Raie laser à 13.9 nm obtenue avec une impulsion sub-picoseconde homogène. Le signal sort à peine du bruit.

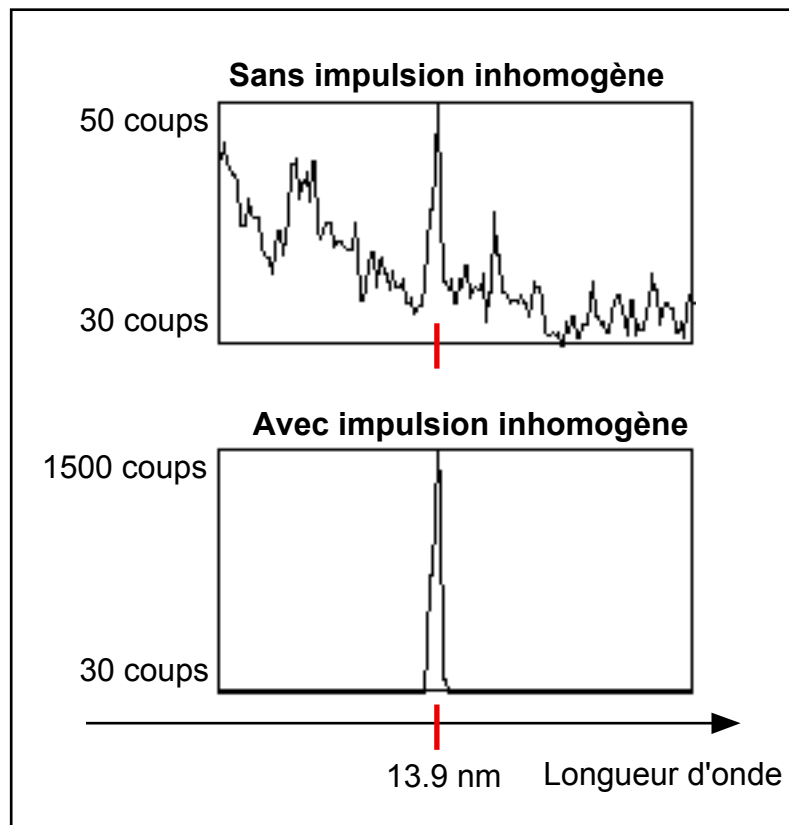


Figure I6d : Profils de la raie laser à 13.9 nm obtenus à partir des images précédentes.

Une autre série d'expériences a nécessité l'utilisation d'une impulsion un peu plus longue (durée moyenne sur cible = 1,7 ps). Le rapport d'intensité de l'émission laser X mesurée avec et sans impulsion inhomogène est alors de cinq. Les figures I6e et I6f sont elles aussi obtenues à l'aide du spectromètre S1.

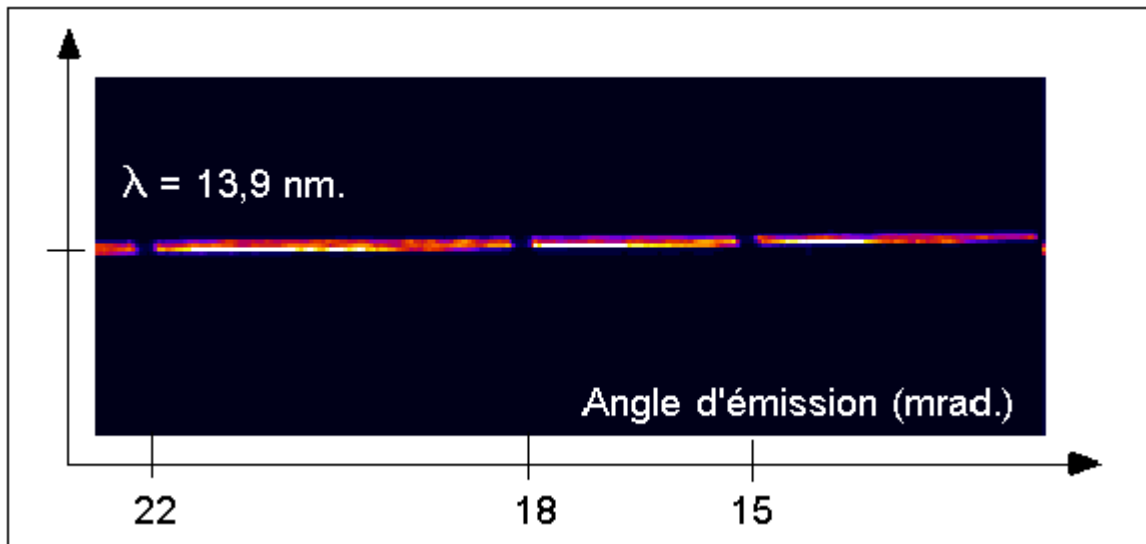


Figure I6e : Raie laser à 13.9 nm obtenue avec une impulsion inhomogène de 1,7 picoseconde.

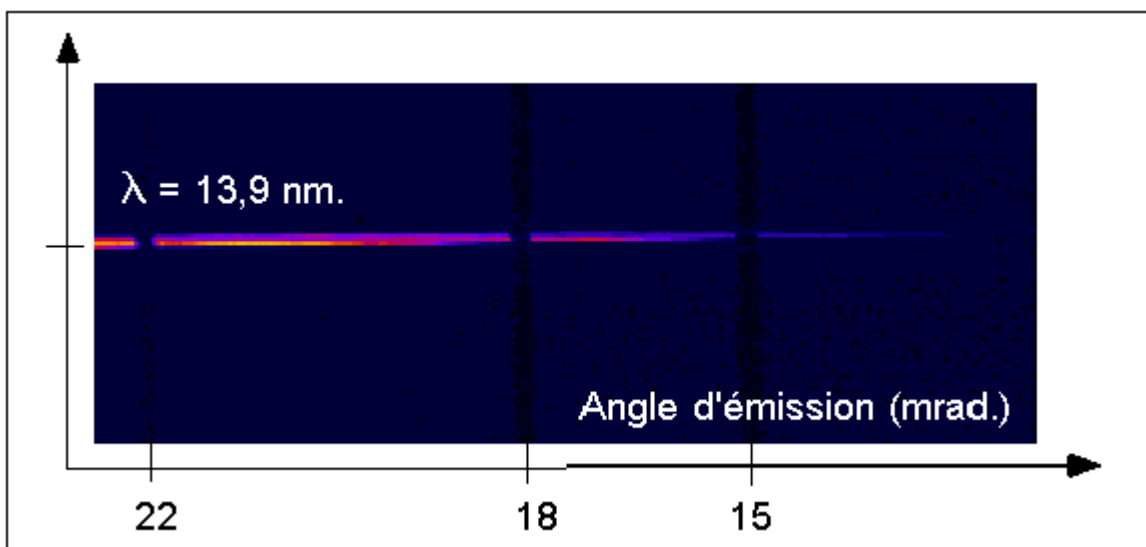


Figure I6f : Raie laser à 13.9 nm obtenue avec une impulsion homogène de 1,7 picoseconde. Le signal est cinq fois plus faible que lorsque l'impulsion de pompe est inhomogène.

Cette étude sur le pompage d'un laser X par une impulsion ps ou sub-ps étant la première réalisée au *LULI*, a surtout servi d'expérience-test. Ces résultats mettent d'ores et déjà clairement en évidence l'importance du rôle de l'impulsion inhomogène dans l'obtention d'une forte amplification. Ils démontrent notamment qu'une telle géométrie de pompage est indispensable afin d'obtenir une émission

laser X lorsque la durée de l'impulsion de pompe est inférieure à la picoseconde. Les travaux théoriques et expérimentaux présentés dans cette première partie de ce mémoire de thèse semblent donc très utiles pour les recherches futures sur les nouveaux types de lasers à rayon X présentant de fort gains par unités de longueur (250 cm^{-1}) mais sur une courte durée (quelques ps).

Il apparaît par ailleurs, que la génération d'impulsions inhomogènes par désalignement du compresseur d'une chaîne CPA est une opération non seulement plus élégante mais aussi plus simple à mettre en place que l'ajout d'un réseau à faible dispersion. Il suffit, en effet, d'avoir accès aux caractéristiques géométriques du compresseur (i_{10}, N) afin d'obtenir ε , l'angle dont il faut tourner le réseau pour obtenir l'impulsion inhomogène ayant l'angle $\theta_{inh.}$ désiré. Je rappelle ici l'expression simple permettant d'y parvenir :

$$\tan(\theta_{inh.}) = \frac{2\lambda_0 N}{\cos(i_{10})} \left(\frac{\cos(\alpha_{10})}{\cos(\alpha_{10} - \varepsilon)} - 1 \right)$$

Cette technique offre en outre un degré de liberté important aux expérimentateurs en leur permettant de choisir précisément la localisation $z_{rés.équ.}$ du plan de meilleure compression temporelle et par conséquent la durée de l'impulsion inhomogène de pompe à l'endroit précis de l'interaction laser-matière. L'expression permettant d'y parvenir peut être utilement approchée par la formule (4.55) rappelée ci-dessous :

$$\Delta L = 2L_0 \tan(\alpha_{10})\varepsilon - (g + 2z_{rés.équ.}) \frac{\sin^2(\alpha_{10})}{\cos^2(i_{10})} \varepsilon^2$$

Cette formule donne la valeur ΔL de l'écartement à ajouter aux réseaux du compresseur afin de positionner le réseau équivalent à la distance désirée $z_{rés.équ.}$.

La réalisation d'un système aussi souple que celui-ci pour produire et mettre en forme une impulsion inhomogène devrait être un atout important pour les futures expériences d'optimisation de ces nouveaux lasers X.

Références de la première partie

Chapitre 1

- [1.1] A. E. Siegman
« Lasers »
University Science Books, Mill Valley, CA, chap. 1, (1986).
- [1.2] J. D. Shipman
« Traveling wave excitation of high power gas lasers »
Appl. Phys. Letters Vol. 10, No. 1, pp. 3-4 (1967).
- [1.3] M. M. Malley et P. M. Rentzepis
« Picosecond time-resolved stimulated light emission »
Chem. Phys. Letters, Vol. 7, No. 1, pp. 57-60 (1970).
- [1.4] M. R. Topp et G. C. Orner
« Group dispersion effects in picosecond spectroscopy »
Optics Comm., Vol. 13, No. 3, pp. 276-281, (1975).
- [1.5] M. Born et E. Wolf
« Principles of Optics »
Sixième édition, Pergamon Press, Oxford, pp. 16-17 & 256 (1989)
- [1.6] R. Wyatt et E. E. Marino
« Versatile single-shot background-free pulse duration measurement technique, for pulses of subnanosecond to picosecond duration »
Appl. Phys., Vol. 25, pp. 297-301, (1981).
- [1.7] G. Szabò, Zs. Bor, A. Müller
« Amplification and measurement of single 1.6-3.5 ps pulses generated by a distributed feedback dye laser »
Appl. Phys. B, Vol.31, pp. 1-4 (1983).
- [1.8] Zs. Bor, S. Szatmari et A. Müller
« Picosecond pulse shortening by travelling wave amplified spontaneous emission »
Appl. Phys. B, Vol.32, pp. 101-104, (1983).
- [1.9] H. J. Polland, T. Elsaesser, A. Seilmeier, W. Kaiser, M. Kussler, N. J. Marx, B. Sens, et K. H. Drexhage
« Picosecond dye laser emission in the infrared between 1.4 and 1.8 μm »
Appl. Phys. B, Vol. 32, pp. 53-57, (1983).
- [1.10] M. A. Duguay et P. M. Rentzepis
« Some approaches to vacuum UV and X-Ray Lasers »
Appl. Phys. Lett., Vol. 10, No. 12 (1967).

- [1.11] F. P. Schäfer
«On some properties of axicons »
Appl. Phys. B, Vol. 39, pp. 1-8, (1986).
- [1.12] C. P. J. Barty, D. A. King, G. Y. Yin, K. H. Hahn, J. E. Field, J. F. Young, et S. E. Harris
« 12.8-eV laser in neutral cesium »
Phys. Rev. Lett., Vol. 61, No. 19, pp. 2201-2204 (1988).
- [1.13] D. Strickland et G. Mourou
« Compression of amplified chirped optical pulse »
Opt. Comm., Vol. 56, No. 3, pp. 219-221 (1985).
- [1.14] S. Szatmari, G. Kuhnle, P. Simon
« pulse compression and traveling wave excitation scheme using a single dispersive element »
Appl. Optics, Vol. 29, No. 36, pp. 5372-5379 (1990).
- [1.15] S. Szatmari, P. Simon, et H. Gerhardt
« Generation of 135 fs pulses of variable pulse front tilt by spatially-evolving chirped-pulse amplification at 248nm »
Optics Comm., Vol. 79, No. 1, pp. 64-70 (1990).
- [1.16] D. Ros, A.G. MacPhee, C.L.S. Lewis, R.M.N. O'Rourke, A. Demir, G.J. Tallents, D. Neely, Ph. Zeitoun, S.P. McCabe et G.J. Pert
« Transient gain in Ni-like and Ne-like X-ray lasers »
à paraître dans le Rapport Scientifique du *LULI* (1998).

Chapitre 2

- [2.1] D. L. Matthews et al
Phys. Rev. Lett., Vol. 54, p. 110 (1985).
- [2.2] B. Rus, A. Carillon, P. Dhez, P. Jaeglé, G. Jamelot, A. Klisnick, M. Nantel, et P. Zeitoun
«Efficient, high-brightness soft-x-ray laser at 21.2 nm »
Phys. Rev. A, Vol. 55, p. 3858 (1997).
- [2.3] P. Nickles, V. Shlyaptsev, M. Kalachnikov, M. Schnürer, I. Will, et W. Sandner
« Short Pulse X-Ray Laser at 32.6 nm Based on Transient Gain in Ne-like Titanium »
Phys. Rev. Lett., Vol. 78, p. 2748 (1997).
- [2.4] D. Ros
« Extension du pompage des lasers X-UV aux ions nickelloïdes. Réalisation d'un laser à 13.9 nm. Modélisation de la cohérence spatiale des lasers X-UV. »
Thèse de doctorat de l'Université Paris XI à Orsay (1998).

[2.5] Y. Nagata et al
Phys. Rev. Lett, Vol. 71, No. 23, p. 3774 (1993).

[2.6] B. E. Lemoff, G. Y. Yin, C. L. Gordon III, C. P. J. Barty, et S. E. Harris
« Demonstration of a 10-Hz, femtosecond-pulse-driven XUV laser at 41.8 nm in Xe »
Phys. Rev. Lett, Vol. 74, No. 9, p. 1574 (1995).

Chapitre 3

[3.1] I. N. Ross et E. M. Hodgson
« Some optical designs for the generation of high quality line foci »
J. Phys. E :Sci. Instrum., Vol . 18, pp. 169-173 (1985).

[3.2] I. N. Ross, J. Boon, R. Corbett, A. Damarell, P. Gottfeld, C. Hooket, M. H. Key,
G. Kiehn, C. Lewis et O. Willi
« Design and performance of a new line focus geometry for x-ray laser
experiments »
Appl. Optics, Vol. 26, No. 9, pp. 1584-1588 (1987).

Chapitre 4

[4.1] E. B. Treacy
« Optical pulse compression with diffraction gratings »
IEEE J. Quant. Elec., Vol. QE-5, No. 9 (1969).

[4.2] J. D. McMullen
« Analysis of compression of frequency chirped optical pulses by a strongly
dispersive grating pair »
App. Opt., Vol. 18, No. 5 (1979).

Chapitre 5

[5.1] S. D. Baton, D. Descamps, J.-M. Boudenne
« Mise au point d'un autocorrélateur monocoup pour mesurer la durée des
impulsions subpicosecondes »
Rapport Scientifique du LULI, pp.296-298 (1994).

[5.2] A. Klisnick, G. Jamelot, J.-C. Lagron, L. Vanbostal
« Spectromètre à champ plan pour l'étude des lasers X-UV »
Rapport Scientifique du LULI, pp.179-181 (1997).

Seconde Partie

Contrôle et mise en forme de la phase spatiale d'impulsions brèves ultra-intenses

II.1 Introduction

Les distorsions de phase observées sur les lasers sont, par de nombreux aspects, similaires aux distorsions d'origine atmosphérique qu'il s'agit de prendre en compte en imagerie astronomique. En 1953, Babcock proposait de compenser ces effets à l'aide de miroirs déformables* commandés par des senseurs de surface d'onde [1.1]. Il faudra plus de trente ans aux astronomes pour démontrer la faisabilité de ce concept connu sous le nom d'Optique Adaptative (OA) [1.2]. Bien que la nature des distorsions de phase intervenant dans les amplificateurs lasers soit quelque peu différente de celles induites par la turbulence atmosphérique, il est maintenant possible de transférer cette méthode à la correction des faisceaux lasers.

Au *LULI*, l'intérêt se porte sur l'amélioration des nouvelles générations de lasers pulsés brefs et ultra-intenses dont la réalisation a été rendue possible par l'avènement de la technique d'amplification à dérive de fréquence (cf. chapitre II2).

* Il s'agissait d'utiliser un eidophor, dispositif consistant essentiellement en un miroir recouvert d'une couche d'huile dont l'épaisseur est localement contrôlée par forces électrostatiques.

La puissance ainsi obtenue, entre 10 térawatts (1TW = 10^{12} W) et 1 pétawatt (1 PW = 10^{15} W), est généralement focalisée afin d'accéder aux plus forts éclairagements possibles sur cible lors d'expériences d'interaction laser-matière qui, de nos jours, peuvent atteindre 10^{20} W/cm² [1.3] [1.4]. Ces expériences requièrent une distribution focale d'énergie limitée par la diffraction*, non seulement dans le but de disposer du plus fort éclairagement possible, mais aussi afin de minimiser la quantité d'énergie qui ne se trouve pas dans la tache focale principale. En effet, à ces niveaux de densité de puissance, une faible quantité de l'énergie laser distribuée en dehors de celle-ci peut causer des effets inconnus ou non désirés, rendant les expériences difficiles à interpréter dans bien des cas. La distribution d'éclairagement I_{FOCAL} dans le plan focal du système de focalisation (parabole, lentille,...) présente des structures qui peuvent avoir plusieurs origines :

- En premier lieu, la forme globale de la tache focale est liée à celle de la transformée de Fourier de la distribution d'amplitude du champ électrique du faisceau avant focalisation. Par exemple, si l'éclairagement I_{OBJET} et la phase associée φ_{OBJET} sont constantes sur l'ouverture d'une pupille circulaire, alors I_{FOCAL} présentera l'aspect d'une tache centrale intense entourée d'anneaux circulaires : cette distribution d'énergie est appelée tache d'Airy*. Un faisceau dont I_{OBJET} est gaussienne possédera quant à lui une répartition gaussienne dans son plan focal.
- La phase φ_{OBJET} du faisceau laser joue, elle aussi, un rôle important. Elle présente en général des écarts à la surface d'onde parfaite, c'est-à-dire des aberrations. Par exemple, un faisceau dont la phase est porteuse d'astigmatisme peut donner une tache focale allongée.
- Enfin, la cohérence transverse d'un faisceau laser est responsable de l'apparition de tavelures modulant I_{FOCAL} . Le lecteur se référera à la thèse de L. Videau [1.5] pour une présentation de ce phénomène et des moyens techniques disponibles permettant de contrôler ces effets [1.6].

* cf. paragraphe II3462 page II-63.

La chaîne 100 TW du *LULI* (chapitre II2) présente une distribution transverse de l'éclairement avant focalisation qui s'apparente à une super-gaussienne ; autrement dit, elle est quasiment constante sur la pupille. En conséquence, la distribution d'éclairement dans le plan focal doit s'approcher d'une tache d'Airy ayant une valeur maximale au centre du champ égale à I_{IDEAL} . Ce serait effectivement le cas si le faisceau n'était pas porteur d'aberrations (schéma I1a). Une représentation plus proche de la réalité est donnée par le schéma I1b : la présence de distorsions de phase ne permet d'obtenir qu'une valeur maximum $I_{EXP} < I_{IDEAL}$.

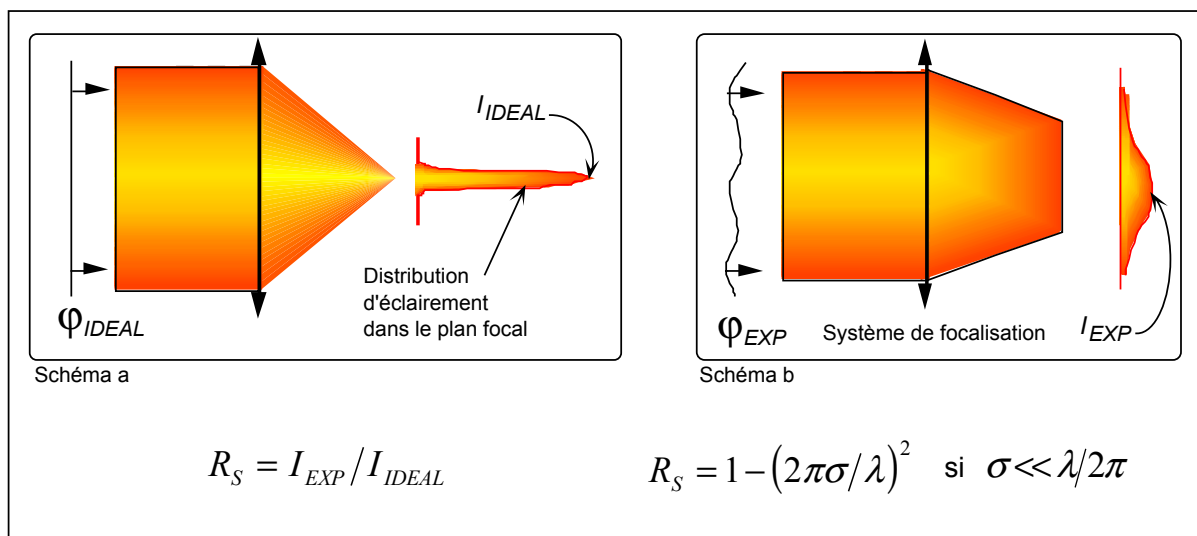


Figure I1 : Schémas représentant la focalisation d'un faisceau idéal (a) et expérimental (b). Dans les deux cas, la distribution d'éclairement est supposée constante sur la pupille. Dans le premier cas, la phase non aberrante φ_{IDEAL} permet d'obtenir une distribution focale d'éclairement limitée par la diffraction due à la pupille. Sa valeur maximale est I_{IDEAL} alors qu'elle n'est que de I_{EXP} dans un cas expérimental où la surface d'onde est aberrante. La qualité de la phase est caractérisée par σ , l'écart type du retard optique calculé sur la pupille. Le rapport de Strehl, dont la définition (à gauche) et une approximation (à droite) sont données, permet quant à lui d'évaluer la qualité de la focalisation.

Atteindre les plus forts éclaircissements requiert donc une bonne qualité de surface d'onde, typiquement caractérisée par un écart type σ meilleur que $\lambda/10$; λ étant la longueur d'onde du laser. Ceci est déduit du critère de Maréchal [1.7] [1.8] qui stipule que le rapport de Strehl R_S sera égal ou supérieur à 80% seulement si $\sigma < \lambda/14$ [1.9] [1.10]. Ce rapport s'exprime ainsi :

$$R_S = I_{EXP} / I_{IDEAL} \tag{1.1}$$

et, lorsque $\sigma < \lambda/2\pi$, une bonne approximation est donnée par :

$$R_s \approx 1 - (2\pi\sigma/\lambda)^2 \quad (1.2)$$

Rappelons que l'écart type σ d'une phase est une mesure de la dispersion de ses distorsions sur une pupille donnée. Elle équivaut à la racine carrée de la moyenne des carrés des différences entre les valeurs de la phase observées localement et leur moyenne sur la pupille. Un second critère d'évaluation de la qualité de la surface d'onde est CC, son amplitude maximum crête-à-crête observée sur la pupille.

Lorsque j'ai entamé ce travail de thèse, l'influence des défauts de surface d'onde n'était quasiment pas pris en compte par la communauté* des impulsions brèves où l'essentiel de l'attention se portait sur le contrôle de la phase temporelle. En effet, souhaitant augmenter la densité de puissance (qui s'exprime en joule par seconde par unité de surface) d'une impulsion laser, trois types d'actions sont possibles : accroître l'énergie qu'elle transporte, diminuer sa durée ou bien réduire la surface sur laquelle est concentrée cette puissance. C'est sur cette dernière action qu'a porté le travail présenté dans cette seconde partie.

Les écarts à une surface d'onde parfaite sont présents dans tous les lasers de puissance à une plus ou moins grande échelle et leurs origines résident aux différents niveaux de la chaîne laser : aberrations induites par effets thermiques dans les amplificateurs et par effets non-linéaires dans les matériaux traversés; distorsions statiques générées lors de la propagation du faisceau ou par les différents éléments optiques constituant la chaîne (lentilles, polariseurs, matériaux lasers, réseaux de diffraction,...). Il reste que ces aberrations proviennent essentiellement du chauffage des amplificateurs (§ II352) et leur incidence sur la qualité de la phase est actuellement maîtrisée en accordant suffisamment de temps de refroidissement à la chaîne entre les tirs. La durée est typiquement de l'ordre de quelques dizaines de minutes. Cette méthode ne supprime pas les distorsions mais s'en accommode ; il s'agit donc d'un contrôle passif. L'optique adaptative donne,

* Le CUOS est le laboratoire pionnier sur le sujet ; ses premières recherches datent du milieu des années 1990.

quant à elle, la possibilité de contrôler activement, et de manière évolutive, la phase d'un faisceau laser.

Cette seconde partie de mon mémoire décrit le système, basé sur l'OA, que j'ai été amené à développer afin de contrôler activement la phase spatiale de la chaîne 100 TW du *LULI*. Et ce, dans le but d'améliorer la qualité du faisceau, augmenter l'éclairement de la cible, permettre une augmentation de la cadence à laquelle les impulsions sont délivrées vers la chambre expérimentale et enfin relâcher les tolérances sur la qualité des optiques de cette chaîne à verres. Les quelques systèmes OA existants restent, à ma connaissance, encore aujourd'hui basés sur l'utilisation couplée d'un Hartmann-Shack (§ II331) comme senseur de phase, et de miroirs déformables (§ II42). Les contraintes particulières (§ II32) liées à la manipulation d'impulsions brèves et très intenses m'ont amené à adopter des solutions techniques innovantes aussi bien concernant le senseur de phase que le dispositif de correction : un nouveau type d'interféromètre est utilisé pour la détection (§ II34) tandis qu'une valve électro-optique à cristaux liquides optiquement adressée (§ II432) réalise la correction du front d'onde. La contre-réaction est réalisée à l'aide d'un calculateur dont l'algorithme permet le contrôle de la valve selon les signaux d'erreur provenant du senseur interférométrique (chapitre II5).

II.2 Présentation de la chaîne 100 TW du *LULI*

La chaîne 100 TW du *LULI* est un laser de puissance basé sur l'amplification à dérive de fréquence [2.1] [2.2] [2.3]. Cette technique est plus connue sous le nom de CPA (acronyme anglo-saxon signifiant Chirped Pulse Amplification) et est maintenant couramment utilisée pour générer des impulsions brèves de grande puissance. Ne sera donné ici que son principe général. Le lecteur souhaitant un exposé détaillé sur la conception et la construction de la chaîne laser CPA 100 TW du *LULI* se référera à la thèse de D. Descamps [2.4]. Le principe fondamental de la technique CPA est décrit schématiquement sur la figure II2a. Jusqu'à l'avènement de cette méthode, l'amplification d'impulsions lasers brèves était limitée par les seuils de dommage des matériaux lasers et les effets non-linéaires s'y développant.

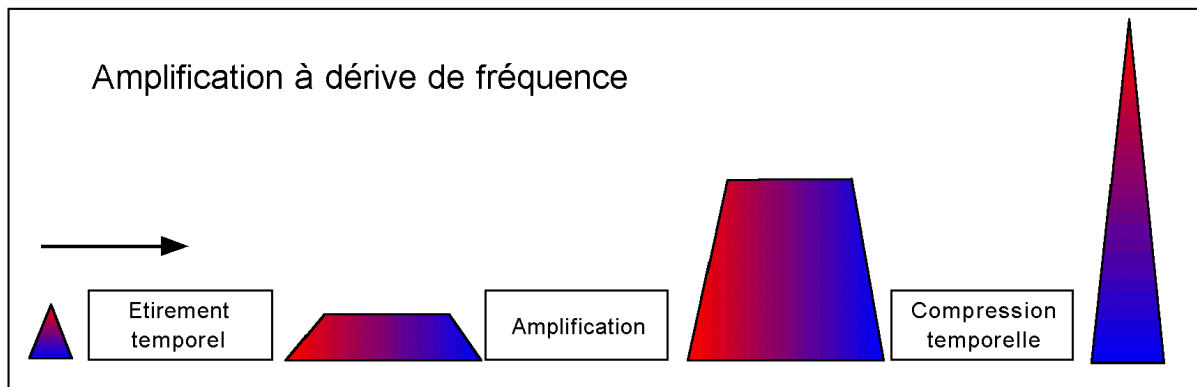


Figure II2a : Schéma de l'amplification à dérive de fréquence. L'impulsion à amplifier (à gauche) est brève, peu énergétique et dotée d'un large spectre. L'opération d'étirement temporel donne un retard différent à chacune de ses composantes spectrales. Sa puissance crête ainsi diminuée, l'impulsion peut être amplifiée. Enfin, la compression temporelle réalise la recombinaison de ses différentes composantes spectrales permettant ainsi de disposer d'une impulsion brève et intense.

Afin d'amplifier une impulsion brève (possédant donc un large spectre), la première étape consiste à réaliser un étirement temporel à l'aide d'un système optique dispersant avec des retards variables ses différentes composantes spectrales (longueurs d'onde). La puissance crête de l'impulsion ainsi étirée diminue donc d'un facteur égal au rapport de ses durées après et avant allongement temporel. Dans un second temps, l'impulsion est amplifiée dans une chaîne d'amplificateurs lasers puis est finalement recomprimée à l'aide d'un compresseur temporel dont l'action est symétrique à celle de l'étireur.

La figure II2b donne une représentation schématique de la chaîne 100 TW du *LULI*.

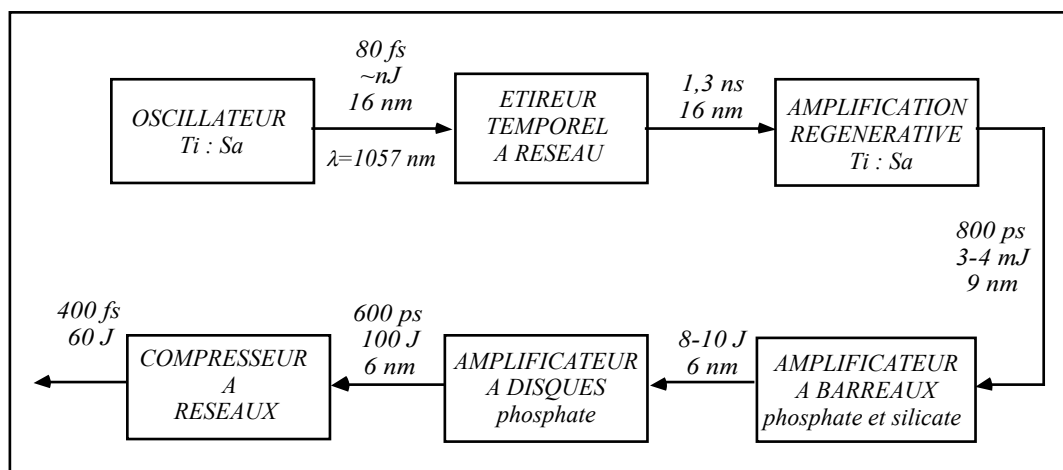


Figure II2b : Vue schématique de la chaîne 100 TW du *LULI*.

L'oscillateur laser générant l'impulsion brève de départ est une cavité commerciale à auto-blocage de modes [2.5]. Le matériau laser est un cristal de saphir dopé au titane (Ti:Sa) dont une des principales caractéristiques est la grande largeur spectrale de sa raie d'émission (180 nm centrée à 790 nm). Cette propriété lui permet d'être le milieu amplificateur de cavités lasers générant des impulsions ayant des durées de seulement quelques femtosecondes ($1\text{fs} = 10^{-15}$ secondes). L'oscillateur de la chaîne laser du *LULI* délivre des impulsions de 80 fs ayant un spectre de 16 nm centré à $\lambda = 1057$ nm ; l'énergie par impulsion étant de l'ordre du nanojoule. L'allongement temporel est assuré à l'aide d'un étireur à réseaux quatre passages [2.6]. La durée de l'impulsion ainsi étirée est de 1,3 ns. Le premier étage amplificateur consiste en une amplification régénérative [2.7] [2.8] caractérisée par un gain important de 10^6 conférant à l'impulsion une énergie de sortie de quelques millijoules. Le polariseur de la cavité régénérative ne possédant pas une acceptation spectrale suffisamment large, le spectre de l'impulsion est une première fois ramené à 9 nm et par conséquent sa durée est elle aussi réduite. Le second étage amplificateur est assuré par une série d'amplificateurs à barreaux et à disques. Le niveau d'énergie atteint alors 100 J mais, au cours de l'amplification, le spectre est ramené à 6 nm et la durée à 600 ps. La cause en est l'étroitesse des raies spectrales d'émission des matériaux lasers utilisés (verres dopés au néodyme). En fin de chaîne, l'impulsion est recomprimée par un compresseur à réseaux. Compte tenu de la taille (200x400 mm) et du seuil de dommage (250 mJ/cm^2) de ses réseaux de diffraction, seuls 60 J peuvent être comprimés, le diamètre du faisceau étant de 90 mm. Par ailleurs, le spectre de 6 nm ne permet pas de ramener l'impulsion à sa durée d'origine et la durée finale est de 300 à 400 fs. Enfin, les éclaircissements alors atteints (10^{12} à 10^{13} W/cm^2) nécessitent que la compression puis la propagation vers la chambre expérimentale s'effectuent sous vide. Le seuil de claquage de l'air est en effet d'environ 10^{12} W/cm^2 à cette durée d'impulsion.

La figure II2c détaille le second étage amplificateur de la chaîne. Il consiste dans un premier temps en trois paires de barreaux de diamètres respectifs 16, 25 et 45 mm utilisés en simple passage.

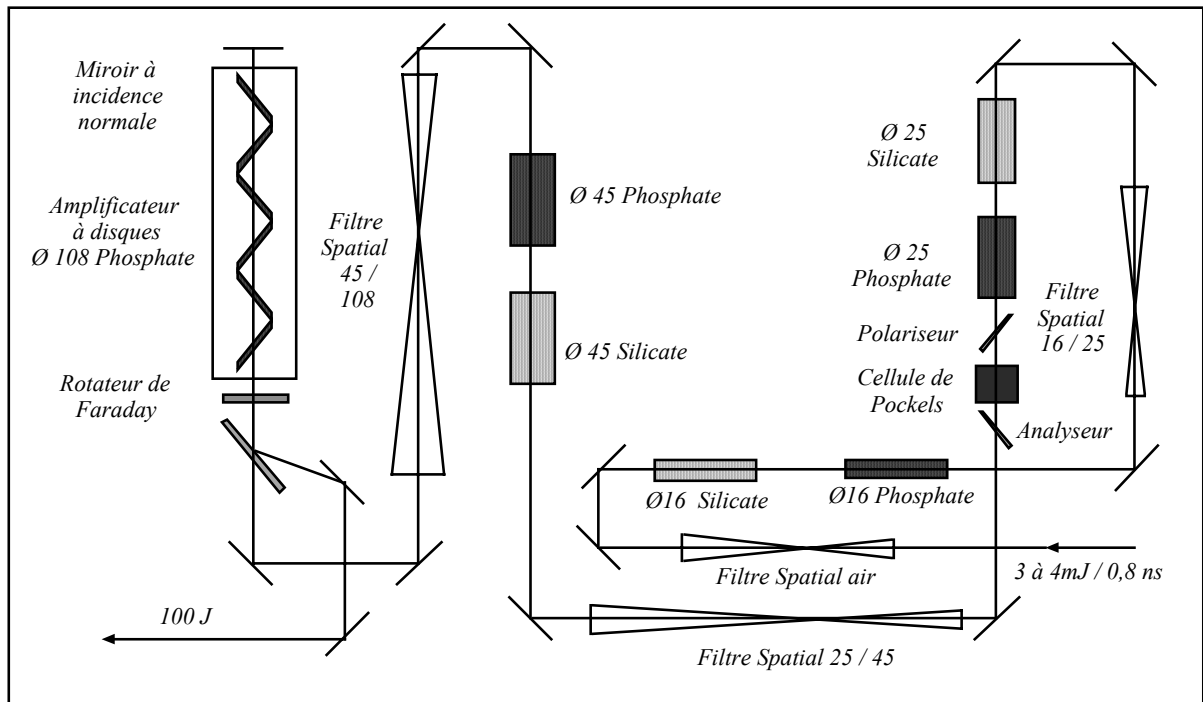


Figure II2c : Schéma du second étage amplificateur de la chaîne 100 TW du LULI.

Afin de limiter le rétrécissement spectral par le gain, chaque paire est constituée de deux types de verres dopés au néodyme différents. Les courbes de gain (spectre d'émission) des verres phosphate et silicate sont respectivement centrées à 1052,5 nm (17,5 nm) et 1060 nm (25,5 nm), les valeurs entre parenthèses étant les largeurs à mi-hauteur de ces spectres. Ainsi, l'impulsion laser dont la longueur d'onde est centrée à 1057 nm peut être amplifiée en conservant une largeur spectrale suffisante pour obtenir une durée de quelques centaines de femtosecondes après compression temporelle. Chaque paire de barreaux est suivie d'un filtre spatial (§ II41). Ces amplificateurs sont suivis d'une série de six disques en verre phosphate traversée deux fois par l'impulsion. Enfin, Le rotateur de Faraday et la cellule de Pockels sont des dispositifs magnéto-optiques et électro-optiques permettant de protéger la chaîne de réflexions parasites risquant de l'endommager.

II.3 Mesure de la phase

II.3.1 Introduction

Au début de mes travaux de thèse, j'ai été amené à effectuer des recherches afin de sélectionner les éléments de la boucle d'optique adaptative dont le développement m'était confié. Elles portèrent notamment sur le choix du senseur de phase le plus adapté aux conditions expérimentales du *LULI* (paragraphe 3.2 et 3.3 de ce chapitre). Ces recherches cessèrent assez rapidement d'être bibliographiques pour se mener sur le terrain et c'est alors que les propriétés achromatiques et la dynamique de mesure du dispositif interférométrique développé par J. Primot à l'*ONERA*^{*} attirèrent mon attention. Il satisfaisait, en effet, aux deux contraintes spectrale et de dynamique requises par l'utilisation des impulsions brèves et ultra-intenses de la chaîne 100 TW du *LULI* sur laquelle le dispositif de mesure et de contrôle de la phase spatiale doit être implanté. Cet analyseur de surface d'onde est un Interféromètre à Décalage Tri-Latéral Achromatique qui est référencé dans ce manuscrit sous l'acronyme IDTLA (cf. § 3.4 pour sa description). Les différents IDTLA construits au cours de ces trois années permirent de valider leur utilisation comme diagnostics indispensables d'une chaîne ultra-intense (§ 3.5). Cet interféromètre est utilisé maintenant non seulement au *LULI* mais aussi au *Commissariat à l'Energie Atomique - Centre de Limeil*, au *CUOS de l'Université du Michigan* et au *Troitsk Institute for Innovation and Fusion Research du Centre de Recherches National de la Fédération de Russie* et devrait être mise en œuvre au *CEntre des Lasers Intenses et Applications (CELIA) à Bordeaux*.

II.3.2 Contraintes liées aux impulsions femtosecondes

Afin de sélectionner un senseur de phase parmi les nombreuses techniques développées au cours de ces deux derniers siècles, il est important de se placer dans le contexte des hautes intensités laser.

^{*} *Office National d'Etudes et de Recherches Aérospatiales.*

Au chapitre II.1, ont été brièvement citées les principales sources de distorsions de phase sur la chaîne 100 TW du *LULI*. Il y a aussi été précisé que les impulsions lasers dont la surface d'onde doit être mesurée possèdent une durée extrêmement brève. Ces caractéristiques imposent diverses contraintes qu'il s'agit de prendre en compte lors du choix du senseur de phase. Ce paragraphe a pour objet leur présentation.

II.3.2.1 Différence de chemin optique et achromaticité

La durée de l'impulsion comprimée issue de la chaîne 100 TW du *LULI* est de l'ordre de $\tau_0 = 330 \pm 20$ fs, ce qui, compte tenu de la valeur de la célérité de la lumière c , correspond à une extension spatiale de :

$$\Delta l = c \tau_0 \approx 100 \mu m \quad (3.1)$$

La longueur de cohérence l_c associée au spectre final après amplification ($\Delta \lambda = 6$ nm centrée à $\lambda_0 = 1,057 \mu m$) est du même ordre de grandeur :

$$l_c = c / \Delta \nu = \lambda_0^2 / \Delta \lambda \approx 200 \mu m \quad (3.2)$$

Dans l'hypothèse où le senseur retenu est un interféromètre, ces valeurs imposent des contraintes sévères mais techniquement acceptables sur la différence de chemin optique tolérable entre ses bras. Il est par ailleurs souhaitable que le senseur soit aussi achromatique que possible sur la largeur spectrale de l'impulsion à mesurer.

II.3.2.2 Dynamique et résolution de mesure

Un senseur de phase est un dispositif évaluant l'écart de chemin optique ΔOPD existant entre au moins deux points de son champ de mesure (l'acronyme anglo-saxon OPD signifie *Optical Path Delay*). Cet écart possède la dimension d'une longueur et s'exprime généralement en microns. Une convention pratique consiste

à exprimer ΔOPD en fractions de λ , où λ représente la longueur d'onde de l'onde lumineuse associée à la phase mesurée par le senseur. Dans ce manuscrit, λ vaut $1,057 \mu m$ lorsque sa valeur n'est pas précisée. Ainsi, un écart de chemin optique de 3λ équivaut à $3 \mu m$ environ. La phase s'exprime quant à elle en radians et est reliée à ΔOPD par la relation suivante :

$$\varphi(x, y) = \frac{2\pi}{\lambda} \Delta OPD(x, y) \quad (3.3)$$

où x et y sont les coordonnées transverses du faisceau.

Le senseur réalise l'évaluation de ΔOPD pour deux points dont la séparation spatiale transverse varie entre R_T , la résolution transverse, et \varnothing_{CM} la dimension caractéristique du champ de mesure (par exemple le diamètre du capteur). Le rapport $D_T = \varnothing_{CM}/R_T$ définit la dynamique transverse qui n'est autre que le nombre de points de mesures dans la dimension transverse considérée. De manière similaire, la qualité de l'évaluation de ΔOPD est quantifiée par la résolution longitudinale R_L et la dynamique longitudinale D_L du senseur (figure II32a).

Prenons par exemple un senseur ayant les caractéristiques suivantes : $D_T = 100$, $D_L = 1000$, $R_T = 100 \mu m$ et $R_L = \lambda/100$. Ces quatre données signifient que ce dispositif est capable de mesurer des déformations longitudinales de la phase variant entre $\lambda/100$ et $10\lambda = R_L D_L$ tout en résolvant les fréquences spatiales variant entre $100 \mu m$ et $1 cm = R_T D_T$.

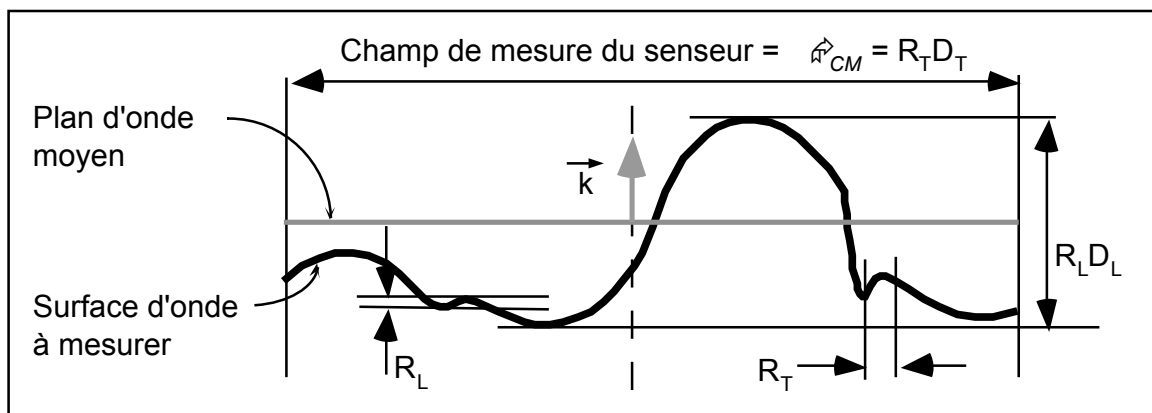


Figure II32a : Dynamiques et résolutions transverses et longitudinales requises pour caractériser une surface d'onde (courbe en **gras**). Le vecteur d'onde moyen \vec{k} qui lui est associé est parallèle à l'axe optique du senseur (en pointillés).

Les amplitudes des distorsions de phase auxquelles il est raisonnable de s'attendre sur la chaîne 100 TW du *LULI* peuvent atteindre quelques λ . On peut estimer qu'une très bonne qualité de mesure sera garantie avec $D_L = 1000$ et $R_L = \lambda/50$. Concernant la mesure transverse, il importe de pouvoir résoudre les modulations spatiales non éliminées par les filtres spatiaux séparant les amplificateurs de la chaîne laser, soit 3 mm (cf. §II41). Dans la mesure où le dernier étage amplificateur n'est pas suivi d'un filtre, il est probable que le front d'onde contienne des structures plus fines. Une valeur de 1 mm pour R_T apparaît donc comme plus sûre. Le diamètre du faisceau étant $\varnothing = 87\text{mm}$, la dynamique transverse requise est donc d'environ 10^2 .

Enfin, il est important de rappeler que la chaîne 100 TW du *LULI* est une chaîne impulsionnelle dont le taux de répétition est extrêmement faible puisqu'il est de l'ordre d'un tir toutes les 10 à 20 minutes à pleine puissance de pompage. Le dispositif de mesure de la phase doit donc être capable de délivrer l'information en mono-coup.

II.3.3 Les senseurs de phase

Les techniques de mesure de phase développées depuis les premières expériences d'interférométrie d'Young, en 1803, sont nombreuses. Ne sont décrites ici que celles qui sont les plus répandues dans le domaine du diagnostic laser. La plaque Hartmann est certainement l'un des analyseurs de surface d'onde qui a été le plus usité sur les chaînes lasers de puissance. Il est en effet non seulement particulièrement simple à mettre en œuvre, mais surtout très bien adapté au diagnostic de faisceaux de grandes dimensions. J'ai choisi ici de décrire le fonctionnement d'une technique dérivée, le Hartmann-Shack (HS), dont l'utilisation est maintenant beaucoup plus répandue (§ II331). Je présente ensuite un prototype de plaque Hartmann à matrice active (§ II332) puis insiste sur les limitations des méthodes d'interférométrie à *référence* (§ II333) vis-à-vis des techniques reposant sur l'interférométrie à *décalage* (§ II334).

II.3.3.1 Le Hartmann-Shack

Il apparaîtra, après la lecture des différents paragraphes de II33, que le principe de fonctionnement du Hartmann-Shack (HS) repose sur l'interférométrie à plusieurs ondes. Néanmoins, il est particulièrement simple d'en donner une description basée sur l'optique géométrique, ce qui est fait ici.

II.3.3.1.1 Principe

Le Hartmann-Shack est un analyseur de surface d'onde constitué d'une matrice de micro-lentilles et d'un senseur d'énergie - en général un capteur CCD* placé dans le plan focal de la matrice. Le principe de fonctionnement est décrit par les figures II33a et II33b où, par souci de clarification, le HS est représenté à une dimension dans le plan sagittal P_s .

* acronyme anglo-saxon pour Charged Coupled Device, soit en français : *dispositif à transfert de charge*.

Sur II33a, la surface d'onde à mesurer, $\Delta OPD(x)$, est représentée à droite avec quatre vecteurs d'onde locaux \vec{k}_i . Elle se propage vers la gauche et est échantillonnée par les micro-lentilles L_i au centre desquelles les \vec{k}_i sont évalués.

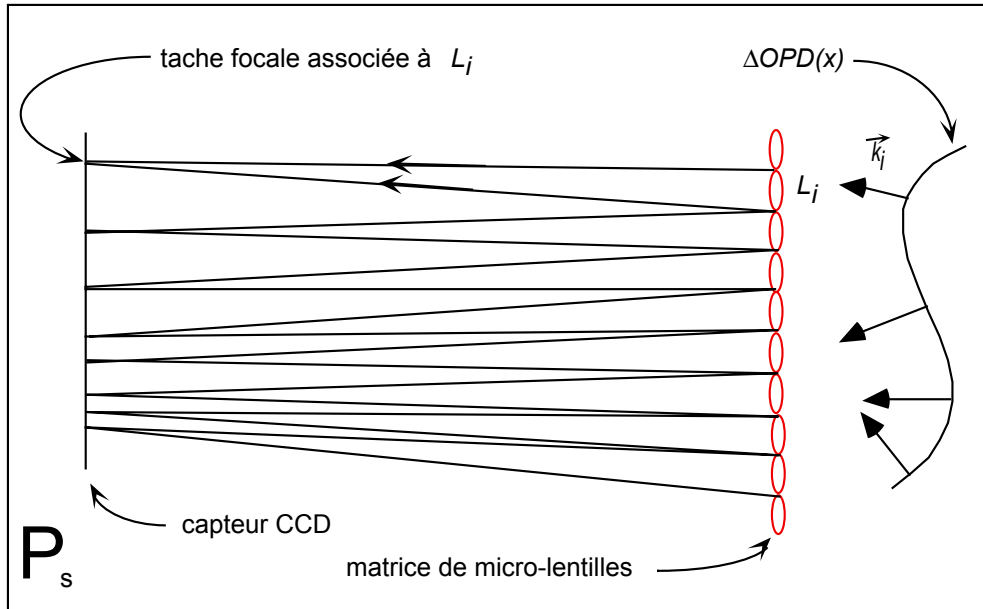


Figure II33a : Focalisation, par une rangée de micro-lentilles, d'un faisceau dont la surface d'onde est représentée par $\Delta OPD(x)$. La position de la tache focale associée à la micro-lentille L_i est liée à la direction du vecteur d'onde local \vec{k}_i .

La figure II33b montre que la pente P_i de $\Delta OPD(x)$ au centre C_i de la micro-lentille L_i de dimension \varnothing_μ satisfait :

$$P_i = \tan \theta_i = \frac{d\Delta OPD}{dx}(x_i) = \frac{\lambda}{2\pi} \varphi'(x_i) \quad (3.4)$$

où $\varphi'(x_i)$ est la dérivée par rapport à x de $\varphi(x)$ prise en x_i . L'axe Ox appartient au capteur CCD et Oz lui est perpendiculaire. Lorsque $P_i = 0$, le rayon passant par C_i intercepte ce capteur en A_i de coordonnée x_i . Dans le cas contraire, le point d'intersection est B_i . La distance $A_i B_i$ est Δx_i .

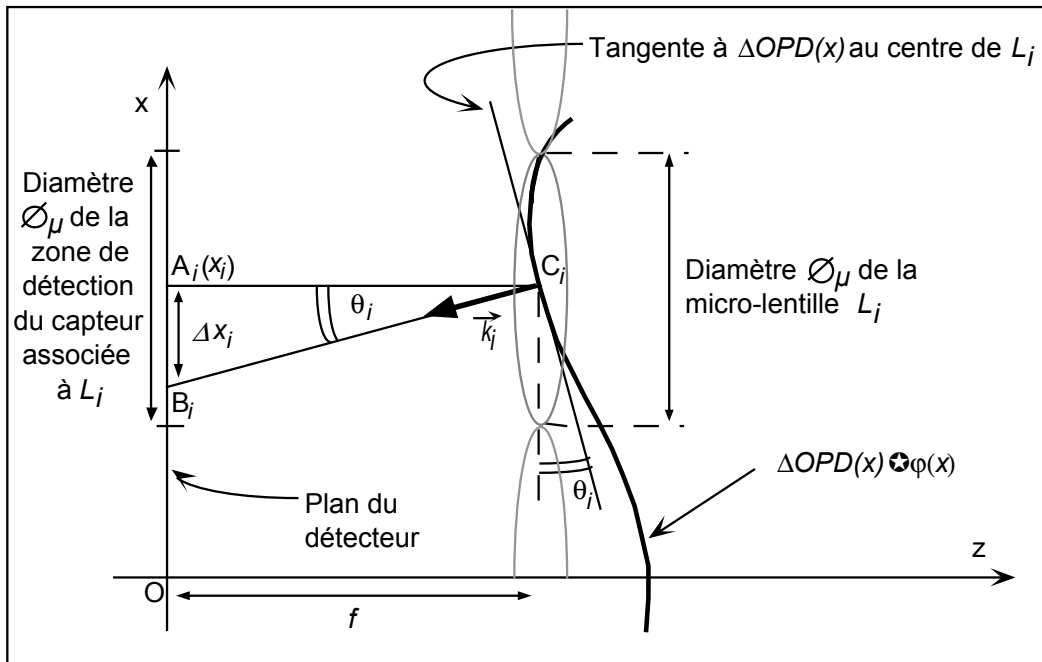


Figure II33b : Action d'une micro-lentille L_i d'ouverture \varnothing_μ et de longueur focale f sur la portion de phase qu'elle échantillonne . La droite (C_iA_i) est l'axe optique de L_i et B_i est le point d'impact du rayon passant par C_i .

Par ailleurs, l'optique géométrique impose :

$$\tan \theta_i = \frac{\Delta x_i}{f} \quad (3.5)$$

où f est la longueur focale commune à l'ensemble des micro-lentilles. Il vient donc, en combinant (3.4) et (3.5) :

$$\varphi'(x_i) = \frac{2\pi}{\lambda f} \Delta x_i \quad (3.6)$$

L'équation (3.6) montre qu'il est donc possible, en enregistrant les positions Δx_i des points d'impact sur le capteur CCD des rayons passant par le centre de chacune des sous-pupilles, de reconstruire les dérivées partielles $\varphi'_x(x,y)$ et $\varphi'_y(x,y)$ puis de remonter à $\varphi(x,y)$.

Le raisonnement qui vient d'être présenté est rigoureux pour les rayons passant par les centres C_i . Or, en pratique, c'est toute la portion de faisceau échantillonnée par L_i qui est focalisée sur le capteur. Il s'agit dès lors d'évaluer le barycentre de la tache focale obtenue. Si la sous-pupille est uniformément éclairée et la phase quasi-plane sur cette ouverture, alors Δx_i peut être considérée comme une bonne approximation de la position du barycentre de la distribution d'intensité dans le plan focal. Cette approximation consiste simplement à considérer que l'échantillonnage effectué par la matrice de micro-lentilles est plus fin que la distorsion de surface d'onde de plus petite période spatiale.

II.3.3.1.2 Avantages et limitations

Les principaux avantages du Hartmann-Shack sont :

- son insensibilité aux vibrations.
- son excellente capacité à collecter le flux lumineux puisque les photons sont concentrés sur le capteur par des micro-lentilles jointives. Ce point est important en astronomie car la rareté des photons provenant des objets célestes les rend précieux. Sur la chaîne 100 TW du *LULI*, une impulsion térawatt de 100 joules contenant environ $5 \cdot 10^{20}$ photons, le problème consiste plutôt à atténuer le faisceau sans affecter la phase à mesurer.
- son insensibilité relative au chromatisme de la source lumineuse. Il existe néanmoins un faible chromatisme dû aux micro-lentilles et notamment une dépendance en longueur d'onde de la distance focale $f(\lambda)$.

Ses limitations sont liées aux dimensions relatives de la matrice de micro-lentilles et du capteur CCD :

- Soit N , le nombre de pixels de taille p dans une des dimensions de la CCD. La dimension du champ de mesure est donc Np . La dynamique transverse est par définition égale au nombre de points de mesure dans la dimension considérée du senseur de phase. D_T est donc égale, pour le Hartmann-Shack, au nombre de micro-lentilles sur une ligne de la matrice.

Or, et bien qu'il n'y ait pas de raison théorique de limiter l'analyse des taches au foyer des micro-lentilles à une zone limitée par leur diamètre, il se trouve que pour des raisons liées à l'analyse en temps réel, le capteur est divisé en autant de zones de détection qu'il y a de micro-lentilles. Leurs dimensions respectives apparaissent donc comme étant équivalentes à \varnothing_μ sur la figure II33b. En conséquence, à chaque L_i est associée une portion du champ de mesure composée de X pixels et il vient :

$$D_T = \frac{N}{X} \quad (3.7)$$

- La résolution transverse est, quant à elle, égale au diamètre d'une micro-lentille :

$$R_T = \varnothing_\mu = pX \quad (3.8)$$

- Le Hartmann-Shack mesure les dérivées locale de la phase $\varphi'(x_i)$ avec une bande passante BP :

$$BP = [\varphi'_{\min}(x_i), \varphi'_{\max}(x_i)] \quad (3.9)$$

L'équation (3.6) montre que la valeur de la borne inférieure de BP est proportionnelle à $\Delta x_i|_{\min}$, la plus petite excursion détectable du centroïde de la tache focale associée à L_i . La valeur de $\Delta x_i|_{\min}$ dépend essentiellement du rapport signal à bruit du capteur et du taux avec lequel il échantillonne la tache focale. Quant à $\varphi'_{\max}(x_i)$, la dérivée locale maximale tolérable sur une dimension transverse \varnothing_μ , la figure II33b et l'équation (3.6) font apparaître qu'elle satisfait :

$$\varphi'_{\max}(x_i) = \frac{2\pi}{\lambda} \frac{\varnothing_\mu/2}{f} \quad (3.10)$$

soit, compte tenu de (3.8) :

$$\varphi'_{\max}(x_i) = \frac{\pi}{\lambda} \frac{pX}{f} \quad (3.11)$$

En effet, si la dérivée moyenne de la portion de phase découpée par une micro-lentille L_i donnée est supérieure (ou même légèrement inférieure compte tenu de l'étalement de la tache focale) à $\varphi'_{\max}(x_i)$, alors des photons ayant été focalisés par L_i , seront collectés par la zone de détection contiguë associée à $L_i + 1$, affectant ainsi la qualité de la mesure.

L'équation (3.4) permet d'exprimer $\varphi'_{\max}(x_i)$ en fonction de ΔOPD_{\max} , le retard optique maximum mesurable par L_i :

$$\varphi'_{\max}(x_i) = \frac{2\pi}{\lambda} \frac{\Delta OPD_{\max}}{\varnothing_{\mu}/2} \quad (3.12)$$

Notons que ΔOPD_{\max} n'est autre que la limite supérieure de la dynamique longitudinale pour une micro-lentille. Les équations (3.8), (3.11) et (3.12) permettent donc d'écrire :

$$\Delta OPD_{\max} = \frac{1}{f} \left(\frac{pX}{2} \right)^2 \quad (3.13)$$

Cette limitation n'est pas intrinsèque au Hartmann-Shack mais liée au principe de mesure des barycentres. Il existe par contre une limitation intrinsèque à cet analyseur ; elle concerne la détection de la courbure. Il s'agit de la courbure maximale (convergente) admissible interceptée par deux zones de détection adjacentes telle que les deux taches au foyer de chacune des micro-lentilles finissent par se toucher. La figure II33c illustre cette limitation.

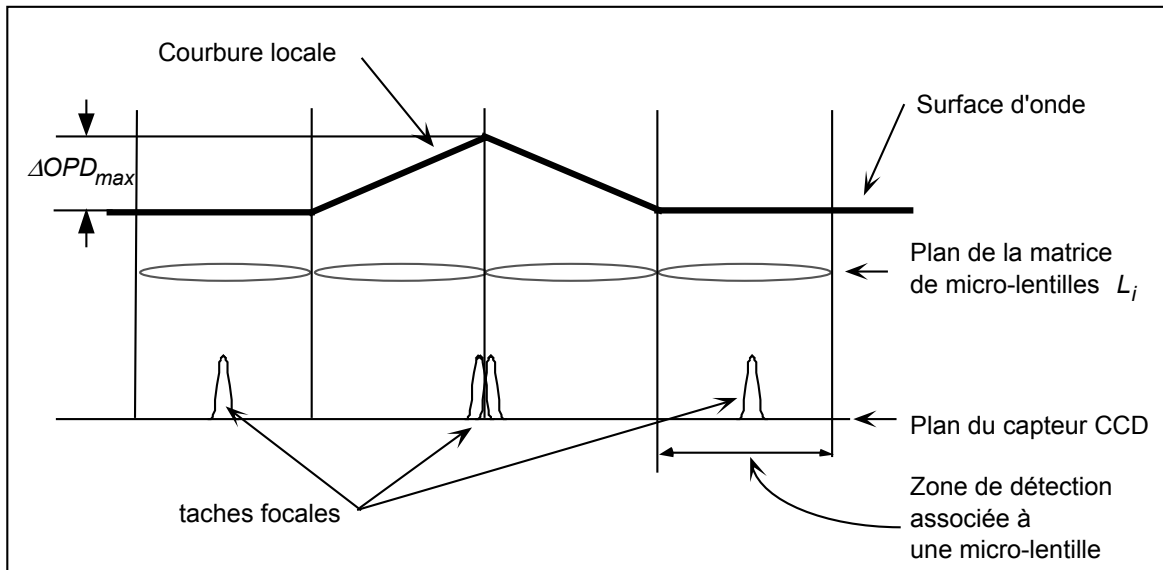


Figure II33c : La détection d'un Hartmann-Shack est intrinsèquement limitée par la courbure locale maximum admissible interceptée par deux sous-pupilles adjacentes. La surface d'onde est représentée en gras. Elle se propage vers le bas et est interceptée par la matrice de micro-lentilles dont seuls quatre exemplaires apparaissent. La quatre taches focales associées sont localisées dans le plan du détecteur à des positions dépendantes de la pente locale du front d'onde. Les deux taches centrales se touchant, cette configuration décrit donc la mesure d'une courbure locale d'amplitude ΔOPD_{\max} .

Application numérique

Un capteur ($N = 500$, $p = 10 \mu\text{m}$) et un échantillonnage ($X = 16$) standards donnent :

$$R_T = 160 \mu\text{m} \quad \text{et} \quad D_T \approx 30$$

Avec une longueur focale de la matrice égale à : $f = 10 \text{ mm}$, il vient :

$$\Delta OPD_{\max} \approx 6 \lambda$$

On retiendra en conclusion que, pour un capteur donné, le Hartmann-Shack requiert donc un compromis entre les qualités transverse et longitudinale de la mesure qu'il délivre. Une faible valeur de X jouant en faveur des propriétés transverses (3.7 et 3.8) et en défaveur des propriétés longitudinales (3.13). Une solution permettant de s'affranchir de ce nécessaire compromis, consiste à utiliser non plus X pixels par zone de détection mais la totalité du capteur CCD soit N pixels ! Cette idée est développée dans le paragraphe suivant.

II.3.3.2 Le Hartmann à matrice active

Le Hartmann à matrice active* est un nouveau senseur de phase qui est actuellement l'objet de travaux de développement au *Laboratoire Central de Recherches de Thomson-CSF* dans le groupe de recherche de J.-P. Huignard.

Historiquement, le premier senseur de surface d'onde basé sur l'échantillonnage spatial de la phase est la plaque Hartmann. Cette technique consiste à insérer une plaque percée de trous entre le faisceau à tester et un détecteur parallèle à la plaque. Le faisceau diffracte localement sur chaque trou et le déplacement transverse des taches de diffraction sur le détecteur est proportionnel au basculement local de la phase. Ce système est l'ancêtre du Hartmann-Shack et le multiplexage spatial de N/X zones de détection de X pixels limite R_L , D_L , R_T et D_T de manière similaire pour les deux dispositifs.

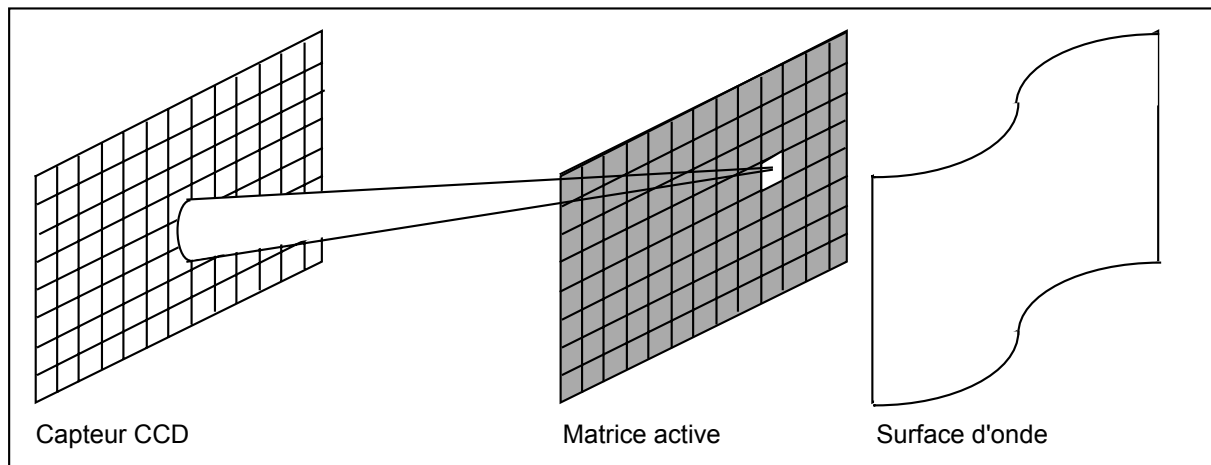


Figure II33d : Hartmann à matrice active. La surface d'onde à analyser est représentée à droite se propageant vers la gauche. Elle est échantillonnée de manière séquentielle par la matrice active. Le barycentre de la tache de diffraction unique obtenue peut ainsi être évalué à l'aide de l'ensemble du champ de mesure défini par le capteur CCD.

Le principe sur lequel repose le Hartmann à matrice active est le multiplexage temporel d'une seule sous-pupille de N pixels. La technologie des matrices à cristaux liquides permet de réaliser cette opération. Le principe de fonctionnement d'une matrice à cristaux liquides est décrit au chapitre II4. Il suffit ici de retenir qu'elle

* brevet déposé en France le 17 septembre 1996 sous le Numéro d'Enregistrement National 96 11304 au nom de THOMSON-CSF avec l'intitulé « **SYSTEME DE CONTROLE DE FAISCEAU LUMINEUX** ». Extension le 24 septembre 1997 aux **Etats-Unis** (N° 08/932 097), au **Japon** (N° 269 210/97) et en **Europe** (N° 97 402 140.4). Inventeurs : **Jean-Christophe Chanteloup, Jean-Pierre Huignard, Brigitte Loiseaux et Pierre Tournois**.

se comporte comme une plaque Hartmann dont il est possible de commander électriquement l'ouverture séquentielle d'un seul trou. Ainsi, ayant une seule ouverture à un instant t , il est possible d'allouer l'ensemble des pixels du capteur CCD à l'évaluation du barycentre de la tache de diffraction. La surface totale du capteur forme donc la zone du champ de mesure allouée à la détection et de forts gradients locaux sont alors détectables :

$$\Delta OPD_{\max} = \frac{1}{f} \left(\frac{pN}{2} \right)^2 \quad (3.14)$$

où X est remplacé par N dans (3.13). A l'instant suivant $t + \Delta t$, un autre trou est ouvert permettant une nouvelle mesure de gradient local. La durée Δt étant limitée par le temps de lecture du capteur CCD et/ou la fréquence de commutation du cristal liquide, ce nouvel analyseur de surface d'onde ne peut donc convenir à la caractérisation de la phase d'une impulsion brève solitaire, ce qui est le cas pour l'application au *LULI*. Néanmoins, nombreuses sont les sources lumineuses continues ou à haute cadence (>1 Hz) pour lesquelles il apporte un gain substantiel pour la dynamique longitudinale de la mesure. Cela apparaît comme évident en comparant (3.13) et (3.14). Par ailleurs D_T , le nombre de points d'échantillonnage de la phase peut atteindre N car une matrice à cristaux liquides contient typiquement 500x500 pixels comme pour un capteur CCD.

En résumé, ce dispositif permet d'obtenir un gain égal à N/X (soit environ un ordre de grandeur) sur la bande passante et la résolution transverse.

II.3.3.3 L'interférométrie « à référence »

La dénomination *interférométrie à référence* utilisée ici se rapporte aux techniques interférométriques nécessitant la présence d'une onde de référence qui peut être plane ou sphérique, en tous cas parfaitement connue. Je l'oppose ainsi à l'*interférométrie à décalage*, objet du paragraphe II334.

II.3.3.3.1 Principe

Supposons que la phase $\varphi_p(x)$ de l'onde de référence soit plane (elle ne possède qu'un basculement caractérisée par a) et raisonnons sur une seule dimension transverse x :

$$\varphi_p(x) = \frac{2\pi}{\lambda}ax + C_{te} \quad (3.15)$$

où C_{te} est une constante. La distribution spatiale d'intensité obtenue par interférence avec l'onde à mesurer de phase $\varphi(x)$ est donc :

$$I(x) = 2I_0(x) \left[1 + \cos(\varphi_p(x) - \varphi(x)) \right], \quad (3.16)$$

où $I_0(x)$ est la distribution transverse d'intensité supposée identique pour les deux ondes. Introduisant (3.15) dans (3.16), il vient :

$$I(x) = 2I_0(x) \left[1 + \cos\left(\frac{2\pi}{\lambda}ax - \varphi(x) + C_{te}\right) \right] \quad (3.17)$$

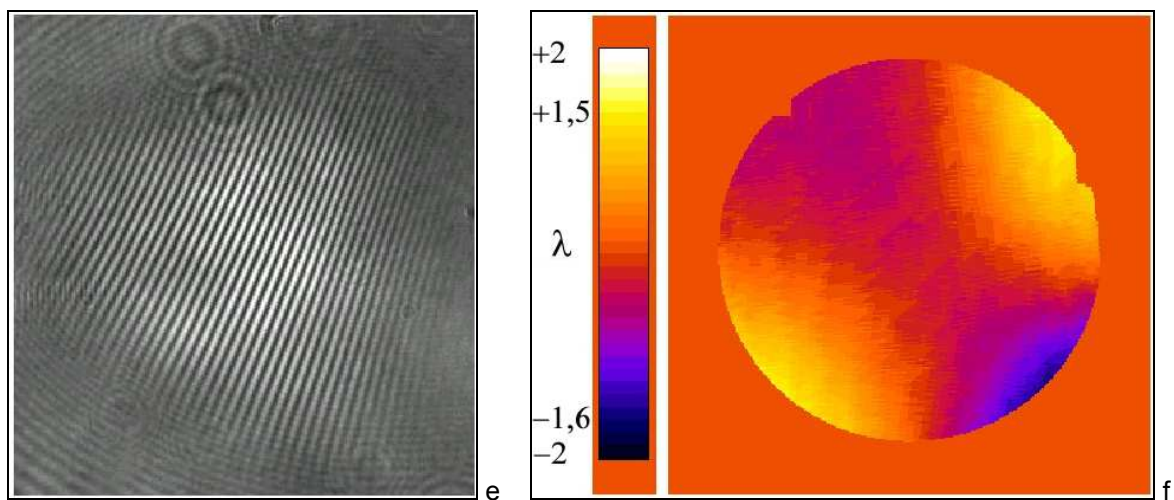
Cette distribution d'intensité $I(x)$ décrit une figure d'interférences dont l'interfrange est liée à ν_a , la fréquence spatiale porteuse :

$$\nu_a = a/\lambda \quad (3.18)$$

Une méthode simple pour recouvrer la phase à partir de $I(x)$ consiste à pointer les minima et maxima des franges en comptant un saut de phase de π entre eux. Le principal inconvénient de cette procédure est qu'elle se prête difficilement à un traitement automatique des interférogrammes (seuillage, érosion des franges, ...). Une technique plus puissante est l'analyse de Fourier. Une étude de la figure d'interférences dans son plan de Fourier (plan des fréquences spatiales) permet en effet de séparer la fréquence porteuse ν_a de l'information qu'elle module [3.1]. Comme toute l'information de l'interférogramme est utilisée (et non plus seulement les maxima et minima), il est alors possible d'obtenir une plus grande résolution transverse R_T .

II.3.3.3.2 Exemple appliqué à une impulsion TW-fs

Un exemple de mesure interférométrique d'une impulsion térawatt est présentée sur les figures II33e et II33f. Le capteur de surface d'onde utilisé est une version modifiée d'un interféromètre Mach-Zehnder (figure II33g).



Figures II33e et II33f : Interférogramme $5 \times 5 \text{ cm}^2$ et phase reconstruite par pointé des franges d'une impulsion laser de 1 Joule et 400 fs à $\lambda = 1,064 \text{ mm}$. Cette mesure a été effectuée sur la chaîne Terawatt à verre néodyme du *Center for Ultrafast Optical Sciences* de l'*Université du Michigan*.

Après séparation sur une lame séparatrice, environ 3% de l'énergie de l'impulsion est dirigée vers le bras $B1$ contenant une ligne à retard. L'énergie restante se propage dans le bras $B2$ de référence le long duquel est inséré un système optique

afocal de grandissement transversal $G = 6$ permettant d'augmenter la dimension radiale du faisceau. Lors de la recombinaison finale, le faisceau issu de $B1$ interfère avec la partie centrale du faisceau issu de $B2$.

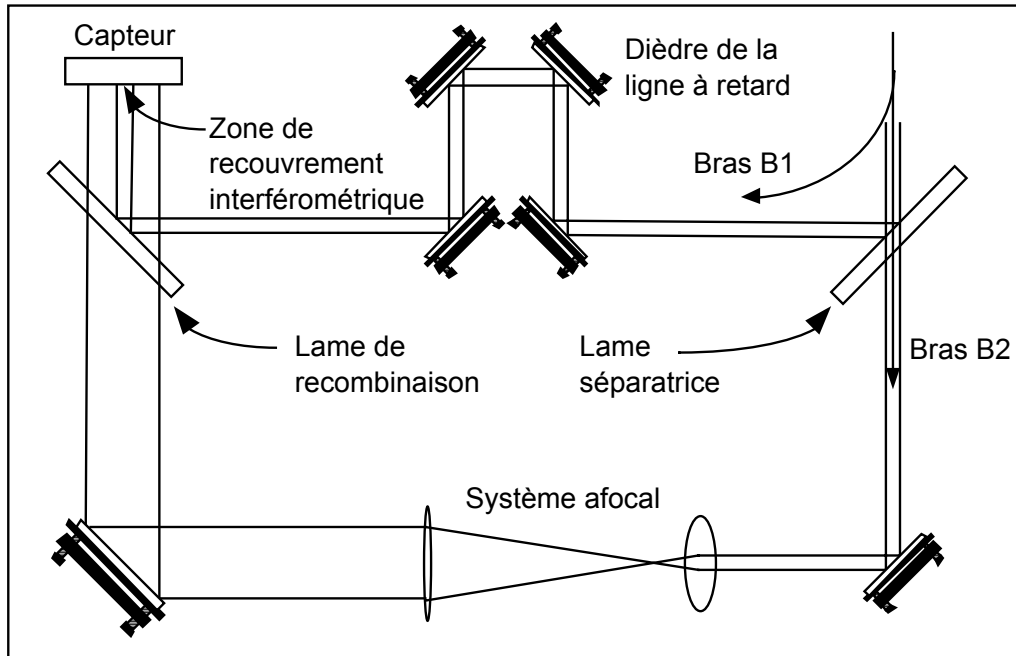


Figure II33g : Interféromètre de Mach-Zehnder utilisé pour la mesure de la phase d'une impulsion brève ultra-intense.

En sortie du bras $B2$, la fluence est $F_B \approx F_0/G^2 = F_0/36$ où F_0 est la fluence initiale à l'entrée de l'interféromètre. En sortie du bras $B1$, la fluence est $F_A = 3F_0/100$ puisque seulement 3% de l'énergie est dirigée vers le bras $B1$ en entrée de l'interféromètre. Comme $F_B \approx F_A$, la qualité du contraste des franges est donc assurée. Si la valeur de G est suffisamment grande, alors la surface d'onde issue de $B2$ peut être considérée comme plane dans la zone de recouvrement interférométrique. Elle joue alors le rôle de la phase de référence $\varphi_p(x)$.

La ligne à retard permet, quant à elle, de faire coïncider les temps d'arrivée des impulsions issues des deux bras. L'égalité des chemins optiques est assurée à l'aide d'un cristal doubleur de fréquence ne générant des photons à 532 nm que lorsque les deux impulsions brèves se recouvrent temporellement. Il apparaît donc que cet interféromètre est relativement lourd à mettre en place lorsqu'il s'agit de mesurer la phase d'impulsions brèves. Il est par ailleurs d'une souplesse d'utilisation toute relative compte tenu de la taille du faisceau et de l'extension spatiale ($\sim 100 \mu\text{m}$) des impulsions. La figure II33h donne une idée de la taille des optiques en jeu. Elle

montre le dièdre de la ligne à retard dont les dimensions des miroirs sont de 10 x 20 cm.

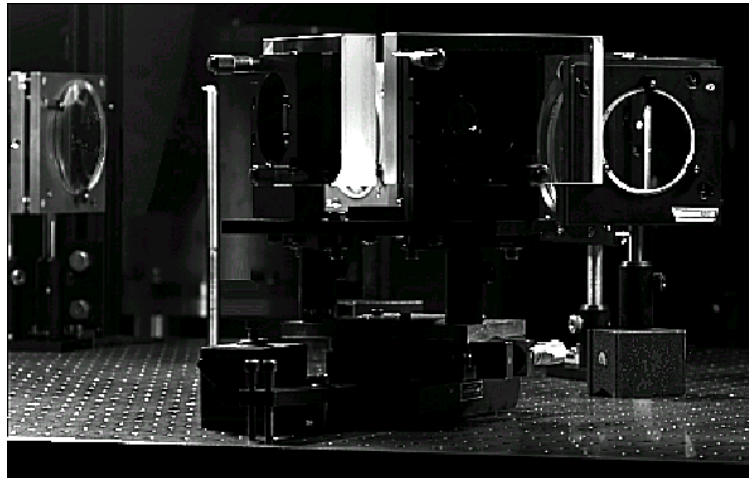


Figure II33h : Photographie du dièdre de renvoi de la ligne à retard apparaissant sur la figure II33g.

Afin de s'affranchir de cette ligne à retard, il est possible d'utiliser un interféromètre de Sagnac (figure II33i) pour lequel les lames séparatrices et de recombinaison sont confondues. Les deux bras de l'interféromètre étant alors contra-propagatifs, ils sont exactement équivalents en terme de chemin optique. Ce dispositif est notamment utilisé au *Rutherford Appleton Laboratory* en Angleterre comme diagnostic d'un laser de puissance.

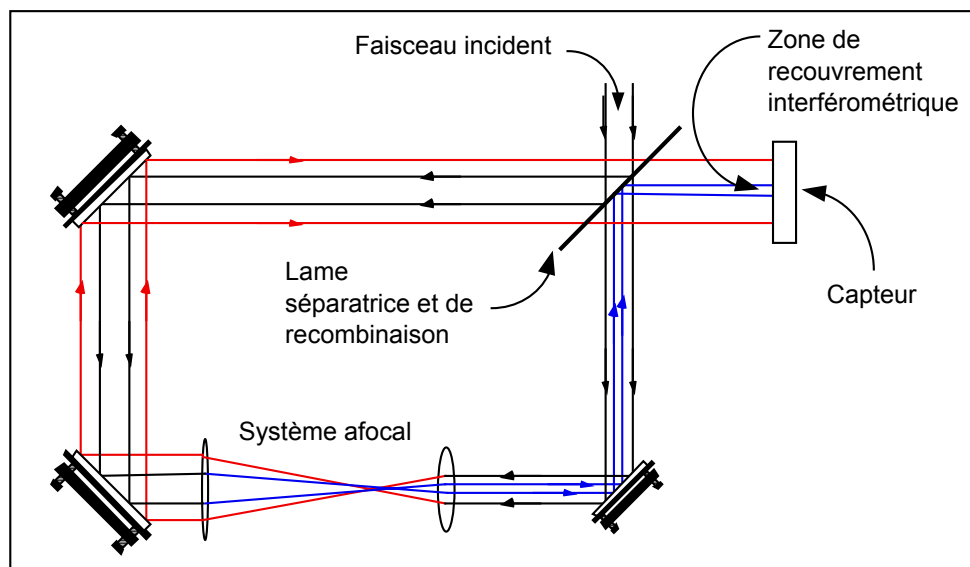


Figure II33i : Interféromètre de Sagnac dont les deux bras sont contra-propagatifs. Dans le sens trigonométrique, le système afocal augmente la dimension transverse du faisceau tandis que dans l'autre sens, il la réduit.

Notons finalement que si la valeur de G est très légèrement supérieure à l'unité, il s'agit alors d'une interférométrie totalement différente où l'on s'affranchit de la référence. Dans le cas du Sagnac, on obtient alors un interféromètre à décalage radial. L'interférométrie à décalage est l'objet du paragraphe II.3.3.4.

II.3.3.3 Avantages et limitations

Le Mach-Zehnder et ses dérivés sont les plus utilisés des interféromètres. Ceci est probablement dû au fait que ce type d'interférométrie est la mieux connue . . . mais c'est sans doute aussi son seul avantage (pour nos applications). Les inconvénients de l'interférométrie à référence sont en effet suffisamment sérieux pour en limiter l'utilisation pour notre application. En particulier, cette technique n'offre pas l'achromaticité requise par l'utilisation de sources lasers à large bande spectrale. En effet, comme v_a dépend de λ (cf. équation 3.18), l'interfrange i est, elle aussi, dépendante de la longueur d'onde :

$$i(\lambda) = \frac{\lambda}{a} \quad (3.19)$$

La figure d'interférence résultante est donc floue car obtenue par superposition d'interférogrammes d'interfranges différentes.

De plus, les deux bras de l'interféromètre étant physiquement différents, les rendre équivalents en terme de chemin optique requiert la présence d'une ligne à retard. Le système est, par ailleurs, très sensible aux vibrations de l'environnement. Notons enfin qu'une achromatisation du Mach-Zehnder reste néanmoins possible, en remplaçant certains miroirs par des réseaux de diffraction [3.2].

II.3.3.4 Interférométrie à décalage

II.3.3.4.1 Principe

Soient x et y les dimensions transverses d'un faisceau lumineux dont on souhaite mesurer la phase $\varphi(x,y)$. Oz est l'axe longitudinal selon lequel il se propage. Supposons qu'à l'aide d'un dispositif optique à préciser, il soit possible de dupliquer φ de manière à ce qu'il existe un angle γ non nul entre les plans moyens des deux phases φ_1 et φ_2 ainsi obtenues. Ces deux répliques sont représentées sur la figure II33j en coupe dans le plan xOz .

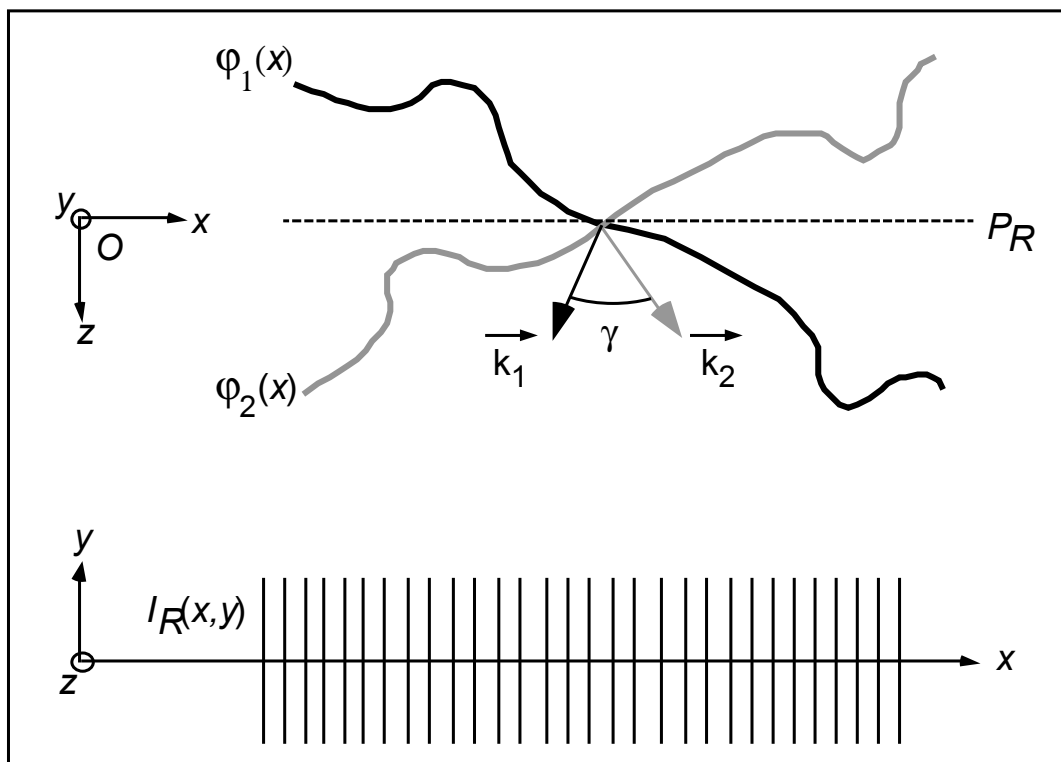


Figure II33j: La partie supérieure de cette figure représente, dans le plan xOz les deux répliques φ_1 et φ_2 de la phase φ au moment où elles sont générées dans le plan de réplique $P_R = xOy$. Les vecteurs \vec{k}_1 et \vec{k}_2 sont les vecteurs d'onde moyen. La partie inférieure illustre la figure d'interférence $I_R(x,y)$ obtenue dans P_R , soit une succession régulière de franges claires et sombres rectilignes.

Leurs vecteurs d'onde moyens \vec{k}_1 et \vec{k}_2 ne sont pas colinéaires mais appartiennent bien à xOz . Le basculement de φ_1 et φ_2 s'effectue donc autour de l'axe Oy et il vient :

$$\begin{cases} \varphi_1(x,y) = \varphi(x,y) + \frac{\pi a}{\lambda} x \\ \varphi_2(x,y) = \varphi(x,y) - \frac{\pi a}{\lambda} x \end{cases} \quad (3.20)$$

où $a = \tan(\gamma/2)/2$. Le plan où φ est dupliquée est appelé le plan de réplique P_R . Ce plan, imagé sur un capteur, permet alors d'enregistrer l'interférogramme I_R :

$$I_R(x,y) = 2I_0(x,y) \left[1 + \cos(\varphi_1(x,y) - \varphi_2(x,y)) \right], \quad (3.21)$$

Introduisant (3.20) dans (3.21), il vient :

$$I_R(x,y) = 2I_0(x,y) \left[1 + \cos\left(\frac{2\pi}{\lambda} ax\right) \right] \quad (3.22)$$

Cette équation montre que, quelles que soient les distorsions de $\varphi(x,y)$, I_R présente une distribution régulière de franges séparées par l'interfrange $i = \lambda/a$. On dira que l'observation se fait dans le plan de sensibilité nulle de l'interféromètre et que toute l'information sur $\varphi(x,y)$ y est perdue. Autrement dit, dans ce plan, la dynamique de mesure est infinie, avec une précision nulle ($R_L = 0$).

Après duplication, φ_1 et φ_2 se décalent lors de leur propagation car elles suivent les directions de leurs vecteurs d'onde respectifs \vec{k}_1 et \vec{k}_2 (figure II33k). Si maintenant l'observation est effectuée dans un plan P_Z situé en aval de P_R à une distance z , alors le décalage transverse entre les deux répliques est :

$$dx = \frac{az}{2} \quad (3.23)$$

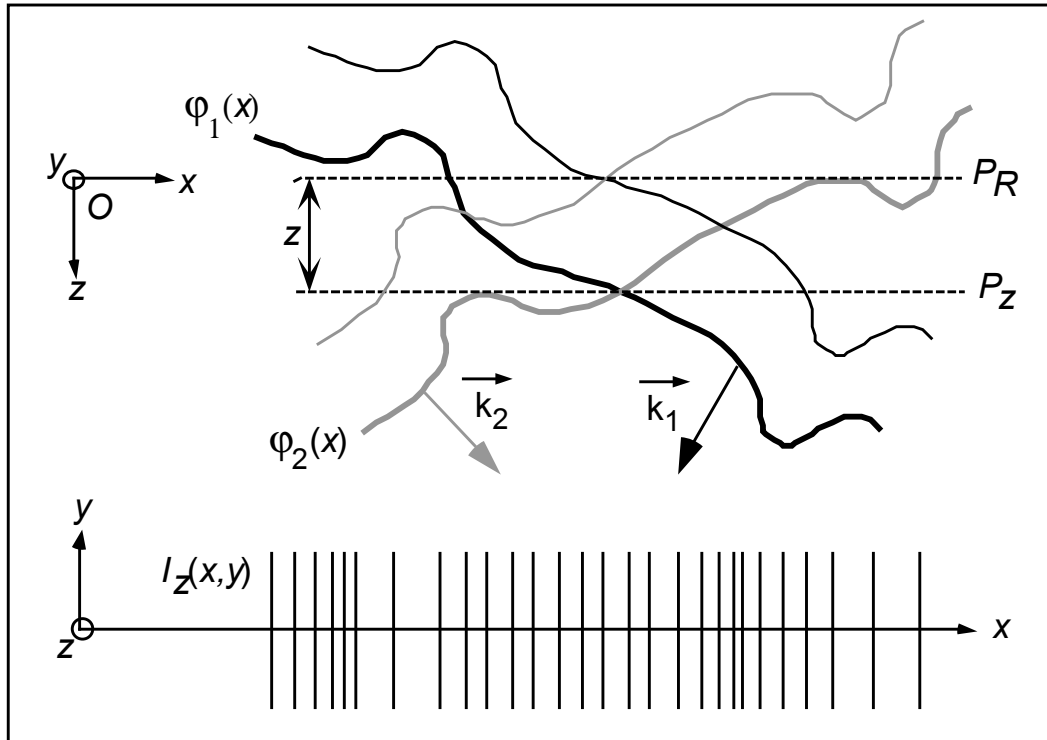


Figure II33k : Les deux courbes fines de la partie supérieure de la figure représentent les répliques φ_1 et φ_2 de la phase à mesurer dans le plan de réplique. Par la suite, elles se propagent dans la direction de leurs vecteurs d'onde moyen \vec{k}_1 et \vec{k}_2 (courbes en **gras**). Ce faisant, elles se décalent transversalement l'une par rapport à l'autre. Dans un plan d'observation P_Z parallèle à P_R , la figure d'interférence $I_Z(x, y)$ (illustrée par la partie inférieure de la figure) présente alors des distorsions liées à la dérivée de $\varphi(x, y)$ selon x .

et l'interférogramme enregistré I_Z satisfait :

$$I_Z(x, y) = 2I_0(x, y) \left[1 + \cos(\varphi_1(x, y) - \varphi_2(x, y)) \right], \quad (3.24)$$

avec cette fois :

$$\begin{cases} \varphi_1(x, y) = \varphi\left(x + \frac{dx}{2}, y\right) + \frac{\pi a}{\lambda} \left(x + \frac{dx}{2}\right) \\ \varphi_2(x, y) = \varphi\left(x - \frac{dx}{2}, y\right) - \frac{\pi a}{\lambda} \left(x - \frac{dx}{2}\right) \end{cases} \quad (3.25)$$

Seule la modulation $M(x, y)$ de la distribution d'éclairement $I_z(x, y)$ comporte une information utile :

$$M(x, y) = \cos(\varphi_1(x, y) - \varphi_2(x, y)) \quad (3.26)$$

soit, compte tenu de (3.25) :

$$M(x, y) = \cos\left[\frac{2\pi}{\lambda}ax + \varphi\left(x + \frac{dx}{2}, y\right) - \varphi\left(x - \frac{dx}{2}, y\right)\right] \quad (3.27)$$

Prenant en compte la dépendance de dx en z donnée par (3.23), il vient :

$$M(x, y) = \cos\left[\frac{2\pi}{\lambda}ax + \varphi\left(x + \frac{a}{4}z, y\right) - \varphi\left(x - \frac{a}{4}z, y\right)\right] \quad (3.28)$$

Soit encore, en introduisant l'interfrange $i = \lambda/a$ et en se limitant à la dimension x perpendiculaire aux franges :

$$M(x) = \cos\left[\frac{2\pi x}{i} + \varphi(x + \lambda z/4i) - \varphi(x - \lambda z/4i)\right] \quad (3.29)$$

Le premier terme ($2\pi x/i$) de l'argument du cosinus définit la modulation porteuse de l'information contenue dans le terme restant : $\Delta\varphi(x, z) = \varphi(x + \lambda z/4i) - \varphi(x - \lambda z/4i)$.

Si le décalage transverse $dx = \lambda z/2i$ est suffisamment faible pour que la variation de phase $\Delta\varphi(x, z)$ puisse être considérée comme linéaire, il apparaît alors que $I_z(x, y)$ permet de remonter à la dérivée partielle de la phase selon x . Soit $\varphi'_x(x_i, z)$ la dérivée partielle en un point x_i :

$$\varphi'_x(x_i, z) = \frac{\varphi(x_i + \lambda z/4i) - \varphi(x_i - \lambda z/4i)}{\lambda z/2i} \quad \text{pour } z \neq 0 \quad (3.30)$$

Comme pour le Hartmann-Shack, il existe une limite supérieure à la bande passante BP associée à la mesure de $\varphi'_x(x_i, z)$. En effet, il importe que, quels que soient x et z , l'on ait $\Delta\varphi(x_i, z) < 2\pi$, et ce, afin d'éviter toute ambiguïté lors de l'attribution des franges. En effet, si $\Delta\varphi(x_i, z) = 2\pi$, alors l'équation (3.29) se simplifie localement en $M(x_i) = \cos[2\pi x_i/i]$; autrement dit la fréquence porteuse n'est plus adaptée. Il vient donc pour le basculement local maximum toléré :

$$\varphi'_{\max}(x_i, z) = 4 \frac{\pi i}{\lambda z} \quad (3.31)$$

Admettons que $\Delta\varphi = \pi$ permette une mesure optimale (la frange se décale d'une demi-période sous l'effet du gradient local). Il apparaît alors qu'en un point x_i où cette condition est satisfaite, la dérivée locale détectable de manière optimale $\varphi'_x(x_i, z) = i2\pi/\lambda z$ varie inversement avec z . Cela signifie que lorsque le plan d'observation P_z est très éloigné de P_R , il est possible de détecter un très faible gradient local avec une qualité optimale. Inversement, lorsque P_z se rapproche ($z \downarrow$), il devient alors possible de mesurer un très fort gradient. En résumé, ce type d'interférométrie est caractérisée par une BP ajustable avec z suivant l'amplitude des défauts que l'on souhaite détecter.

Comparaison HS/Interférométrie à décalage

Afin d'établir une comparaison avec le Hartmann-Shack il faut prendre en compte l'échantillonnage de la figure d'interférence par un détecteur matriciel (CCD) de N pixels par ligne. La figure II33I montre qu'à chaque frange est allouée l'équivalent d'une zone de détection de X pixels de taille p . L'interfrange est donc reliée à ces deux constantes par la relation :

$$i = Xp \quad (3.32)$$

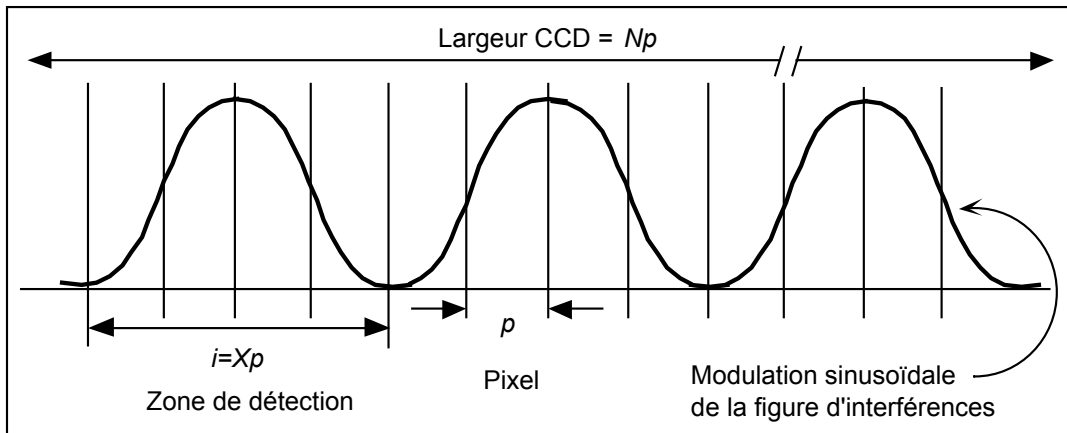


Figure II331 : La figure d'interférence est une modulation sinusoïdale qui peut être échantillonnée avec un nombre X relativement faible de pixels par franges. p étant la dimension d'un pixel, la largeur de la zone de détection associée à chaque frange est donc Xp , soit encore l'interfrange i . Ici, $X = 4$.

Il sera démontré au paragraphe II3463 que, comme pour le Hartmann-Shack :

$$D_T = \frac{N}{X} \quad \text{et} \quad R_T = pX \quad (3.33)$$

Par ailleurs, introduisant (3.32) dans (3.31), il vient :

$$\varphi'_{\max}(x_i, z) = 4 \frac{\pi}{\lambda} \frac{pX}{z} \quad (3.34)$$

La comparaison de cette équation et de (3.11) d'une part, puis de (3.33) et (3.7)/(3.8) d'autre part, montre que le Hartmann-Shack et l'interférométrie à décalage sont des senseurs de gradient de phase se comportant de manière très semblable. Le rôle de la longueur focale f des micro-lentilles du premier est joué ici par z . La comparaison peut d'ailleurs être poussée plus loin, puisqu'il est possible d'analyser l'action du HS non pas au travers de l'optique géométrique, comme cela a été fait dans le paragraphe II331, mais en terme d'interférences. La matrice de micro-lentilles peut en effet être considérée comme un réseau à deux dimensions diffractant selon deux directions perpendiculaires. Les interférences des ondes diffractées produisent une figure d'interférence qui n'est autre que la

distribution des taches focales. Symétriquement, l'interféromètre à décalage apparaît alors comme un Hartmann-Shack dont la longueur focale est ajustable. Pour une étude comparée de ces deux techniques d'analyse de surface d'onde le lecteur est invité à se reporter aux références [3.3] et [3.4].

II.3.3.4.2 Exemple: la lame de shearing

La *lame de shearing* (ou bien peut être *lame à décalage* ou *lame à dédoublement latéral* en français ?) est le dispositif interférométrique à décalage le plus usité dans le domaine du diagnostic laser. Cette lame peut être à faces planes et parallèles ou prismatiques ; elle ne possède pas de traitements optiques particuliers. L'interférogramme est obtenu par interférence entre une partie φ_1 de la phase du faisceau à mesurer qui traverse directement la lame et l'autre partie φ_2 qui subit une double réflexion sur ses faces. La limitation majeure de ce dispositif est liée à l'épaisseur e de la lame en question, puisque la longueur de cohérence l_c de l'onde lumineuse à mesurer doit satisfaire :

$$l_c > 2e \quad (3.35)$$

Ceci exclut son utilisation dans le cadre des sources à impulsions brèves pour lesquelles il a été montré que l_c est de l'ordre de la centaine de microns (§ II321).

II.3.3.4.3 Avantages et limitations

Par définition, l'interférométrie à décalage permet de s'affranchir de toute phase de référence, ce qui, d'un point de vue expérimental, est un avantage pratique important. Mais, plus intéressant encore, est le fait que sa dynamique de mesure longitudinale effective est très grande car ajustable. En effet, dans la mesure où il donne la possibilité de choisir le plan à imager sur le capteur, ce senseur s'avère être accordable en sensibilité. Cette propriété lui confère une dynamique de mesure très supérieure aux analyseurs de phase concurrents.

Néanmoins, l'utilisation de deux répliques φ_1 et φ_2 ne permet d'avoir accès qu'à une dérivée de la phase, contrairement au Hartman-Shack qui donne accès à deux dérivées selon des axes perpendiculaires. Or, le fait de disposer de plus d'un gradient permet d'éviter la propagation de l'erreur lors de la reconstruction de la surface d'onde. Le schéma de la figure II33m illustre ce phénomène. Vingt points de mesure sont représentés par des croix (X). Les gradients selon x sont représentés par des flèches horizontales \vec{g}_x dont les longueurs sont proportionnelles à leur valeur absolue. Les flèches verticales \vec{g}_y sont quant à elles associées aux gradients selon y .

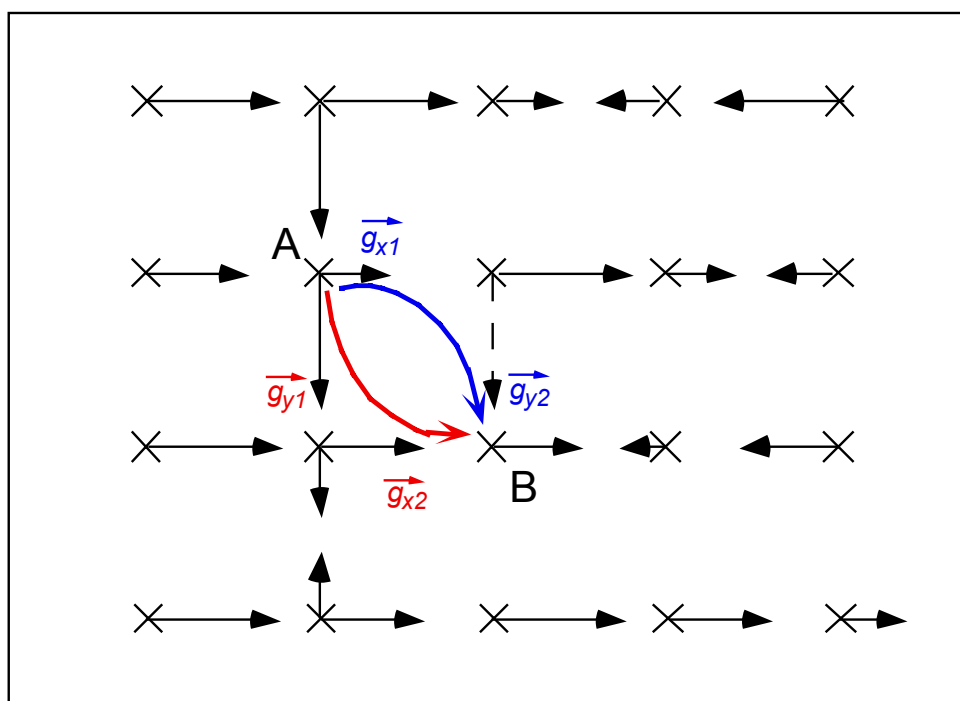


Figure II33m : Représentation schématique de la reconstruction de la phase $\varphi(x,y)$ en un point B à partir de deux chemins différents faisant appels à des mesures indépendantes $(\vec{g}_{x1}, \vec{g}_{y2})$ et $(\vec{g}_{y1}, \vec{g}_{x2})$.

Cette figure montre que seule la connaissance de l'ensemble des \vec{g}_x et d'une seule série de \vec{g}_y mesurée pour un x donné suffisent à la reconstruction de la phase $\varphi(x,y)$. La connaissance de \vec{g}_{y2} par exemple n'est pas nécessaire. Par contre, elle permet d'évaluer la valeur de $\varphi(x,y)$ en B à partir de celle obtenue en A

selon deux voies différentes. Ces voies sont matérialisées par les flèches courbes. Elles font appel à deux paires de mesures indépendantes $(\vec{g}_{x1}, \vec{g}_{y2})$ et $(\vec{g}_{y1}, \vec{g}_{x2})$. Cette redondance d'information permet de limiter la propagation de l'erreur de proche en proche lors de l'intégration. En pratique, l'algorithme de recouvrement de la phase opère une minimisation de l'erreur par les moindres carrés.

Il apparaît que la précision sur le calcul de la phase est d'autant meilleure que le nombre de gradients mesurés en chaque point (x, y) de la pupille est important. L'interférométrie à décalage basée sur l'utilisation de deux répliques de la surface d'onde à tester ne permettant d'avoir accès qu'à une seule dérivée en chaque point, la qualité de la reconstruction est moins bonne que pour un Hartmann-Shack. On comprend donc tout l'intérêt d'utiliser une technique basée sur l'interférométrie à décalage permettant de recouvrer au moins deux dérivées de $\varphi(x, y)$. Il se trouve qu'un tel dispositif a récemment été développé à L'ONERA. C'est l'interféromètre à Décalage Tri-latéral Achromatique dont on peut dire qu'il possède les avantages du Hartmann-Shack et de la lame de shearing, sans leurs inconvénients. Il possède une grande dynamique longitudinale et permet la mesure de trois gradients simultanément pour chaque point de la pupille.

II.3.4 L'interféromètre à décalage tri-latéral

II.3.4.1 Introduction

Les travaux originaux sur l'interférométrie à décalage tri-latéral ont été menés à l'*ONERA* par J. Primot. Un interféromètre à décalage tri-latéral (IDTL) utilisant un cube séparateur et un miroir y a été développé. Ce dispositif souffrant notamment de chromatisme, il fut assez rapidement remplacé par un réseau de diffraction **R** générant les trois répliques de l'onde à tester. Ce nouvel interféromètre est référencé dans ce manuscrit par l'acronyme IDTLA, le A supplémentaire précisant l'Achromaticité de ce senseur de phase. Les publications s'y rapportant sont [3.5], [3.6] pour la théorie et [3.7] pour le réseau de diffraction à deux dimensions ; une description expérimentale et théorique détaillée est présentée dans la thèse que L. Sogno a effectuée sous la direction de J. Primot [3.4]. Ma contribution a essentiellement consisté à valider l'utilisation de L'IDTLA lors de plusieurs campagnes expérimentales [3.8], [3.9] effectuées dans l'environnement particulier des impulsions brèves et ultra-intenses (§II32). J'ai par ailleurs été amené à développer un algorithme d'analyse spécifique pour la mesure absolue d'une surface d'onde présentant de l'astigmatisme ou de la courbure.

Ce paragraphe donne en premier lieu une modélisation de la figure d'interférence (§II342), puis décrit la procédure d'analyse spectrale par transformée de Fourier à deux dimensions (§II343). L'algorithme de recouvrement de la phase est décrit au paragraphe II344, puis des descriptions détaillées du système optique (§II345 et §II346) et du capteur (§II347) sont données. Le paragraphe II348 expose la méthode de calibration utilisée au *LULI*. Enfin, le paragraphe II349 présente les deux modes d'analyse de surface d'onde possibles.

II.3.4.2 Modélisation de l'interférogramme

Soit $(O, \vec{u}_x, \vec{u}_y)$ le plan du réseau \mathbf{R} de l'IDTLA. Le référentiel de l'espace \mathbf{E} est le repère orthonormé $(O, \vec{u}_x, \vec{u}_y, \vec{u}_z)$.

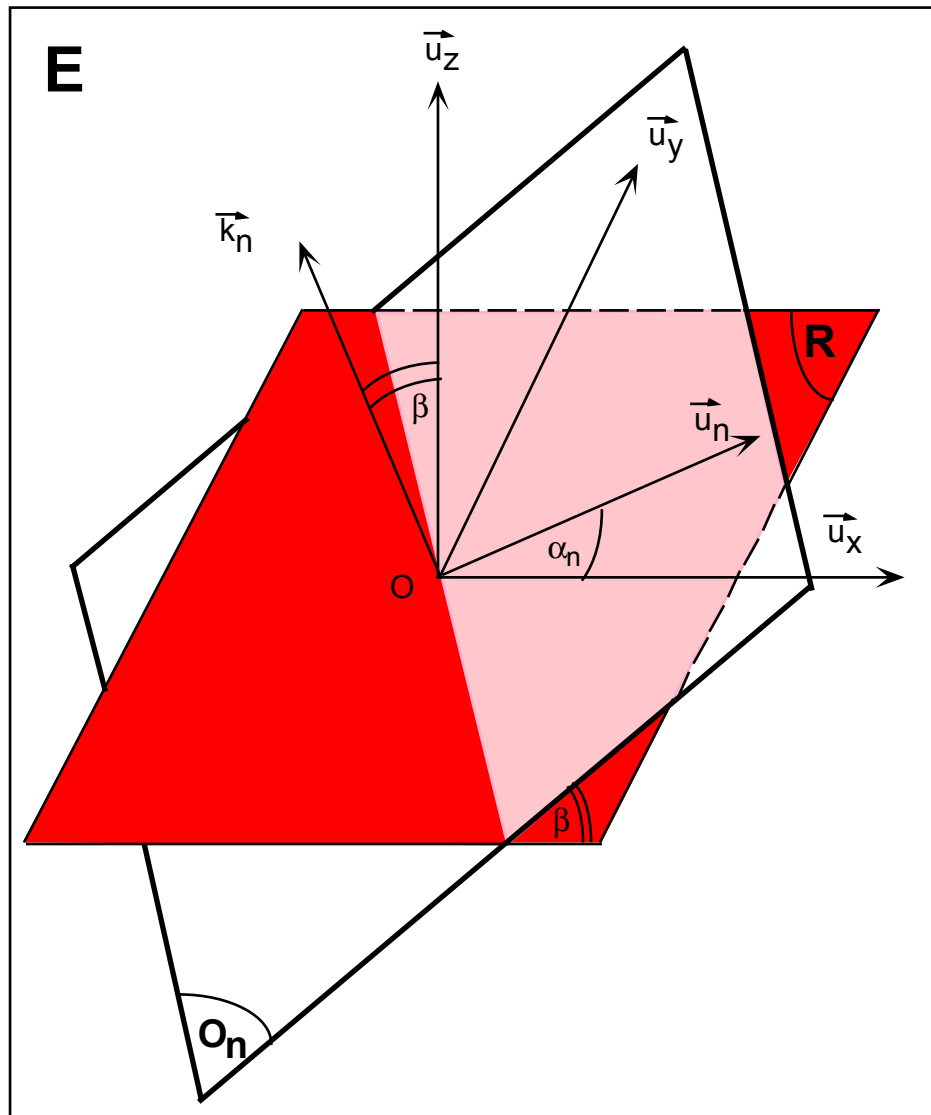


Figure II34a : \mathbf{R} est le plan du réseau de diffraction contenant les vecteurs \vec{u}_x , \vec{u}_y et \vec{u}_n . \mathbf{O}_n est l'onde plane diffractée par celui-ci dans une direction \vec{k}_n repérée par les angles α_n et β .

Soit une surface d'onde plane \mathbf{O}_i (non représentée sur la figure) se propageant dans la direction définie par \vec{u}_z . Le plan \mathbf{R} étant choisi comme origine des phases, la valeur de celle de \mathbf{O}_i dans ce plan est donc nulle quel que soit le point repéré par le vecteur position $\vec{r} = x\vec{u}_x + y\vec{u}_y$.

Réplication par diffraction

O_i est répliquée par diffraction sur le réseau (supposé parfait) en trois surfaces d'ondes planes **O_n** ($n = 1$ à 3) formant un angle β avec **R** et se propageant dans

les directions définies par les vecteurs \vec{k}_n :

$$\vec{k}_n = \frac{2\pi}{\lambda \cos(\beta)} \left[-\sin(\beta) \cos(\alpha_n) \vec{u}_x - \sin(\beta) \sin(\alpha_n) \vec{u}_y + \cos(\beta) \vec{u}_z \right] \quad (3.36)$$

où les trois angles α_n vérifient :

$$\alpha_n = \alpha + n \frac{2\pi}{3} \quad \text{avec } n = -1, 0, +1 \text{ et } \alpha \text{ a priori quelconque} \quad (3.37)$$

L'expression de la phase des ondes **O_n** est :

$$-\vec{k}_n \cdot \vec{r} = \frac{2\pi}{\lambda} \tan(\beta) \left[\cos(\alpha_n) x + \sin(\alpha_n) y \right] \quad (3.38)$$

Soit $E_{init}(\vec{r}) = A(\vec{r}) \exp i \varphi(\vec{r})$, l'amplitude complexe du champ électrique d'une onde ayant la même incidence que **O_i**. Sa phase et son amplitude réelle sont respectivement $\varphi(\vec{r})$ et $A(\vec{r}) = \sqrt{I_{init}(\vec{r})}$. Cette onde est diffractée en trois ondes dont on suppose que le fait de considérer les phases (mais aussi les amplitudes) comme identiques est une approximation valable. Ces phases satisfont :

$$\Phi_n^0(\vec{r}) = -\vec{k}_n \cdot \vec{r} + \varphi(\vec{r}) \quad (3.39)$$

Propagation

Après diffraction, les trois ondes se propagent dans les directions \vec{k}_n pendant une durée t . La figure II34b permet de vérifier que ce déplacement correspond à un chemin optique selon Oz de $z = ct \cos(\beta)$ et à un décalage transverse représenté par le vecteur de décalage :

$$\vec{\delta r}_n = -ct \sin(\beta) \vec{u}_n = -z \tan(\beta) \vec{u}_n \quad (3.40)$$

où \vec{u}_n est un vecteur unitaire satisfaisant (figure II34a) :

$$\vec{u}_n = \cos(\alpha_n) \vec{u}_x + \sin(\alpha_n) \vec{u}_y \quad (3.41)$$

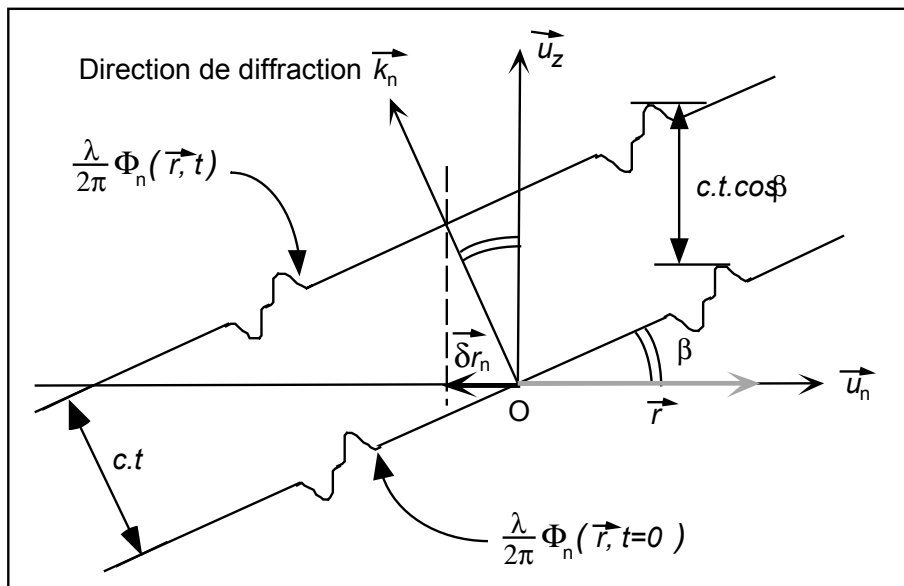


Figure II34b : Vue en coupe dans le plan (\vec{u}_n, \vec{u}_z) de l'évolution de la surface d'onde associée à $\Phi_n(\vec{r}, t)$. Elle est représentée par deux courbes parallèles aux temps $t = 0$ et $t \oplus 0$ séparées par une distance mesurée le long de l'axe Oz égale à $z = ct \cos(\beta)$.

Les phases des ondes diffractées prennent alors pour expression :

$$\Phi_n(\vec{r}, t) = \frac{2\pi}{\lambda} c.t. \cos(\beta) + \Phi_n^0(\vec{r} - \vec{\delta r}_n) \quad (3.42)$$

soit, en combinant (3.39) et (3.42) :

$$\Phi_n(\vec{r}, t) = \frac{2\pi}{\lambda} \cos(\beta)ct + \vec{k}_n \cdot \vec{\delta r}_n + \varphi(\vec{r} - \vec{\delta r}_n) - \vec{k}_n \cdot \vec{r} \quad (3.43)$$

puis, en exprimant $\vec{k}_n \cdot \vec{\delta r}_n$ à partir de (3.36), (3.40) et (3.41) :

$$\Phi_n(\vec{r}, t) = \frac{2\pi}{\lambda} \cos(\beta)ct + 2 \sin^2(\beta)ct + \varphi(\vec{r} - \vec{\delta r}_n) - \vec{k}_n \cdot \vec{r} \quad (3.44)$$

Les deux premiers termes du second membre de cette égalité n'ajoutent qu'un déphasage constant par rapport à l'origine des phases \mathbf{R} (car indépendants de \vec{r}) ; de plus, ils sont identiques pour les trois répliques (car indépendants de n). Ils peuvent par conséquent ne pas être pris en compte et les phases de trois ondes vérifient alors :

$$\Phi_n(\vec{r}, z) = \varphi(\vec{r}, z) - \vec{k}_n \cdot \vec{r} \quad (3.45)$$

où $\varphi(\vec{r} - \vec{\delta r}_n)$ est remplacé par $\varphi(\vec{r}, z)$ afin de faire ressortir la dépendance en z liée au vecteur de décalage.

Après diffraction sur \mathbf{R} et propagation sur une distance z , l'amplitude des ondes répliquées est donc :

$$E_n(\vec{r}, z) = A(\vec{r}, z) \exp(i\varphi(\vec{r}, z) - i\vec{k}_n \cdot \vec{r}) \quad (3.46)$$

Le paquet d'ondes

L'expression de l'amplitude complexe $P(\vec{r})$ du paquet d'ondes formé par les trois ondes $E_n(\vec{r}, z = 0)$ dans leur plan de réplique $z = 0$ est :

$$P(\vec{r}) = A(\vec{r}) \exp(i\varphi(\vec{r})) \cdot \sum_{n=-1}^{+1} \exp(-i\vec{k}_n \cdot \vec{r}) \quad (3.47)$$

Introduisons l'opérateur de modulation spatiale $M(\vec{r})$ et la phase globale $W(\vec{r})$ du paquet d'ondes avant propagation, c'est-à-dire au temps $t = 0$:

$$M(\vec{r}) = \left| \sum_{n=-1,0,+1} \exp(-i\vec{k}_n \cdot \vec{r}) \right|^2 \quad (3.48)$$

$$W(\vec{r}) = \varphi(\vec{r}) + W_o(\vec{r}) \quad (3.49)$$

avec $W_o(\vec{r})$, la phase de $\sum_{n=-1,0,+1} \exp(-i\vec{k}_n \cdot \vec{r})$. Il vient alors :

$$P(\vec{r}) = A(\vec{r}) \sqrt{M(\vec{r})} \exp iW(\vec{r}) \quad (3.50)$$

D'où la distribution d'éclairement dans le plan de réplique $z = 0$:

$$I_R(\vec{r}) = |P(\vec{r})|^2 = I_{init}(\vec{r}) M(\vec{r}) \quad (3.51)$$

ce qui permet de vérifier que $M(\vec{r})$ est bien responsable de la modulation appliquée au profil d'éclairement initial $I_{init}(\vec{r})$. Ce phénomène s'observe sur la figure II33p qui représente $I_R(\vec{r})$ lorsque :

$$\varphi(\vec{r}) = 0 \quad \text{et} \quad A(\vec{r}) = \exp(-\vec{r}^8) \quad (3.52)$$

Dans ce cas, la phase globale du paquet d'ondes est $W_o(\vec{r})$ et la superposition cohérente des trois ondes lumineuses le constituant forme une figure d'interférences dont les *franges*^{*} sont localisées aux noeuds d'un maillage hexagonal régulier. Cette régularité est liée à la propriété du réseau caractérisée par l'équation (3.37). Les figures ci-après représentent deux interférogrammes calculés à partir du modèle qui vient d'être décrit. Le premier d'entre eux (II34c) correspond à une observation dans le plan de réplique **R**. La durée t y est donc nulle et les trois répliques se

* Par analogie avec une figure d'interférence à deux ondes, j'utilise la dénomination *franges* pour ces maxima d'éclairement.

superposent pour former $I_R(\vec{r})$. La seconde figure d'interférences résulte quant à elle de la propagation du paquet formé des trois ondes de phase plane interférant : t est alors supérieur à zéro, ce qui explique que les trois répliques se soient décalées transversalement. L'interférogramme ainsi obtenu** représente alors la distribution d'éclairement $I(\vec{r}, z)$ calculée dans un plan $z > 0$:

$$I(\vec{r}, z) = \left| \sum_{n=-1,0,+1} E_n(\vec{r}, z) \right|^2 \quad (3.53)$$

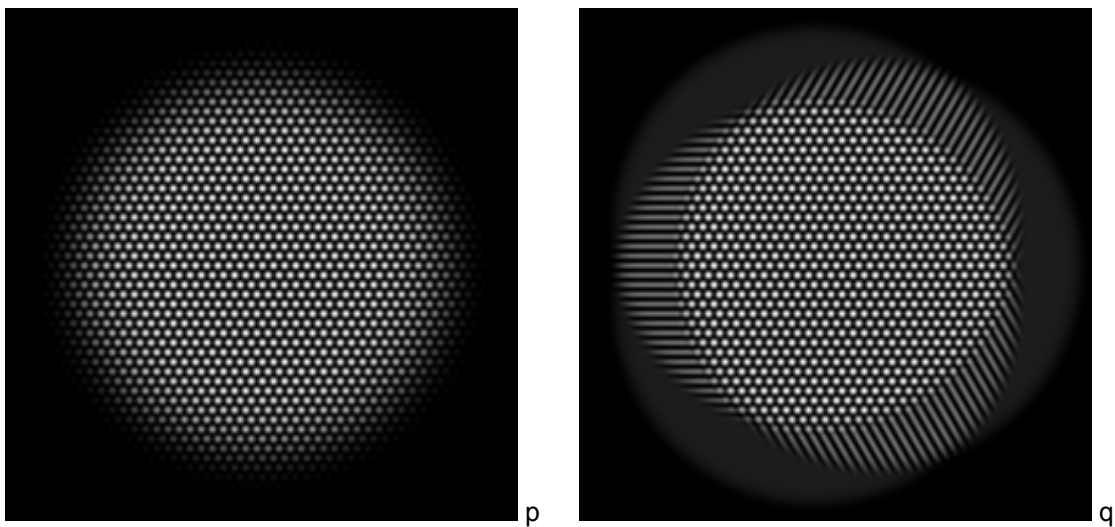


Figure II34c et II34d : Interférogrammes calculés lorsque l'onde de phase plane incidente sur le réseau est celle définie par (3.52). Répliquée, elle donne naissance à un paquet de trois ondes planes interférant. Dans le plan de réplique, on observe $I_R(\vec{r})$ (figure c) tandis que l'interférogramme obtenu lorsque le paquet d'ondes s'est propagé est illustré par la figure d.

Il est à remarquer qu'il existe alors deux types de figures d'interférences. Dans les zones où seules deux répliques interfèrent, apparaissent des franges rectilignes. Par contre, dans la zone de superposition globale des trois ondes, les franges sont des points distribués aux nœuds du maillage hexagonal. Toujours par analogie avec une figure d'interférence à deux ondes, désignons par interfrange la distance i_f séparant deux franges. Afin d'en connaître l'expression, calculons la modulation le long d'une

** La distribution d'éclairement de la figure II34d est obtenue à l'aide d'un code pour lequel $A(\vec{r}, z) = A(\vec{r} - \vec{\delta} r_n)$. La distance z est ainsi supposée suffisamment courte pour que la diffraction liée à la propagation libre puisse être négligée. Cette remarque est valable aussi pour le modèle décrit dans ce paragraphe.

série de franges à l'aide de (3.38) et (3.48) :

$$M(x, y = 0) = 5 + 4 \cos\left(\frac{2\pi}{\lambda} \frac{3 \tan(\beta)x}{2}\right) \quad (3.54)$$

L'interfrange i_f vaut donc :

$$i_f = \frac{2\lambda}{3 \tan \beta} \quad (3.55)$$

Vitesse de propagation du paquet d'ondes

La figure II34a montre que les trois ondes diffractées se propagent dans les directions des \vec{k}_n . Le paquet d'ondes qu'elles forment se propage quant à lui selon \vec{u}_z , c'est-à-dire suivant la même direction que Oi , l'onde incidente sur le réseau R . Si \vec{k}_0 est le vecteur d'onde de Oi , alors \vec{k}_p , le vecteur d'onde du paquet vérifie :

$$k_p = k_0 \cos(\beta) \quad (3.56)$$

Le paquet d'ondes se propage donc moins vite que la lumière.

II.3.4.3 Spectre de l'interférogramme

Comme cela a été expliqué au paragraphe II334, l'interférométrie à décalage repose sur l'observation de l'évolution longitudinale de la figure d'interférence. Afin d'analyser cette évolution, l'équation de transfert en éclairissement [3.10] [3.11] est introduite :

$$-k \cdot \frac{\partial I}{\partial z} = \vec{\nabla} I \cdot \vec{\nabla} \Phi + I \cdot \nabla^2 \Phi \quad (3.57)$$

C'est une équation différentielle qui régit l'évolution dans l'espace de la phase Φ et de l'éclairement I d'une onde quasi-plane de vecteur d'onde k , c'est-à-dire d'une onde dont l'écart de phase par rapport au plan moyen de celle-ci est faible par rapport aux dimensions du faisceau. $\vec{\nabla}$ est l'opérateur gradient transverse. Cette équation traduit simplement la conservation de l'énergie d'une onde lors de sa propagation libre (diffraction) et caractérise un comportement du type de celui décrit par l'optique géométrique. Le premier terme du second membre reflète en effet le décalage d'éclairement associé à un basculement $\vec{\nabla}\Phi$ de la phase (effet prisme). Le second terme est associé à la concentration d'éclairement liée à une courbure de phase $\nabla^2\Phi$ (effet lentille). Appliquant cette équation au paquet d'ondes (de vecteur \vec{k}_p) défini par les équations (3.47) à (3.51) avec $\varphi(\vec{r}) = 0$, il vient :

$$-k_p \cdot \frac{\partial I_R}{\partial z} = \vec{\nabla} I_R \cdot \vec{\nabla} W_0 + I_R \cdot \nabla^2 W_0 \quad (3.58)$$

Or, les déphasages relatifs entre les trois ondes planes formant ce paquet d'ondes restent identiques quel que soit le plan d'observation de cote z . La figure d'interférence à trois ondes n'évolue donc pas avec z et par conséquent :

$$\frac{\partial I_R}{\partial z} = 0 \Rightarrow \vec{\nabla} I_R \cdot \vec{\nabla} W_0 + I_R \cdot \nabla^2 W_0 = 0 \quad (3.59)$$

C'est d'ailleurs ce que l'on peut observer en comparant les zones de triple recouvrement interférométrique de II34c et II34d. Un tel interférogramme, qui reste invariant lors de sa propagation, est qualifié de figure d'interférence à *franges invariantes par propagation*.

Appliquant maintenant l'équation de transfert en éclairement au paquet d'ondes généré par le réseau dans un cas général où $\varphi(\vec{r})$ est quelconque; il vient :

$$-k_p \cdot \frac{\partial I_R}{\partial z} = \left(\vec{\nabla} I_R \cdot \vec{\nabla} \varphi + I_R \cdot \nabla^2 \varphi \right) + \left(\vec{\nabla} I_R \cdot \vec{\nabla} W_0 + I_R \cdot \nabla^2 W_0 \right) \quad (3.60)$$

soit, compte tenu de (3.59) :

$$-k_p \cdot \frac{\partial I_R}{\partial z} = \vec{\nabla} I_R \cdot \vec{\nabla} \varphi + I_R \cdot \nabla^2 \varphi \quad (3.61)$$

La phase du paquet évolue donc comme si elle était égale à $\varphi(\vec{r})$. En observant maintenant la figure d'interférence dans un plan à une distance L suffisamment faible de \mathbf{R} , on obtient, par intégration de l'équation précédente une distribution d'éclairement $I_L = I(\vec{r}, L)$ satisfaisant :

$$I_L = I_R - \frac{L}{k_p} (\vec{\nabla} I_R \cdot \vec{\nabla} \varphi + I_R \cdot \nabla^2 \varphi) \quad (3.62)$$

En remplaçant I_R par son expression donnée en (3.51) ($I_R = I_{init} M$), il vient :

$$I_L = I_{init} \left[M - \frac{ML}{k_p I_{init}} (\vec{\nabla} I_{init} \cdot \vec{\nabla} \varphi + I_{init} \cdot \nabla^2 \varphi) - \frac{L}{k_p} \vec{\nabla} M \cdot \vec{\nabla} \varphi \right] \quad (3.63)$$

Appliquons maintenant l'équation de transfert en éclairement à l'onde incidente O_i .

Son éclairement est I_{init} , sa phase φ et son vecteur d'onde k_0 . Il vient alors :

$$-k_0 \cdot \frac{\partial I_{init}}{\partial z} = \vec{\nabla} I_{init} \cdot \vec{\nabla} \varphi + I_{init} \cdot \nabla^2 \varphi \quad (3.64)$$

ce qui permet de réécrire (3.63) :

$$I_L = I_{init} \left[M \left(1 - \frac{k_0}{k_p} \frac{L}{I_{init}} \frac{\partial I_{init}}{\partial z} \right) - \frac{L}{k_p} \vec{\nabla} M \cdot \vec{\nabla} \varphi \right] \quad (3.65)$$

Au paragraphe II345, β est évalué, et il y apparaît que sa valeur reste toujours très faible ; l'approximation $\cos\beta=1$ revenant à faire une erreur d'environ $2,5.10^{-5}$ devant 1. En conséquence, il est justifié de considérer que $k_0 = k_p$. Par ailleurs, dans tout système de mesure de la phase, il est supposé que :

$$\frac{L}{I_{init}} \frac{\partial I_{init}}{\partial z} \ll 1 \quad (3.66)$$

ce qui signifie que la distribution d'éclairement de l'onde à tester ne varie pas sensiblement lors de la traversée L du senseur de phase ($I_L - I_{init} \ll I_{init}$). L'équation (3.65) se simplifie donc pour donner :

$$I_L = I_{init} \left[M - \frac{L}{k_p} \vec{\nabla} M \cdot \vec{\nabla} \varphi \right] \quad (3.67)$$

or, en développant (3.48), il vient :

$$M(\vec{r}) = 3 + \sum_{\substack{n,m=-1 \\ n \neq m}}^{+1} \exp(i(\vec{k}_n - \vec{k}_m) \cdot \vec{r}) \quad (3.68)$$

L'équation (3.36) montre par ailleurs que les vecteurs $\vec{k}_n - \vec{k}_m$ appartiennent au plan \mathbf{R} car la composante parallèle à \vec{u}_z des \vec{k}_n est indépendante de n . Définissons la famille de vecteurs $\vec{U}_{nm} = \vec{k}_n - \vec{k}_m$ de ce plan. L'équation (3.68) se réécrit alors :

$$M(\vec{r}) = 3 + \sum_{\substack{n,m=-1 \\ n \neq m}}^{+1} \exp(i\vec{U}_{nm} \cdot \vec{r}) \quad (3.69)$$

Le gradient de la fonction de modulation peut donc être exprimé comme :

$$\vec{\nabla} M(\vec{r}) = \sum_{\substack{n,m=-1 \\ n \neq m}}^{+1} \vec{\nabla} \exp(i\vec{U}_{nm} \cdot \vec{r}) \quad (3.70)$$

soit :

$$\vec{\nabla}M(\vec{r}) = \sum_{n,m=-1, n \neq m}^{+1} i\vec{U}_{nm} \exp(i\vec{U}_{nm} \cdot \vec{r}) \quad (3.71)$$

Introduisant ce résultat dans l'équation (3.67), il vient donc :

$$I_L(\vec{r}) = I_{init}(\vec{r}) \left[3 + \sum_{n,m=-1, n \neq m}^{+1} \left(1 - \frac{iL}{k_p} \vec{\nabla} \phi(\vec{r}) \cdot \vec{U}_{nm} \right) \exp[i\vec{U}_{nm} \cdot \vec{r}] \right] \quad (3.72)$$

La quantité $\vec{\nabla} \phi(\vec{r}) \cdot \vec{U}_{nm}$ qui apparaît est proportionnelle au gradient de la phase $\phi(\vec{r})$ dans la direction de \vec{U}_{nm} . C'est l'information recherchée pour recouvrer la phase. Afin d'isoler ce gradient, que l'on notera par $G_{nm}(\vec{r})$, il est judicieux de passer dans l'espace de Fourier où l'équation (3.72) se transforme en :

$$\tilde{I}_L(\vec{v}) = \tilde{I}_{init}(\vec{v}) \otimes \left[3\delta(\vec{v}) + \sum_{n,m=-1, n \neq m}^{+1} \left(\delta(\vec{v}) - \frac{iL}{k_p} \tilde{G}_{nm}(\vec{v}) \right) \otimes \delta(\vec{v} - \vec{v}_{nm}) \right] \quad (3.73)$$

où le tilde représente les transformées de Fourier et \otimes le produit de convolution. Le vecteur des fréquences spatiales associé à \vec{r} est \vec{v} tandis que les six \vec{v}_{nm} satisfont :

$$\vec{v}_{nm} = \frac{\vec{U}_{nm}}{2\pi} \quad (3.74)$$

Le développement de (3.73) donne :

$$\tilde{I}_L(\vec{v}) = 3\tilde{I}_{init}(\vec{v}) + \sum_{n,m=-1, n \neq m}^{+1} \tilde{I}_{init}(\vec{v} - \vec{v}_{nm}) \otimes \left(\delta(\vec{v}) - \frac{iL}{k_p} \tilde{G}_{nm}(\vec{v}) \right) \quad (3.75)$$

Ce spectre de l'interférogramme (figure II34e) est donc constitué d'une harmonique centrale $3\tilde{I}_{ini}(\vec{v})$ et de six harmoniques primaires localisées aux fréquences spatiales \vec{v}_{nm} .

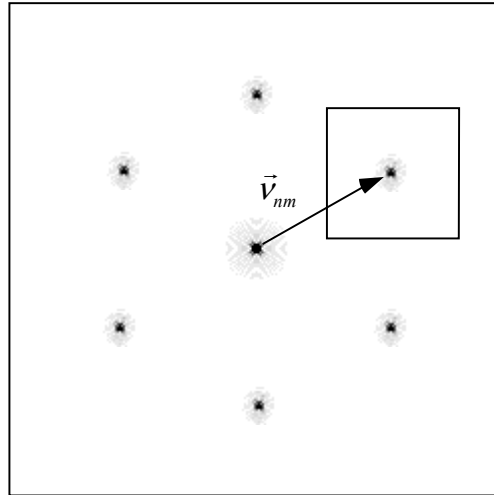


Figure II34e : Spectre de la figure d'interférence et fenêtrage d'une harmonique. L'harmonique centrale a pour fréquence spatiale $\vec{v} = \vec{0}$ et les six harmoniques primaires, repérées par $\vec{v} = \vec{v}_{nm}$, sont distribuées au sommet d'un hexagone régulier. On retrouve là une caractéristique de la figure d'interférence car la transformée de Fourier conserve la symétrie.

Un fenêtrage centré en \vec{v}_{nm} , puis une transformée de Fourier inverse, permettent d'obtenir les six distributions complexes $I_{nm}(\vec{r})$:

$$I_{nm}(\vec{r}) = I_{ini}(\vec{r}) \left(1 - \frac{iL}{k_p} \vec{\nabla} \varphi(\vec{r}) \cdot \vec{U}_{mn} \right) \quad (3.76)$$

A partir des parties réelle $\Re(I_{nm}(\vec{r}))$ et imaginaire $\Im(I_{nm}(\vec{r}))$ de $I_{nm}(\vec{r})$, il est donc possible d'obtenir six dérivées de la phases dans six directions à 60° les unes des autres :

$$\vec{\nabla} \varphi(\vec{r}) \cdot \vec{U}_{nm} = -\frac{k_p}{L} \frac{\Im(I_{nm}(\vec{r}))}{\Re(I_{nm}(\vec{r}))} \quad (3.77)$$

Les vecteurs \vec{U}_{nm} et \vec{U}_{mn} ayant des directions identiques (mais des sens opposés),

les distributions $I_{mn}(\vec{r})$ et $I_{nm}(\vec{r})$ donnent donc accès à la même dérivée (au signe près). En résumé, cette technique interférométrique permet donc de mesurer trois gradients différents c'est-à-dire deux gradients de plus qu'en interférométrie à deux ondes et un de plus qu'avec un Hartmann-Shack. Il a déjà été précisé que cette redondance d'information permettait de minimiser la propagation de l'erreur lors de l'intégration. Elle est aussi à l'origine d'une propriété particulière à ce senseur de surface d'onde. En effet, sommant les trois dérivées utiles, il vient :

$$S(\vec{r}) = G_{-1,0}(\vec{r}) + G_{0,+1}(\vec{r}) + G_{+1,-1}(\vec{r}) \quad (3.78)$$

$$S(\vec{r}) = \vec{\nabla} \varphi(\vec{r}) \cdot (\vec{U}_{-1,0} + \vec{U}_{0,+1} + \vec{U}_{+1,-1}) \quad (3.79)$$

Or, comme $\vec{U}_{nm} = \vec{k}_n - \vec{k}_m$, cette somme se simplifie pour donner :

$$S(\vec{r}) = 0 \quad (3.80)$$

En pratique les dérivées obtenues sont entachées d'erreurs liées par exemple au capteur enregistrant l'interférogramme ; L. Sogno a pu alors montrer dans sa thèse [3.4] que :

$$\langle S(\vec{r})^2 \rangle = 3\sigma^2 \quad (3.81)$$

où $\langle \rangle$ désigne la moyenne sur la pupille utile (cf. § II344) de l'interféromètre et où σ est l'écart type sur l'erreur de mesure des dérivées. Ainsi, l'évaluation de l'erreur sur la mesure est possible à partir de la mesure elle-même.

II.3.4.4 L'algorithme

Le recouvrement de la phase s'effectue à l'aide d'un algorithme basé sur l'analyse de Fourier à deux dimensions. J'ai fait le choix d'un développement sous *Labview*[®] afin de coupler plus aisément la prise d'image, l'analyse ainsi que la commande de la contre-réaction lors de l'intégration de l'IDTLA dans une boucle d'asservissement. Ce logiciel offre beaucoup de souplesse de programmation et d'utilisation, notamment lorsqu'il s'agit d'effectuer du traitement d'image (morphologie, analyse de Fourier à deux dimensions,...). Enfin, il s'agissait de faciliter l'intégration du contrôle de la boucle d'optique adaptative sur le système informatique de commande de la chaîne 100 Téravatts du *LULI*, lui aussi développé sous *Labview*[™]. L'algorithme proprement dit s'insère dans une procédure d'analyse des figures d'interférence dont l'organigramme comporte les étapes suivantes :

1/ Numérisation d'un interférogramme sur un support carré de $N \times N$ pixels (où N est un multiple de deux) puis sélection d'une pupille utile $\mathfrak{K}(\vec{r})$ où l'énergie est suffisante pour que les franges soient détectables. $\mathfrak{K}(\vec{r})$ est donc une fonction valant un à l'intérieur du masque et zéro dans le reste du support carré au milieu duquel elle est centrée. Le choix de cette pupille peut-être effectué automatiquement par seuillage, dilatation* puis érosion ou laissé à l'utilisateur qui décide alors lui même de la zone à analyser.

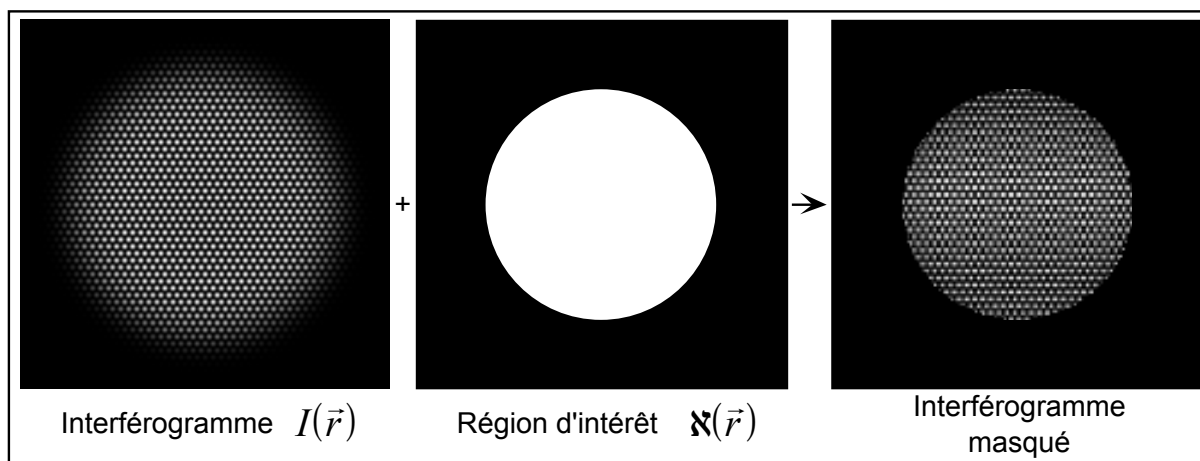


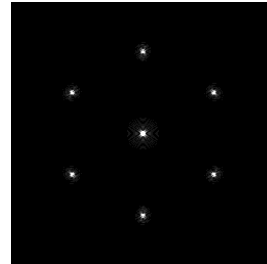
Figure II34f : Traitement de la figure d'interférence avant analyse spectrale.

* La dilatation est une opération de morphologie consistant à dilater les franges suffisamment pour qu'elles se confondent définissant ainsi le support utile de l'interférogramme.

2/ Calcul de la transformée de Fourier par l'algorithme FFT afin d'obtenir le spectre de la figure d'interférence. Une harmonique centrale intense $H_{00}(\vec{v})$ et six harmoniques primaires $H_{nm}(\vec{v})$ y sont observées :

$$H_{00}(\vec{v}) = 3\tilde{I}_{init}(\vec{v}) \quad (3.82)$$

$$H_{nm}(\vec{v}) = \tilde{I}_{init}(\vec{v} - \vec{v}_{nm}) \otimes \left(\delta(\vec{v}) - \frac{iL}{k} \tilde{G}_{nm}(\vec{v}) \right) \quad (3.83)$$



Il se trouve qu'en pratique ces harmoniques sont non seulement convoluées par $\tilde{I}_{init}(\vec{v} - \vec{v}_{nm})$ mais aussi par $\tilde{\kappa}(\vec{v})$. La pupille peut être choisie de forme quelconque, mais un disque aura l'avantage de conserver l'énergie bien localisée autour de \vec{v}_{nm} . Un masque carré, par exemple, a pour transformée de Fourier un sinus cardinal à deux dimensions. Les harmoniques ont alors l'aspect de croix dont les branches peuvent se recouvrir couplant ainsi les informations sur les dérivées associées.

3/ Fenêtrage de $H_{00}(\vec{v})$ à l'aide d'une fenêtre carrée de côté N/X (cf. §II3463 pour le choix de X) puis calcul de la transformée de Fourier inverse après un éventuel filtrage des hautes fréquences. Cette opération consiste à détramer l'interférogramme ; elle permet d'avoir accès à la distribution transverse en éclairage de l'impulsion sur une pupille $\kappa(\vec{r}/X)$.

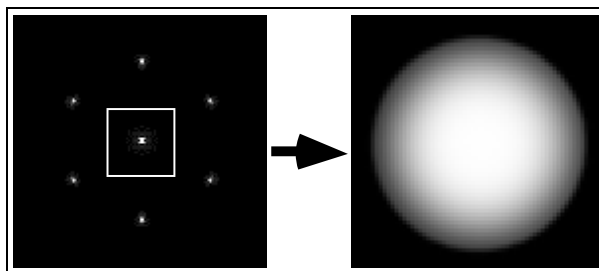


Figure II34g : Détramage de l'harmonique centrale. La pupille résultante est homothétique à $\kappa(\vec{r})$ dans un rapport X .

4/ Fenêtrage de trois $Hnm(\vec{v})$ utiles (il a été précisé que $Hnm(\vec{v}) \Leftrightarrow Hmn(\vec{v})$) à l'aide de fenêtres centrées sur \vec{v}_{nm} .

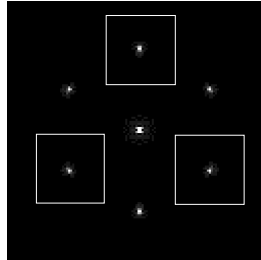


Figure II34h : Fenêtrage des trois harmoniques utiles

5/ Calcul de la Transformée de Fourier Inverse donnant accès aux trois dérivées $G_{nm}(\vec{r})$ de la phase recherchée dans trois directions α_n à 120° les unes des autres (équation 3.37).

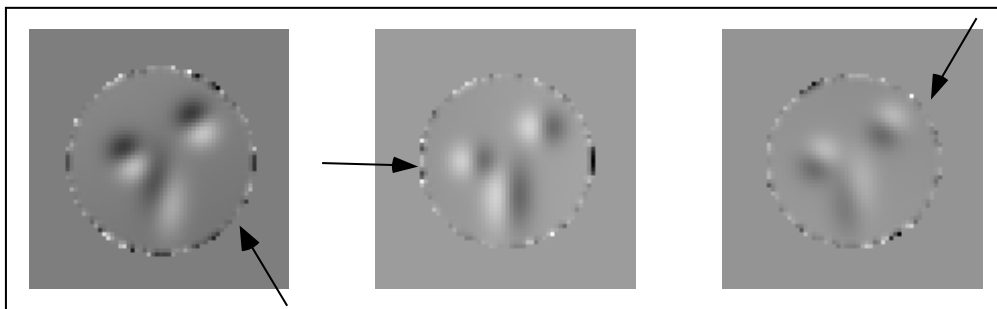


Figure II34i : Représentation des trois dérivées $G_{nm}(\vec{r})$. Les flèches sont colinéaires aux \vec{U}_{nm} , elles donnent donc l'axe de dérivation.

6/ Combinaison des 3 dérivées par la méthode des moindres carrés afin d'en obtenir les dérivées partielles orthogonales $\varphi'_x = \frac{\partial\varphi(x,y)}{\partial x}$ et $\varphi'_y = \frac{\partial\varphi(x,y)}{\partial y}$.

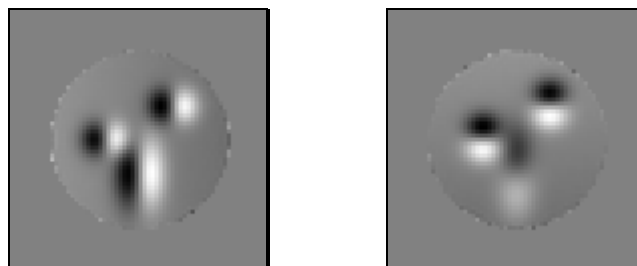
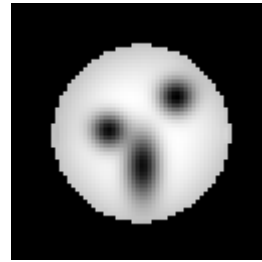


Figure II34j : Dérivées orthogonales obtenues par projection, par les moindres carrés, sur (\vec{u}_x, \vec{u}_y) .

7/ Intégration en utilisant le théorème d'analyse de Fourier à deux dimensions suivant :

$$\tilde{\varphi}(v, \mu) = \frac{(v\tilde{\varphi}'_x + \mu\tilde{\varphi}'_y)}{2i\pi(v^2 + \mu^2)} \quad (3.84) \quad \rightarrow$$



où (v, μ) sont les coordonnées du vecteur \vec{v} . Une dernière transformée de Fourier inverse permet alors d'obtenir la phase.

Une fois l'algorithme décrit par cet organigramme achevé, il peut être souhaitable, notamment pour améliorer la qualité de la reconstruction sur les bords du support $\mathfrak{N}(\vec{r}/X)$, de l'effectuer plusieurs fois supplémentaires en y injectant une contrainte à chaque itération. Il suffit de calculer les dérivées partielles en x et y de la phase qui vient d'être obtenue, de les multiplier par $\mathfrak{N}(\vec{r}/X)$ puis de boucler l'algorithme à l'étape 6. La multiplication étant la contrainte à satisfaire à chaque itération pour assurer la convergence. Ce type d'algorithme, dit de Gerchberg-Saxton [3.12] [3.13] [3.14] [3.15], est basé sur l'utilisation de contraintes qui sont ré-injectées à chaque itération. Son application au recouvrement de la phase a notamment été étudiée par Roddier [3.16] [3.17].

II.3.4.5 Le réseau de diffraction

Les premiers interféromètres à décalage trilatéral (IDTL) développés à l'ONERA utilisaient un cube séparateur et un miroir pour générer les répliques par réflexions sur trois surfaces. Ce dispositif s'est avéré peu adapté à une utilisation avec une source de lumière polychromatique puisque l'interfrange i_f est alors dépendante de la longueur d'onde (équation 3.55). A la manière des Mach-Zehnder à réseaux [3.2], l'utilisation d'un élément diffractif permet de rendre achromatique l'IDTL. Ce paragraphe en donne une démonstration. Le réseau de diffraction développé pour l'IDTLA diffracte l'onde incidente en trois répliques qui interfèrent. Par ailleurs, il permet à des impulsions brèves d'interférer quelles que soient leur extension temporelle et leur longueur de cohérence puisque les trois bras de l'interféromètre ainsi construit possèdent des chemins optiques rigoureusement équivalents.

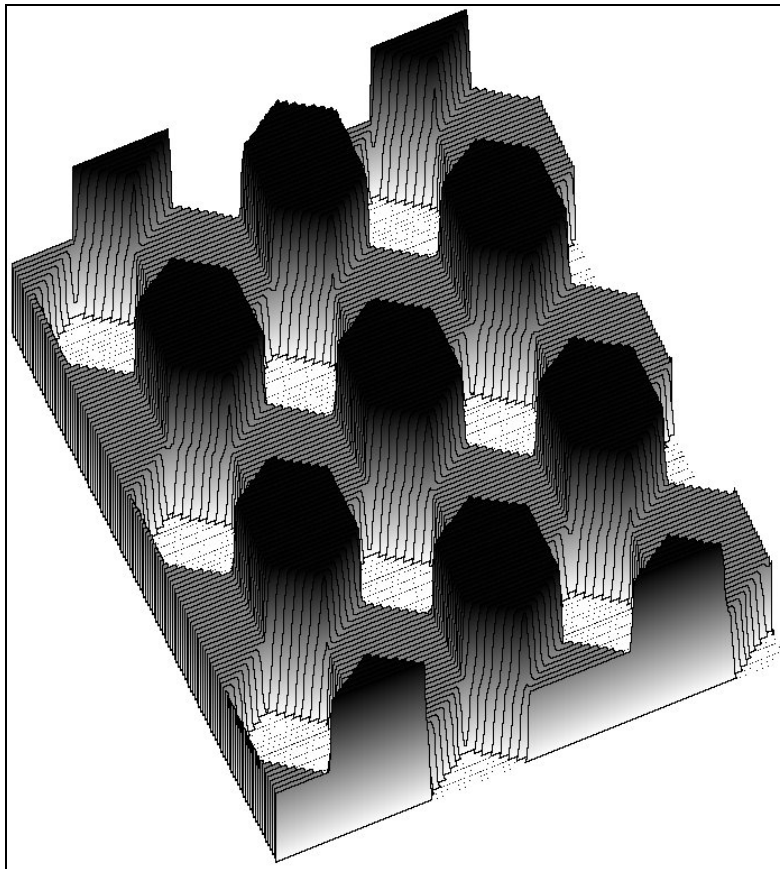


Figure II34k : Vue en trois dimensions du réseau. C'est un élément diffractif à trois niveaux de gravure.

Ce réseau est un pur objet de phase agissant en transmission. Lors de sa construction, son efficacité de diffraction est optimisée pour une incidence normale et une longueur d'onde λ_0 donnée. Le motif élémentaire est un groupe de trois hexagones de hauteurs respectives 0, $\lambda_0/3$, $2\lambda_0/3$ comme le montrent les figures II34k et II34l. Cet élément diffractif peut aussi être vu comme la superposition de trois réseaux à une dimension dont les lignes sont séparées d'une distance égale à :

$$pas = \frac{3hex}{2} \quad (3.85)$$

où $hex = 100\mu m$ est la petite dimension d'un hexagone élémentaire pour le cas particulier retenu pour les applications au *LULI*.

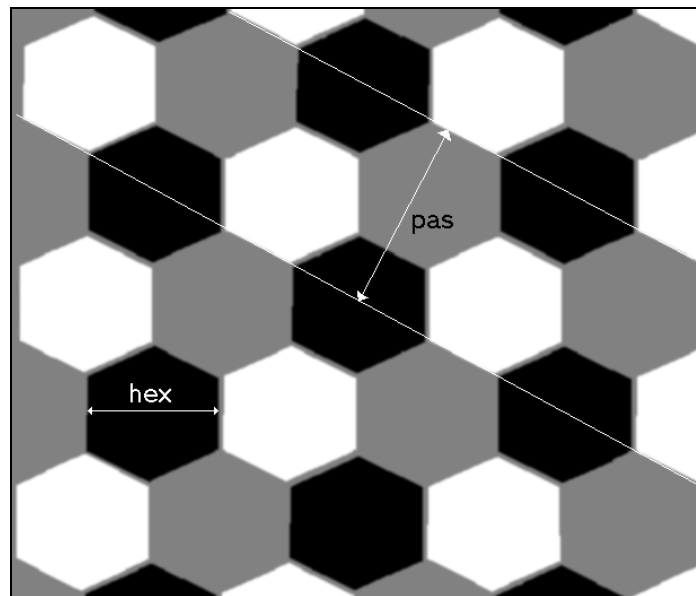


Figure II34l : Vue de dessus du réseau. Les hexagones blancs ont pour cote 0, les gris $\lambda_0/3$ et les noirs $2\lambda_0/3$. La distance *pas* sépare deux motifs unidimensionnels constituant les *lignes* d'un réseau à une dimension.

Chacun de ces 3 réseaux est en quelque sorte *blazé* de manière à ce que l'énergie d'une onde incidente sous un angle nul soit essentiellement diffractée dans un ordre $m = +1$ sous un angle β satisfaisant :

$$pas(\sin(0) + \sin(\beta)) = m\lambda \quad (3.86)$$

D'où, compte tenu de (3.85) :

$$\sin(\beta) = \frac{2\lambda}{3hex} \quad (3.87)$$

Combinant (3.55) et (3.87), l'interfrange prend pour expression :

$$i_f = hex \cos(\beta) \quad (3.88)$$

Le réseau de diffraction étant très peu dispersif, β est très faible. Un développement en β autour de zéro est donc acceptable :

$$i_f = hex \left(1 + \frac{\beta^2}{2} + \dots \right) \quad (3.89)$$

Il apparaît que l'approximation à l'ordre zéro se justifie puisque l'application numérique ($\lambda = 1,057 \mu m$, $hex = 100 \mu m$) donne :

$$i_f = hex(1 + 2,5 \cdot 10^{-5} + \dots) \quad (3.90)$$

On retiendra donc :

$$i_f = hex \quad (3.91)$$

L'interfrange est donc bien indépendante de λ , ce qui justifie le qualificatif achromatique de l'IDTLA.

Distorsions spatio-temporelles liées au réseau

Lors d'une utilisation de ce senseur pour la mesure de phase d'impulsions brèves, il est important de prendre en compte leur extension spatio-temporelle. En effet, afin d'obtenir un bon contraste de franges, il est nécessaire que les trois répliques se recouvrent transversalement. Sur la figure II34m est représentée la distribution spatio-temporelle de l'énergie de l'impulsion avant et après diffraction.

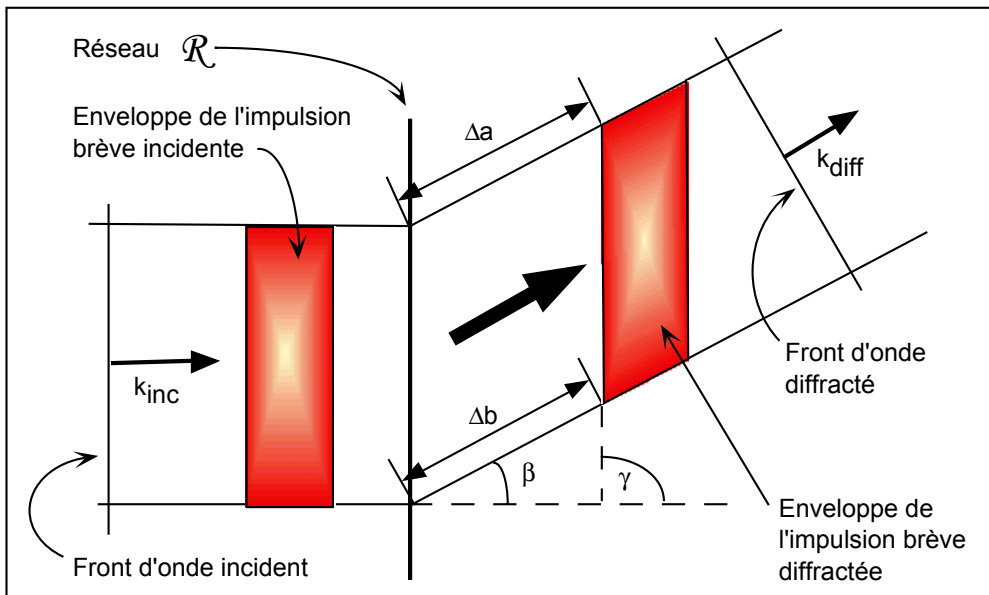


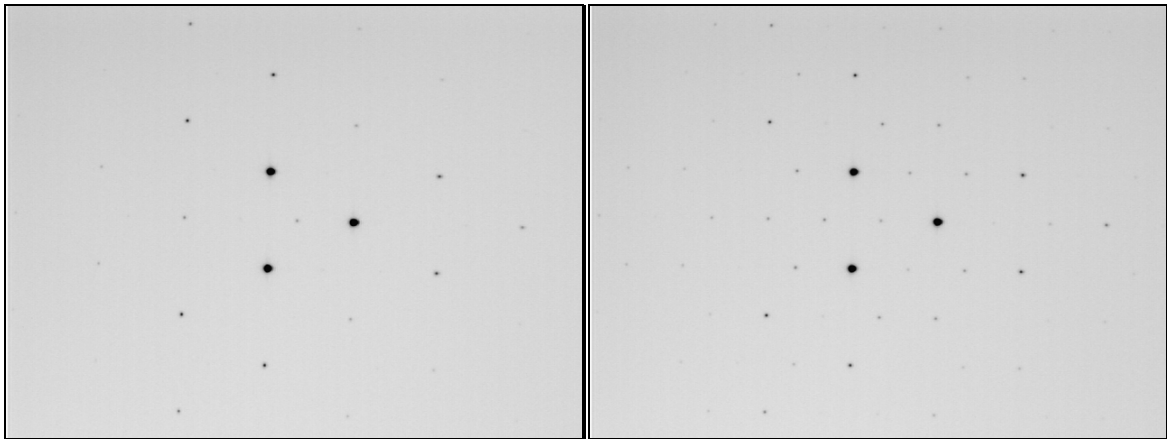
Figure II34m : Allure spatio-temporelle de l'enveloppe d'une impulsion brève diffractée par le réseau. L'impulsion diffractée présente un caractère inhomogène car son front d'énergie n'est pas parallèle à son front de phase.

Il apparaît que l'impulsion diffractée par le réseau est inhomogène* puisque ses surfaces d'équi-énergie ne sont pas parallèles avec son front d'onde supposé plan ici. Comme les chemins optiques Δa et Δb sont équivalents, alors l'angle γ vaut 90° . Les trois ondes diffractées ont donc leurs surfaces équi-énergies coplanaires et bénéficient dès lors d'un recouvrement temporel tout au long de leur propagation ; ceci assure ainsi un bon contraste pour des impulsions brèves dont la forme temporelle est généralement considérée comme gaussienne.

* Ce phénomène est décrit dans la première partie de ce manuscrit.

Efficacité de diffraction

La définition du profil du réseau présenté sur les figures II34k et II34l est effectuée en supposant dans un premier temps une efficacité parfaite pour cet objet. Dans cette hypothèse, on observerait à l'infini (c'est-à-dire dans le plan focal d'une lentille) une distribution d'éclairement idéale $I_{100\%}$ constituée de trois taches contenant chacune 1/3 de l'énergie incidente sur le réseau. La lentille pouvant être modélisée par un opérateur de Fourier (cf. § II41), il suffit par conséquent de faire subir à $I_{100\%}$ une transformée de Fourier inverse, ce qui permet d'obtenir l'amplitude complexe idéale. Cette dernière définit donc un réseau de phase et d'amplitude diffractant l'énergie uniquement dans trois ordres. La composante « amplitude » de ce réseau idéal n'augmente pas le rendement optique dans les trois ordres utiles mais atténue les ordres inutiles. En conséquence et par souci de faisabilité industrielle, seule la composante « phase » est conservée. Elle est seillée sur trois niveaux ce qui lui donne l'allure décrite sur les figures II34k et II34l. Les réseaux utilisés au *LULI* sont fabriqués par le *Laboratoire d'Optique de l'Ecole Nationale Supérieure des Télécommunications de Bretagne*. Deux types de technologies ont été utilisées pour fabriquer ces réseaux : la gravure ionique d'un substrat de verre et l'insolation d'une résine préalablement déposée sur un substrat du même type.



Figures II34n et II34o : Observation en champ lointain de la distribution des ordres de diffractions pour deux réseaux. Ces mesures sont obtenues en faisant l'image sur un capteur CCD du plan focal d'une lentille placée après les réseaux. Les trois taches intenses distribuées aux sommets d'un triangle équilatéral résultent des trois ordres de diffraction $m = +1$. Il apparaît qu'une quantité non négligeable de l'énergie est dispersée dans les ordres $m = 0$ et $m > 1$.

L'efficacité de nos réseaux est d'environ 75% pour la longueur d'onde de calcul, ce qui signifie que 25% de l'énergie est diffractée dans des ordres inutiles, essentiellement dans les ordres 2 mais aussi un faible pourcentage dans l'ordre zéro.

Les enregistrements des distributions des ordres diffractés observées en champ lointain (plan focal d'une lentille) pour les deux types de réseaux sont présentés sur les figures II34n et II34o. Il apparaît que ces réseaux génèrent beaucoup plus que trois ondes. L'analyse des figures d'interférences résultantes se complique donc et les franges deviennent diffractantes. En effet, l'ordre zéro se propage à une vitesse c dans la direction \vec{u}_z tandis que la projection de la vitesse des ordres ± 1 sur cette même direction est $c \cdot \cos \beta$. Les positions relatives des ondes formant le paquet d'ondes changent donc au cours de la propagation. L'interférogramme n'est alors plus invariant avec z . Il apparaît donc nécessaire de procéder à une sélection d'ordres afin notamment de s'affranchir de l'ordre zéro et des ordres supérieurs $m > 1$ mais aussi des trois ordres $m = -1$ symétriques aux $m = +1$ utiles.

II.3.4.6 La sélection des ordres

La sélection des trois ordres utiles s'effectue en insérant un système afocal constitué d'une paire de lentilles entre le réseau et le capteur CCD, comme l'illustre la figure II34p.

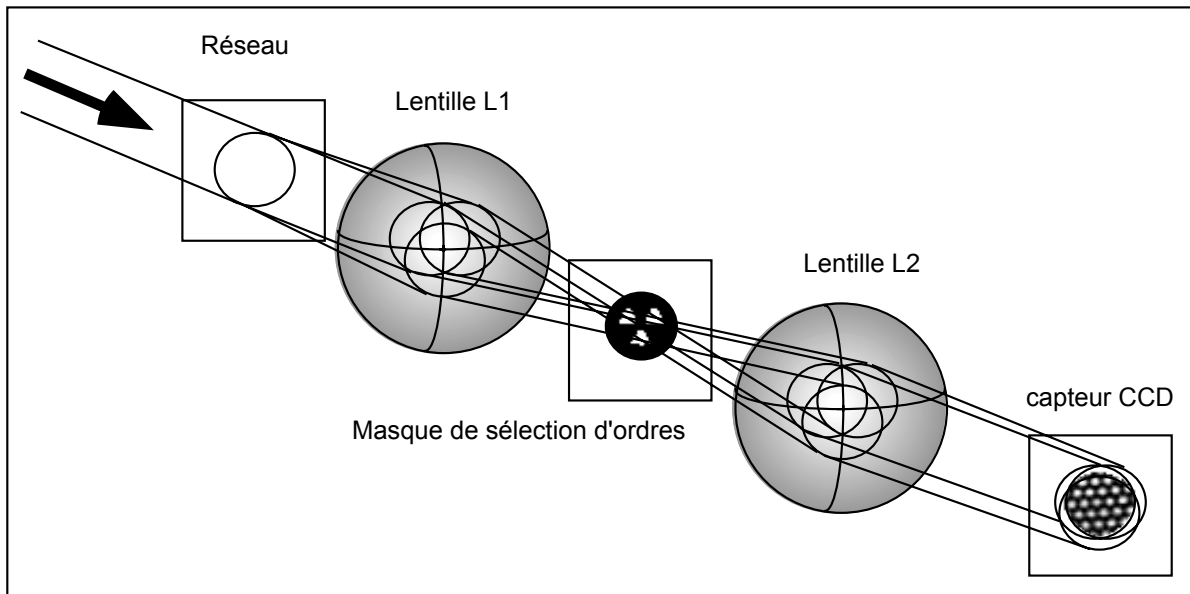


Figure II34p : Système de sélection des trois ordres utiles constitué d'une paire de lentilles et d'un masque. La flèche symbolise le vecteur d'onde moyen de l'onde incidente.

Les lentilles sont espacées d'une distance égale à la somme de leurs longueurs focales f_1 et f_2 tandis que le masque de la figure II34q est inséré dans leur plan focal commun.

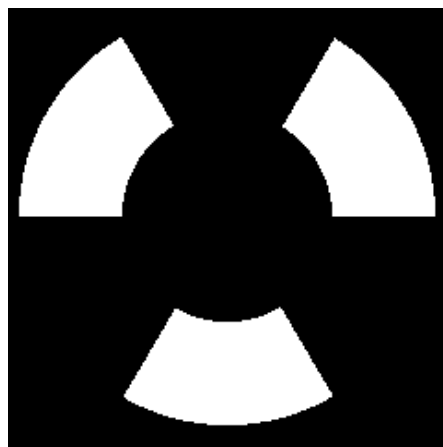


Figure II34q : Masque de sélection d'ordres.

Ainsi seuls sont sélectionnés les 3 ordres $m = +1$ utiles. Les dimensions des trous de sélection d'ordres du masque sont définies par des critères liés au recouvrement spectral des ordres diffractés supérieurs ($m \geq +1$). Ce paragraphe expose les trois implications liées à ce dispositif de sélection d'ordres :

- Le système reste achromatique mais son acceptance spectrale est limitée (§II3461).
- Les mesures se voient limitées aux distorsions donnant une tache focale aberrante de dimension inférieure ou égale à celle des trous de sélection (§II3462).
- L'utilisation d'un système afocal imageur permet d'adapter le pas d'échantillonnage de la figure d'interférences (§II3463).

II.3.4.6.1 Limitation de la bande spectrale utile

Le réseau travaille dans l'ordre $m = +1$ et il est souhaitable d'éviter que les ordres supérieurs $m > +1$ de la composante spectrale λ_{\min} de la source lumineuse ne se superposent à l'ordre $m = +1$ de sa composante spectrale λ_{\max} . Pour une incidence normale à la longueur d'onde λ , la loi des réseaux (3.86) donne :

$$pas \cdot \sin \beta_m(\lambda) = m\lambda \quad (3.92)$$

où $\beta_m(\lambda)$ est l'angle β associé à l'ordre m et à la longueur d'onde λ . Il y a recouvrement lorsque :

$$\left[\sin \beta_m(\lambda_{\max}) = \sin \beta_n(\lambda_{\min}) \right] \Rightarrow \left[m\lambda_{\max} = n\lambda_{\min} \right] \quad (3.93)$$

Avec $m = +1$ et $n = +2$, cette équation équivaut à :

$$\lambda_{\max} = 2\lambda_{\min} \quad (3.94)$$

Cette égalité définit $\Delta\lambda_{IDTLA} = [\lambda_{\min}, \lambda_{\max}]$, l'acceptance spectrale de l'IDTLA. Elle est centrée sur λ_0 , la longueur d'onde pour laquelle l'efficacité de diffraction du réseau

est optimisée :

$$\lambda_0 = \frac{\lambda_{\min} + \lambda_{\max}}{2} \quad (3.95)$$

L'expression de l'acceptance spectrale est donc :

$$\Delta\lambda_{DTLA} = [2\lambda_0/3, 4\lambda_0/3] \quad (3.96)$$

Ce sont les trous de sélection d'ordres du masque qui permettent de garantir cette acceptation. Afin de le montrer, rappelons tout d'abord que l'angle β est celui sous lequel sont diffractées les trois ondes arrivant sur L1 et que (3.55) et (3.91) montre qu'il vérifie :

$$\tan \beta(\lambda) = \frac{2\lambda}{3hex} \quad (3.97)$$

Soit $r(\lambda)$, la coordonnée radiale dans le plan focal de L1 d'un rayon à la longueur d'onde λ arrivant sur cette lentille sous l'incidence β :

$$r(\lambda) = f_1 \tan \beta(\lambda) \quad (3.98)$$

D'où, en combinant (3.97) et (3.98) :

$$r(\lambda) = \frac{2}{3} \frac{\lambda}{hex} f_1 \quad (3.99)$$

Afin de satisfaire (3.96), les trous de sélection d'ordres du masque doivent donc être limités par :

$$\begin{cases} r_{\min} = r(\lambda_{\min}) = 2r_0/3 \\ r_{\max} = r(\lambda_{\max}) = 4r_0/3 \end{cases} \quad (3.100)$$

où $r_0 = r(\lambda_0)$.

II.3.4.6.2 Limitation de la dynamique longitudinale par filtrage spatial

En raisonnant maintenant sur l'étalement de la tache focale en fonction de λ , l'approche apparaît quelque peu différente. Idéalement, quelle que soit la longueur d'onde, il faudrait que la tache focale de l'ordre zéro soit masquée (condition c1) et que celles des trois ordres 1 ne soient pas tronquées (condition c2). c1 garantit que seules trois ondes interfèrent tandis que c2 signifie que le rôle de ce masque est de sélectionner les trois ordres utiles et non pas d'effectuer un filtrage spatial des hautes fréquences, ce qui reviendrait à diminuer la dynamique longitudinale de l'IDTLA. Supposons valable l'hypothèse consistant à considérer que les taches focales sont identiques pour $m = 0$ et $m = +1$. En raisonnant pour λ_0 , c1 et c2 impliquent une double contrainte au rayon moyen $r_{foc}(\lambda_0)$ de cette tache focale :

$$r_{foc}(\lambda_0) < r_{\min} \quad \text{et} \quad r_{foc}(\lambda_0) < \frac{r_{\max} - r_{\min}}{2} = \frac{r_{\min}}{2} \quad (3.101)$$

Supposons que les faisceaux incidents sur L1 possèdent un profil spatial d'amplitude constant sur une pupille circulaire de diamètre \emptyset et que leur phase est non aberrante. La distribution focale d'éclairement de chacun est alors appelée tache d'Airy [3.18] [3.19]. Le rayon de cette tache focale peut par exemple être défini par celui du premier anneau sombre de cette distribution. A la longueur d'onde centrale du spectre son expression est :

$$r_{Airy}(\lambda_0) = \frac{1,22 \lambda_0 f_1}{2\emptyset} \quad (3.102)$$

Ces faisceaux sont alors dits *limités par la diffraction* dans le sens où, à longueur d'onde et lentille données, le rayon de leur tache focale est limité par la diffraction sur la pupille de diamètre \emptyset .

Si maintenant la phase des faisceaux incidents est porteuse d'aberrations, alors leur distribution focale d'éclairement va s'élargir. Soit LD , le rapport entre le rayon moyen $r_{foc}(\lambda)$ de la tache focale aberrante et $r_{Airy}(\lambda)$. Un faisceau limité par la diffraction est donc caractérisé par un LD de un tandis qu'il est supérieur à l'unité pour un faisceau aberrant. Ce critère, bien que couramment utilisée en optique, ne donne quasiment pas d'informations concernant la nature des distorsions dont la phase est porteuse mais il reste un moyen rapide d'évaluation des qualités transverses d'un faisceau lumineux.

La tache focale maximale mesurable à λ_0 peut être donc être évaluée en terme de limite de diffraction LD_0 :

$$LD_0 = \frac{r_{\min} / 2}{r_{Airy}(\lambda_0)} = \frac{4}{9} \frac{\emptyset}{1,22hex} \quad (3.103)$$

Pour un faisceau de $\emptyset = 1$ cm de diamètre, cette équation donne $LD_0 = 36$ pour la longueur d'onde optimale λ_0 . Pour les longueur d'ondes extrêmes λ_{\min} et λ_{\max} , les limites de diffraction associées LD_{\min} et LD_{\max} sont évidemment nulles car le centre de leur tache focale est localisé sur le bord du masque. D'où l'utilité de prendre en compte la largeur spectrale de la source $\Delta\lambda = [\lambda_1, \lambda_2]$ afin d'évaluer les limites de diffraction pour λ_1 et λ_2 .

$$LD_1 = \frac{r(\lambda_1) - r_{\min}}{r_{Airy}(\lambda_1)} = LD_0 \frac{(2\lambda_0 - 3\Delta\lambda)}{(2\lambda_0 - \Delta\lambda)} \quad (3.104)$$

$$LD_2 = \frac{r_{\max} - r(\lambda_2)}{r_{Airy}(\lambda_2)} = LD_0 \frac{(2\lambda_0 - 3\Delta\lambda)}{(2\lambda_0 + \Delta\lambda)} \quad (3.105)$$

Ces deux expressions sont obtenues en supposant la source centrée à la longueur d'onde $\lambda_0 = (\lambda_1 + \lambda_2)/2$.

Les impulsions utilisées au *LULI* satisfont : $\lambda_0 = 1,057\mu m$, $\lambda_1 = 1,052\mu m$, $\lambda_2 = 1,062\mu m$ et donc $\Delta\lambda = [\lambda_1, \lambda_2] = 10nm$; ce qui donne $LD_1 = 35,7$ et $LD_2 = 35,3$. Le graphique suivant montre l'évolution comparées des deux branches (3.104) et (3.105) de la courbe $LD(\lambda)/LD_0$ dans ce cas.

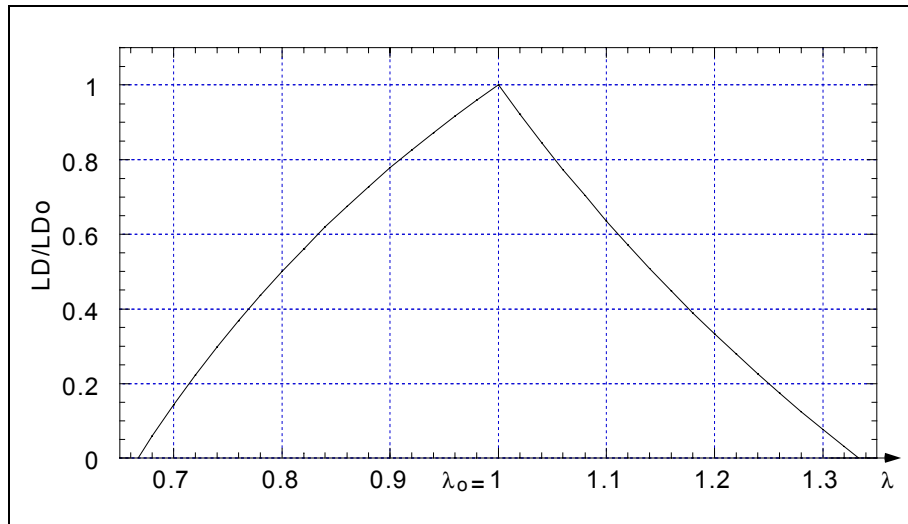


Figure II34r : Allure de $LD(\lambda)/LD_0$ dans le cas où la longueur d'onde centrale est de 1 micron.

Au vu de cette courbe, il apparaît que la dynamique totale du dispositif n'est pleinement exploitée que lors d'une mesure à la longueur d'onde optimale λ_0 pour laquelle a été conçu l'IDTLA. Lorsque le faisceau est très aberrant ($LD_0 > 36$) ou bien possède un petit diamètre, les trois taches focales sont larges et le masque commence à agir comme un filtre spatial dans un plan de Fourier. Le faisceau mesuré par la CCD apparaît alors comme moins aberrant qu'il n'est en réalité.

II.3.4.6.3 Grandissement et échantillonnage

Lors du paragraphe II344, il a été précisé que l'analyse des interférogrammes était basée sur l'utilisation de transformées de Fourier discrètes. L'échantillonnage de la figure d'interférence par le capteur CCD est donc un point qu'il s'agit de considérer avec rigueur. La distribution d'éclairement à échantillonner est par exemple l'interférogramme de la figure II34c. La figure suivante en donne ses caractéristiques géométriques.

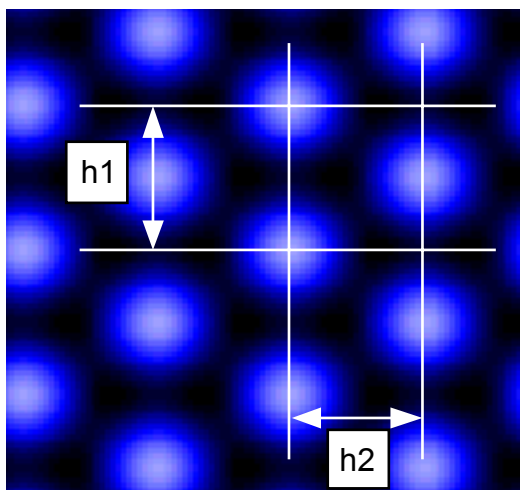


Figure II34s : Espacements h_1 et h_2 des franges d'interférences d'un interférogamme dans le cas où la position relative du réseau et du capteur CCD (à pixels carrés) est telle que $\alpha = 0$ dans l'équation (3.39).

Compte tenu du fait que l'interfrange est égale à la distance inter-hexagones du réseau (équation 3.91), il vient, lorsque $\alpha = 0$ dans (3.37) :

$$h_1 = hex \cdot G \quad (3.106)$$

$$h_2 = \frac{\sqrt{3}}{2} h_1 \quad (3.107)$$

où G est le grandissement transversal caractérisant le système afocal :

$$G = \frac{f_2}{f_1} \quad (3.108)$$

Le capteur CCD utilisé pour réaliser l'échantillonnage possède des pixels carrés de côtés $pix = 8.3 \mu\text{m}$ pour la caméra retenue (cf §II347). Ils sont en nombre suffisant pour permettre une numérisation de la figure d'interférence sur un support $N \times N = 512 \times 512$. La transformée de Fourier obtenue par FFT a l'allure présentée sur la figure II34t.

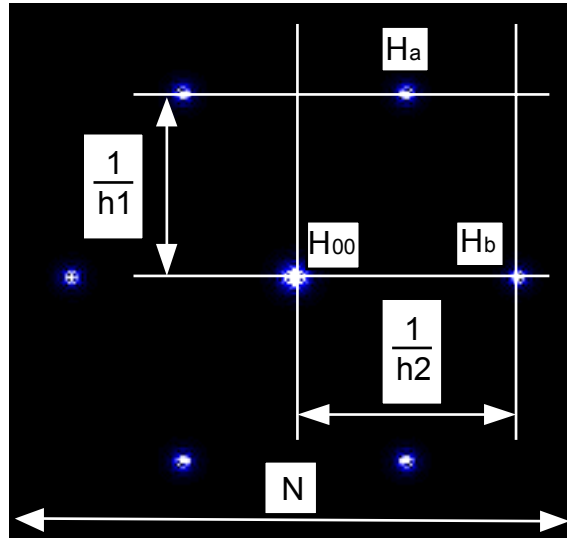


Figure II34t : Transformée de Fourier de l'interférogramme de la figure précédente. L'harmonique centrale H_{00} et les 6 harmoniques primaires H_{mn} sont représentées. Vis-à-vis de leur positionnement relatif au support de côté N , seules les harmoniques de labels H_a et H_b ne sont pas équivalentes.

Se trouvant dans l'espace de Fourier, la relation entre $pixF$, la taille du pixel de cet espace, et pix celle de celui de l'espace réel est la suivante :

$$pixF = \frac{1}{N pix} \quad (3.109)$$

Les étapes 3 et 4 de l'organigramme présenté au paragraphe II344 consistent à fenêtrer les harmoniques H_{mn} pour pouvoir ensuite retourner dans l'espace réel par FFT^{-1} . Les fenêtres sont centrées sur les H_{mn} et choisies carrées de dimension $(N/X)pixF$, où X est un nombre qui doit être multiple de deux pour pouvoir utiliser la FFT. Comme $h2 < h1$ (équations 3.106 et 3.107), alors H_b est plus proche du bord du support $N \times N$ que H_a ; ce qui impose la contrainte suivante sur le choix de X :

$$\frac{N}{X} pixF = 2 \left(\frac{N}{2} pixF - \frac{1}{h2} \right) \quad (3.110)$$

Par ailleurs, souhaitant éviter autant que faire se peut tout recouvrement des fenêtres, il est donc souhaitable de satisfaire :

$$\frac{N}{X} pix F \leq \frac{1}{h1} \quad (3.111)$$

Vérifier (3.110) et (3.111) équivaut à :

$$X = \frac{hex G}{pix} = \frac{4 + \sqrt{3}}{\sqrt{3}} \approx 3,31 \quad (3.112)$$

Il existe des algorithmes similaires à FFT qui acceptent d'effectuer des transformées de Fourier sur des fenêtres dont les dimensions ne sont pas des multiples de deux. C'est principalement parce que les outils d'analyse d'image par transformée de Fourier sont basés sur FFT dans *Labview™* que j'utilise cet algorithme. C'est la raison pour laquelle cette valeur de X est approchée par l'entier multiple de deux le plus proche, soit $X = 4$. En conséquence, et compte tenu des valeurs de hex et pix respectivement égales à $100 \mu\text{m}$ et $8,3 \mu\text{m}$, il vient :

$$G = \frac{X pix}{hex} = 0,332 \quad (3.113)$$

En pratique $f_1 = 300\text{mm}$ et $f_2 = 100\text{mm}$, d'où un grandissement effectif $G \approx 0,33$.

Remarques

1/ Le calcul des taux d'échantillonnage suivant les axes perpendiculaires du capteur donne :

$$\eta_1 = \frac{h1}{pix} = \frac{hex G}{pix} \approx 4,0 \quad \text{et} \quad \eta_2 = \frac{h2}{pix} = \frac{\sqrt{3}}{2} \frac{hex G}{pix} \approx 3,5 \quad (3.114)$$

ce qui signifie que seulement 14 pixels environ sont nécessaires pour échantillonner

une frange. Ce chiffre est à comparer avec les $16 \times 16 = 256$ pixels généralement requis pour effectuer un bon échantillonnage des taches focales d'un Hartmann-Shack. La raison est liée au fait que la figure d'interférence est essentiellement composée de sinusoides supposées plus facile à échantillonner que les taches focales de la matrice de micro-lentilles, a priori plus structurées.

2/ Comme la carte de phase délivrée par l'algorithme de l'IDTLA est numérisée sur N/X pixels, la dynamique transverse satisfait donc :

$$D_T = N/X \quad (3.115)$$

En pratique, une figure d'interférence numérisée sur 512×512 pixels délivrera une image du profil d'amplitude et une carte de phase sur 128×128 . Quant à la résolution transverse R_T , elle vaut :

$$R_T = \frac{X \text{ pix}}{G} \quad (3.116)$$

Soit environ $100 \mu\text{m}$.

II.3.4.7 Le capteur CCD

Lors de la construction d'un IDTLA, la sélection de la caméra s'avère être une opération essentielle tant le nombre de contraintes à satisfaire est important.

Fenêtre de protection

Généralement les caméras possèdent un filtre (souvent infra-rouge) ou une fenêtre protégeant la matrice CCD de l'environnement extérieur (poussière, humidité,...). Ce type de fenêtres est à proscrire lorsqu'il s'agit de travailler avec une lumière laser, la cohérence longitudinale étant à l'origine de franges parasites créées par double réflexion sur les faces de ces lames généralement à faces parallèles. Il faut que cette fenêtre soit inexistante, amovible ou bien traitée anti-réflexion. Si la caméra est appelée à être intégrée dans un système optique utilisé uniquement avec des sources lasers femtosecondes, elle peut donc être conservée car la cohérence longitudinale est alors trop faible pour être à l'origine de franges parasites.

Intégration

Travaillant au *LULI* avec des lasers impulsionsnels dans la plupart des cas, il est important que l'intégration des photons arrivant sur la CCD se fasse simultanément sur l'ensemble de la matrice et non sur une demi-trame comme c'est le cas sur de nombreuses caméras. Par ailleurs, la durée d'intégration doit pouvoir être ajustable sur une large plage (quelques centaines de microsecondes à plusieurs secondes).

Déclenchement

Les possibilités de déclenchement de l'acquisition d'un interférogramme doivent être suffisamment larges pour pouvoir réaliser des mesures en monocoup, à 10 Hz ou au kHz.

Pixels

Afin de garantir un échantillonnage identique suivant les deux axes de la matrice, l'utilisation de pixels carrés est souhaitable bien que non nécessaire. Les pixels doivent par ailleurs être aussi jointifs que faire se peut. Si tel n'est pas le cas,

ils doivent être associés à une matrice de micro-lentilles jointives focalisant l'énergie au centre des pixels afin de collecter l'ensemble des photons.

Dimension du capteur

La dimension du capteur CCD doit être aussi large que possible. En effet, les faisceaux à tester ayant généralement un diamètre supérieur au centimètre pour nos applications, plus le champ de mesure de l'IDTLA sera large, moins il sera nécessaire de réduire la taille du faisceau à l'aide de systèmes afocaux qui contribuent à la détérioration de la réponse percussive du système complet.

Coût

Les prix des caméras variant sur 3 ordres de grandeurs, ce paramètre n'est pas à négliger. En particulier, les caméras numériques satisfont généralement les critères cités précédemment mais sont particulièrement chères.

Au cours de ces trois années de thèse, j'ai eu l'occasion de construire plusieurs IDTLA dans différents laboratoires. Les résultats obtenus au *Laboratoire Central de Recherche de Thomson-CSF* (§II53) furent obtenus avec une caméra sans fenêtre mais ne permettant de travailler qu'avec un laser continu, car l'intégration se faisait par demi-trame. Les mesures d'intégrale B et d'effets thermiques réalisées au *Center for Ultrafast Optical Science* (§II352) furent obtenues avec une caméra numérique possédant un capteur large. Enfin les expériences du *LULI* furent réalisées avec un IDTLA utilisant une caméra SONY XC8500CE analogique, à mémoire de trame et à fenêtre amovible. Son prix de quelques milliers de Francs lui confère un excellent rapport qualité-prix. Son capteur CCD est constitué de $782 \times 582 \approx 450000$ pixels carrés de dimension $pix = 8.3$ microns. L'intégration se fait simultanément sur deux demi-frames T1 et T2 entremêlées qui sont recombinaisonnées en $T = T1 + T2$ grâce à un module de mémoire de trame. Ce type d'intégration/transfert satisfait nos contraintes mais n'est pas aussi efficace qu'une intégration/transfert de la trame T complète. En effet, T1 et T2 étant transférées successivement vers le module de recombinaison, leur gain final respectif n'est plus exactement identique. Ce phénomène est gênant dans le cadre d'une analyse de Fourier des images, puisqu'en effet, une modulation de gain d'une ligne sur deux du

capteur équivaut, dans l'espace de Fourier, à l'apparition de hautes fréquences spatiales $\nu = N/2$. La figure II34u montre ce phénomène dans le cas où le gain des trames horizontales T1 et T2 n'est pas identique.

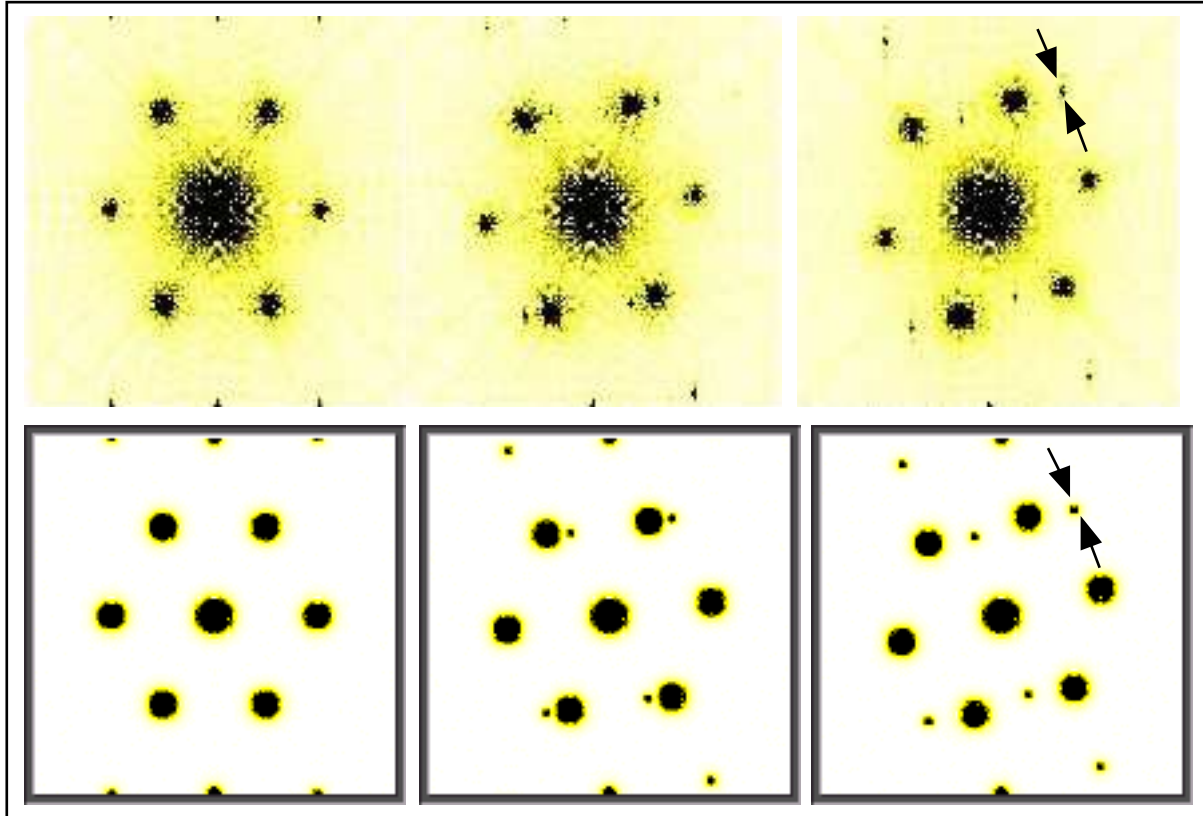


Figure II34u : Transformées de Fourier expérimentales (en haut) et issues du modèle informatique de l'IDTLA développé sous *Labview*TM (en bas). Les deux demi-trames horizontales du capteur CCD n'ayant pas le même gain, des fréquences parasites (pointées par les flèches) apparaissent de part et d'autre de chaque harmonique sur un axe vertical. Trois expériences ont été réalisées avec $\alpha = 0^\circ$, $\alpha = -7,5^\circ$ et $\alpha = -15^\circ$; α étant l'angle définissant la position relative de l'interférogramme et de la matrice de pixels du capteur CCD.

Il apparaît sur la figure qu'à chacune des 7 harmoniques H_{mn} est associée une paire de satellites aux fréquences $\nu = \pm N/2$. Le modèle montre qu'un écart de gain de 10% entraîne l'apparition de ces harmoniques parasites contenant chacune environ 5% de l'énergie de l'harmonique associée. Ce phénomène peut être évité en ajustant les gains relatifs de T1 et T2. Lorsque $\alpha = 0^\circ$, il y a superposition de ces satellites et des harmoniques primaires voisines. Si par contre $\alpha = -15^\circ$, ces superpositions sont évitées.

II.3.4.8 Calibration

Comme pour n'importe quel autre dispositif de mesure, la connaissance de la réponse percussionnelle d'un senseur de phase est nécessaire afin d'évaluer la qualité des mesures. La réponse de l'IDTLA est liée :

- à l'algorithme d'analyse (numérisation, filtrage, etc...),
- au réseau de diffraction dont la qualité optique est de l'ordre de $\lambda/10$,
- à la qualité du système afocal de sélection d'ordres,
- au capteur CCD (échantillonnage, transfert des trames,...).

Plusieurs solutions sont envisageables afin de calibrer l'IDTLA avant une mesure. Par exemple, un point source peut-être utilisé afin de générer une onde sphérique connue. La solution retenue et présentée dans ce paragraphe est basée sur l'utilisation d'objets de phases connus tels que des Lames de Phase Aléatoire (LPA) ou bien des Lames à Zones de Fresnel (LZF). Ce sont de purs objets de phase utilisés afin de lisser spatialement un faisceau laser (diminuer sa cohérence transverse) avant sa focalisation. Suivant la longueur d'onde de travail pour laquelle elles sont développées, ces lames sont qualifiées de LPA 1ω , LPA 2ω , ... avec ω la pulsation correspondant à une longueur d'onde de 1 micron. Ces lames génèrent des sauts de π radians distribués de manière aléatoire.

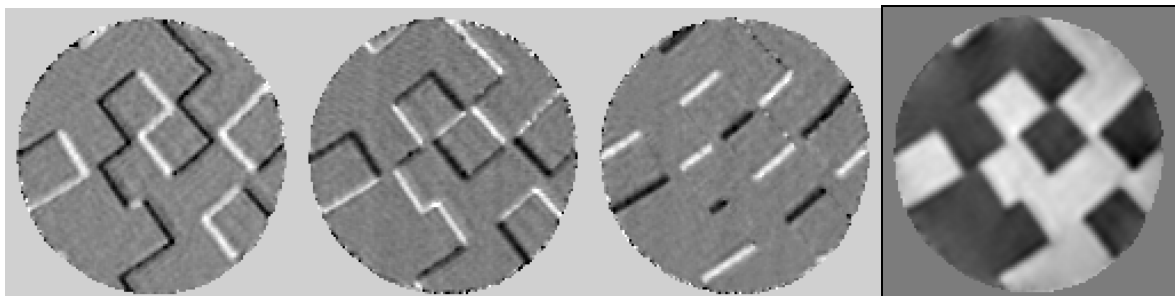


Figure II34v : A partir d'un interférogramme obtenu lorsqu'une LPA 1ω se trouve dans le faisceau à tester, l'IDTLA permet de calculer les 3 gradients de gauche. Les combinant, il est alors possible de reconstituer la phase présentée à droite sous la forme d'une carte de ΔOPD . La carte est numérisée sur 8bits (256 niveaux de gris) et la résolution transverse est $R_T = 70 \mu\text{m}$. Le diamètre de la pupille étant de 8mm, on a $D_T \approx 10^2$.

Par exemple, une LPA 1ω utilisée pour calibrer l'IDTLA lorsqu'il travaille avec une source à $\lambda = 1$ micron, va créer des sauts de π radians, soit des variations de ΔOPD égales à $\lambda/2$. L'image à droite de la figure II33H donne une carte expérimentale de la variation spatiale de ΔOPD pour un faisceau laser ayant traversé une LPA 1ω dont les marches font 1.5 mm de côté. Souhaitant utiliser cette carte dans un but de calibration, il est nécessaire d'en extraire l'histogramme ci-dessous :

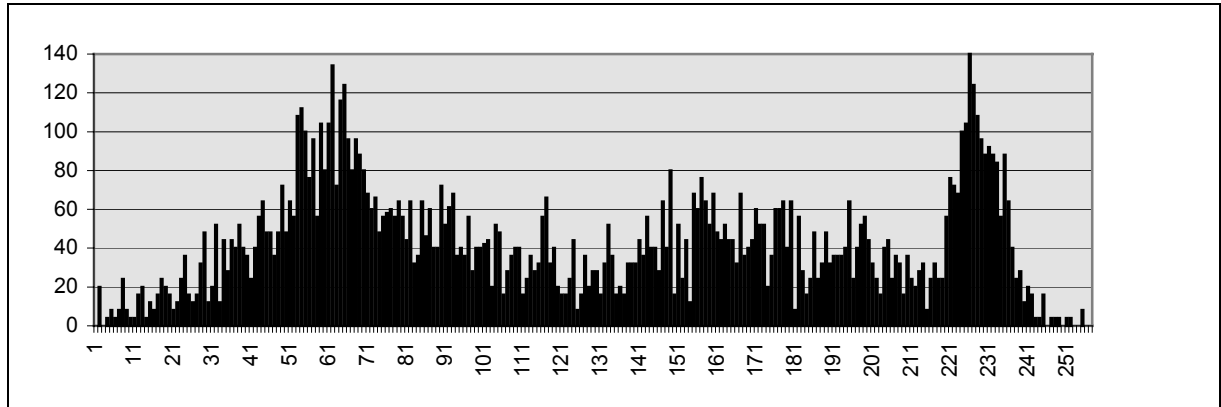
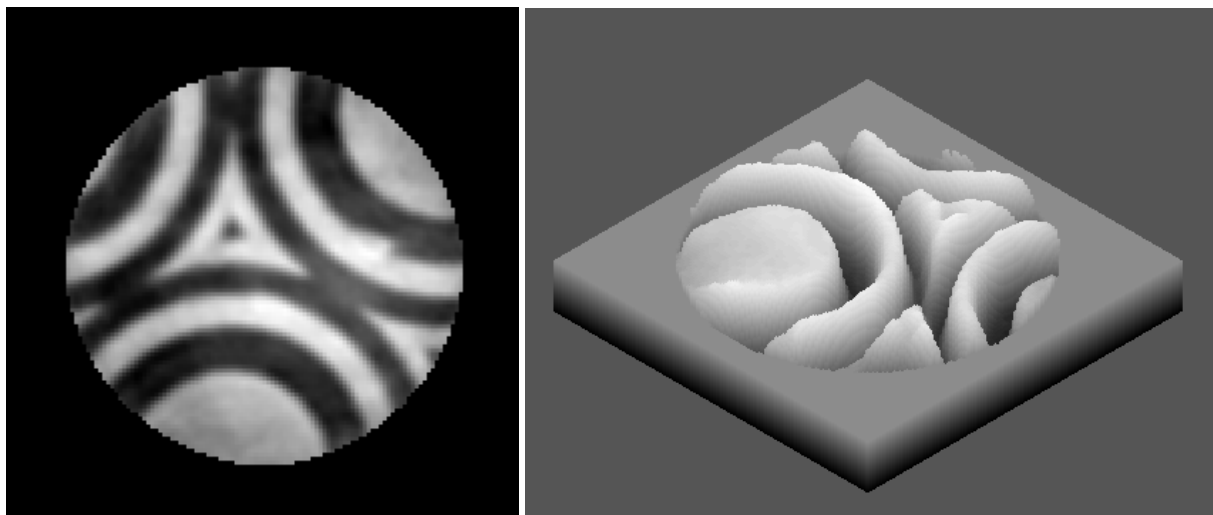
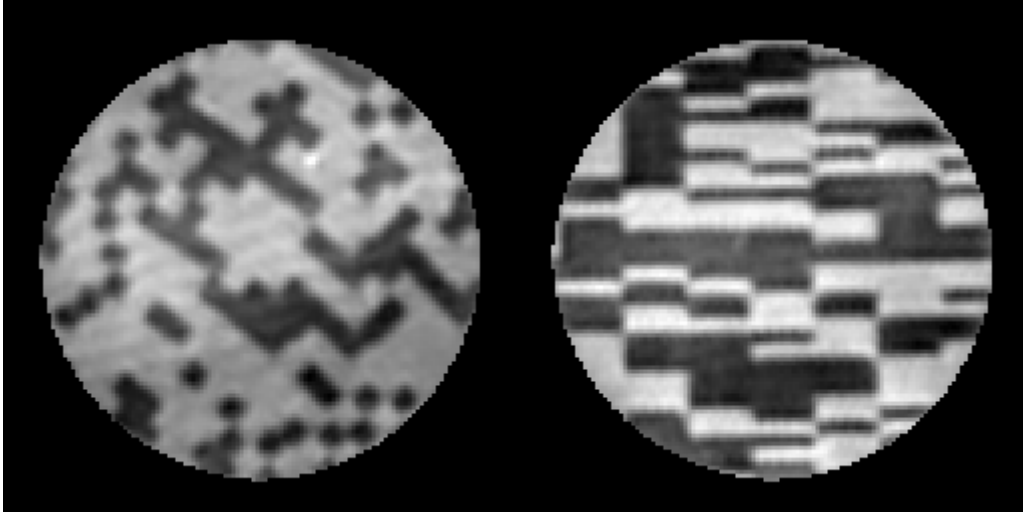


Figure II34w : Histogramme de la carte II34v. Les deux pics de cette distribution sont séparés par 168 niveaux de gris correspondant à un saut de π radians $\leftrightarrow \lambda/2$.

Afin de réaliser une telle calibration, une LZF 4ω peut aussi être utilisée comme le montre la figure suivante.



Figures II34x et II34y : Carte de phase et vue en 3D de la surface d'onde obtenue lorsqu'une PZP 4ω se trouve dans le faisceau à tester. Les sauts de phase sont de $\pi/4$ radians $\leftrightarrow \lambda/8 \approx 130$ nm. Le champ d'observation et R_T sont identiques à ceux de II34v.



Figures II34z et II34A : Autres exemples de cartes de phase obtenues avec des LPA 2ω et 4ω .

II.3.4.9 Mode opératoire

Suivant les conditions expérimentales dans lesquelles j'ai été amené à utiliser des IDTLA, principalement deux types d'analyse des interférogrammes furent nécessaires : la mesure en mode relatif et la mesure en mode absolu.

II.3.4.9.1 Mesure en mode relatif

En mode relatif, la première étape consiste à enregistrer un interférogramme $I_{réf}$ obtenu à l'aide d'une onde de référence. $I_{réf}$ est analysé à l'aide de l'algorithme présenté jusqu'à l'étape N°5 incluse (§II344). La valeur des trois dérivées $G_{réf}(x, y)$ ainsi que les positions \vec{v}_{nm}^{ref} des fenêtres associées sont les données conservées. La seconde étape est la mesure proprement dite. Le traitement algorithmique de l'interférogramme I_{mesure} obtenu est similaire à celui décrit au paragraphe II344 à deux différences fondamentales près :

Fenêtrage

Lors de l'étape N°4, le fenêtrage des trois harmoniques primaires s'effectue à l'aide de fenêtres centrées sur les positions \vec{v}_{nm}^{ref} repérées lors de l'analyse de $I_{réf}$.

Soustraction

Entre 5 et 6, une étape supplémentaire est effectuée. Elle consiste à soustraire aux trois dérivées obtenues $G_{mesure}(x, y)$, les valeurs préalablement conservées lors de l'analyse de $I_{réf}$:

$$G_{utile}(x, y) = G_{mesure}(x, y) - G_{réf}(x, y) \quad (3.117)$$

L'algorithme s'achève en utilisant les trois $G_{utile}(x, y)$.

II.3.4.9.2 Mesure en mode absolu

En mode absolu, une seule mesure est par définition effectuée ; sa qualité est limitée essentiellement par celle du réseau. La difficulté de l'analyse provient du fait que lors du fenêtrage, la fenêtre est centrée sur l'harmonique H_{mn} ce qui ne permet pas d'évaluer correctement la courbure et l'astigmatisme de la phase mesurée. Pour obtenir ces informations, il est en effet nécessaire d'évaluer les positions des H_{mn} relativement à H_{00} , autrement dit de mesurer \vec{v}_{mn} . Afin de bien saisir l'importance de ce point, considérons une phase ne contenant que de la courbure ($x^2 + y^2$) et de l'astigmatisme (xy et $(x^2 - y^2)$) :

$$\varphi(x, y) = \frac{2\pi}{\lambda}(ax^2 + by^2 + dxy) \quad (3.118)$$

où a , b et d sont des constantes. La courbure est donc quantifiée par $(a + b)$ et l'astigmatisme par $(a - b)$ et d . Après propagation d'une durée t , l'expression de la phase diffractée est (équation 3.45) :

$$\Phi_n(\vec{r}, t) = \varphi(\vec{r} - \vec{\delta} r_n) - \vec{k}_n \cdot \vec{r} \quad (3.119)$$

En projetant sur (\bar{u}_x, u_y) , il vient :

$$\Phi_n(x, y, t) = \frac{2\pi}{\lambda} \tan(\beta) [\cos(\alpha_n)x + \sin(\alpha_n)y] + \varphi(x - \delta x_n, y - \delta y_n) \quad (3.120)$$

En combinant (3.118) et (3.120) puis en développant, cette phase prend pour expression :

$$\Phi_n(x, y, t) = cte_n + abs_n x + ord_n y + \varphi(x, y) \quad (3.121)$$

où cte_n , abs_n et ord_n sont des constantes dépendant de a , b , d , α_n , β , λ , c et t .

L'expression de la distribution d'éclairement après propagation d'une durée t a été donnée par (3.45), (3.46) et (3.53) :

$$I(x, y, t) = |A(x, y)|^2 \left| \sum_{n=-1}^{+1} \exp(i\Phi_n(x, y, t)) \right|^2 \quad (3.122)$$

$$I(x, y, t) = I_{init}(x, y) \sum_{n,m=-1}^{+1} \exp[i\Phi_m(x, y, t) - i\Phi_n(x, y, t)] \quad (3.123)$$

soit encore :

$$I(x, y, t) = I_{init}(x, y) \sum_{n,m=-1}^{+1} \exp[i(cte_{m,n} + abs_{m,n}x + ord_{m,n}y)] \quad (3.124)$$

$$\text{avec } \begin{cases} cte_{m,n} = cte_m - cte_n \\ abs_{m,n} = abs_m - abs_n \\ ord_{m,n} = ord_m - ord_n \end{cases} \quad (3.125)$$

La transformée de Fourier de cette expression est :

$$\tilde{I}(v, \mu, t) = \tilde{I}_o(v, \mu) \otimes \sum_{n,m=-1}^{+1} \exp(i cte_{m,n}) \delta\left(v - \frac{abs_{m,n}}{2\pi}, \mu - \frac{ord_{m,n}}{2\pi}\right) \quad (3.126)$$

Dans ce plan de Fourier, apparaît une harmonique centrale H_{00} et les six harmoniques primaires H_{mn} de coordonnées $\left(v_{m,n} = \frac{abs_{m,n}}{2\pi}, \mu_{m,n} = \frac{ord_{m,n}}{2\pi} \right)$. L'origine des coordonnées est H_{00} . Remplacer $abs_{m,n}$ et $ord_{m,n}$ par leurs valeurs respectives permet d'obtenir la relation matricielle suivante pour les coordonnées des trois harmoniques :

$$\begin{pmatrix} v_{-1,+1} \\ \mu_{-1,+1} \\ -v_{-1,0} \\ -\mu_{-1,0} \\ v_{1,0} \\ \mu_{1,0} \end{pmatrix} = \frac{1}{\lambda} \begin{pmatrix} \sqrt{3}d & -2\sqrt{3}a & 0 & \sqrt{3} \\ 2\sqrt{3}b & -d\sqrt{3} & -\sqrt{3} & 0 \\ -3a - d\sqrt{3}/2 & \sqrt{3}a - d/2 & 3/2 & -\sqrt{3}/2 \\ -\sqrt{3}b - d/2 & d\sqrt{3}/2 - 3b & \sqrt{3}/2 & 3/2 \\ -d\sqrt{3}/2 + 3a & \sqrt{3}a + d/2 & -3/2 & -\sqrt{3}/2 \\ d/2 - \sqrt{3}b & 3b + d\sqrt{3}/2 & \sqrt{3}/2 & -3/2 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} ct \cos \alpha \sin \beta \\ ct \sin \alpha \sin \beta \\ \cos \alpha \tan \beta \\ \sin \alpha \tan \beta \end{pmatrix} \quad (3.127)$$

Remarquons que la somme des abscisses et celle des ordonnées est nulle ($\sum \vec{v}_{mn} = \vec{0}$) quelques soient les valeurs de l'astigmatisme et de la défocalisation (a, b, d) ou bien des propriétés géométriques de l'IDTLA (α, β, ct).

L'équation (3.127) révèle qu'afin de remonter aux coefficients a, b et d , il est nécessaire de connaître :

- la position du plan imagé sur le capteur : $z = ct$,
- l'angle de diffraction $\beta = 2\lambda/3hex$,
- la longueur d'onde de la source lumineuse λ .

La connaissance de ces données n'est pas nécessaire en mode relatif. Quant à l'angle α , c'est celui défini par les positions relatives du réseau et de la matrice CCD qui échantillonne l'interférogramme et définit ainsi le repère orthogonal (\vec{u}_v, \vec{u}_μ) dans lequel sont calculées les coordonnées des H_{mn} . Il est possible d'imposer mécaniquement une valeur donnée à α , ou bien de la calculer a posteriori à partir de (3.127) :

$$\tan(\alpha) = \frac{-\sqrt{3}v_{-1,+1} + \mu_{-1,0} + \mu_{1,0}}{+\sqrt{3}\mu_{-1,+1} + v_{-1,0} + v_{1,0}} \quad (3.128)$$

La précision $\Delta \tan(\alpha)$ sur ce calcul est primordiale afin de garantir la qualité de l'évaluation de a, b et d puisque l'angle α ainsi calculé intervient dans les coefficients de courbure et d'astigmatisme (obtenus toujours avec la relation 3.127) :

$$a + b = \frac{\frac{\lambda N}{12 \cos \alpha} - \tan \beta}{ct \sin \beta} \quad (3.129)$$

$$a - b = \frac{(V \sin \alpha - M \cos \alpha) \lambda}{12ct \sin \beta} \quad (3.130)$$

$$d = -\frac{(M \sin \alpha + V \cos \alpha) \lambda}{12ct \sin \beta} \quad (3.131)$$

où M, N et V satisfont :

$$\pi M = \sqrt{3} \mu_{-1,+1} - v_{-1,0} - v_{1,0} \quad (3.132)$$

$$\pi N = -\sqrt{3} \mu_{-1,+1} - v_{-1,0} - v_{1,0} \quad (3.133)$$

$$\pi V = -\sqrt{3} v_{-1,+1} - \mu_{-1,0} - \mu_{1,0} \quad (3.134)$$

Existe-t-il une valeur optimale pour α ?

Il est légitime de se demander si la position relative du capteur et du réseau a une importance quelconque dans la qualité de la mesure par l'IDTLA. En effet, l'orientation du réseau définit celle de l'interférogramme qui est échantillonné par le capteur CCD. Or, cet interférogramme possède une symétrie d'ordre six tandis que celle de la matrice du capteur est d'ordre deux puisque ses pixels sont carrés (cf. II347).

Il vient d'être montré que l'obtention des coefficients d'astigmatisme et de défocalisation était notamment liée à une bonne estimation de α obtenue via l'équation (3.127). Le code modélisant l'IDTLA permet de générer des interférogrammes ayant des caractéristiques quasi similaires au dispositif expérimental. En couplant ce code à un algorithme d'analyse en mode absolu (basé sur les équations 3.128 à 3.131), il est donc possible d'avoir accès à l'erreur

absolue $\Delta \tan(\alpha) = \left| \tan(\alpha_{théorique}) - (\tan \alpha)_{estimé} \right|$ en fonction de la valeur $\alpha_{théorique}$ utilisée lors de la génération de l'interférogramme, et ce, afin de tenter d'évaluer son influence sur le calcul des coefficients de courbure et d'astigmatisme. Les trois équations suivantes donnent les composantes liées à α des erreurs absolues sur ces coefficients. Elles sont obtenues par dérivations de 3.129, 3.130 et 3.131.

$$\Delta(a+b) = \frac{\lambda N}{12ct \sin \beta} \sin \alpha \cdot \Delta \tan \alpha \quad (3.135)$$

$$\Delta(a-b) = \frac{\lambda \cos^2 \alpha}{12ct \sin \beta} (V \cdot \cos \alpha + M \cdot \sin \alpha) \cdot \Delta \tan \alpha \quad (3.136)$$

$$\Delta d = \frac{\lambda \cos^2 \alpha}{12ct \sin \beta} (M \cdot \cos \alpha + V \cdot \sin \alpha) \cdot \Delta \tan \alpha \quad (3.137)$$

La figure II34B représente les variations de $\Delta \tan(\alpha)$ en fonction de $\alpha_{théorique}$.

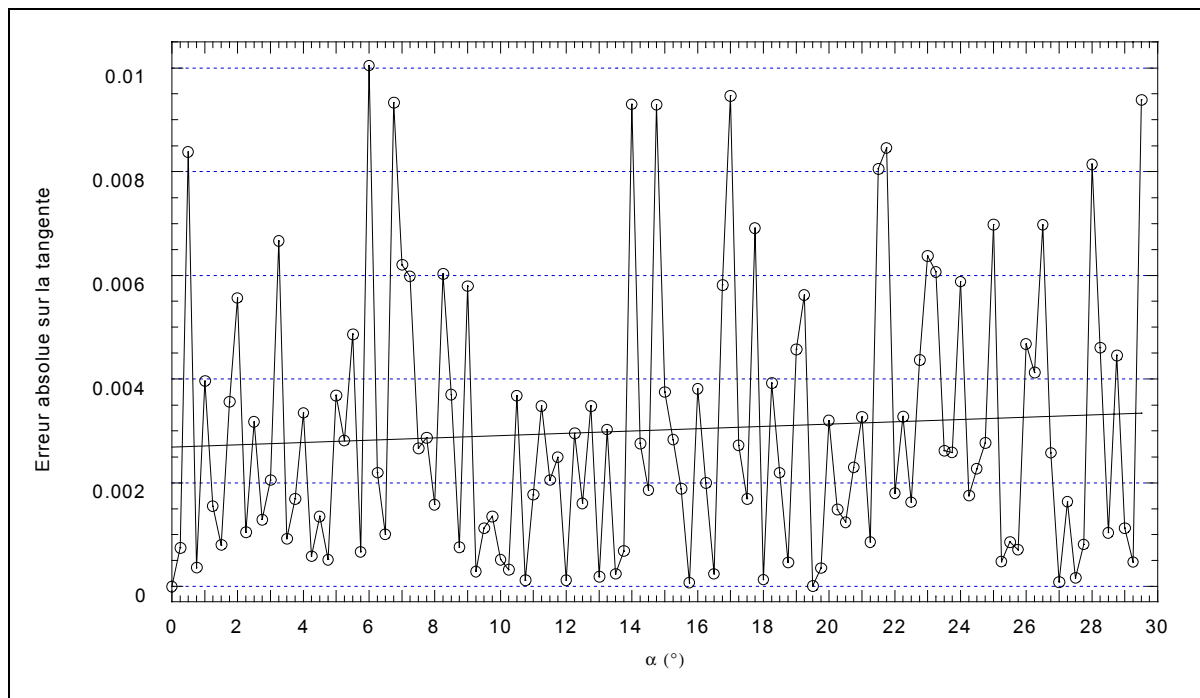


Figure II34B : Variations de l'erreur $\Delta \tan(\alpha)$ intervenant dans le calcul de $\Delta(a+b)$, $\Delta(a-b)$ et Δd (équations 3.135 à 3.137).

L'observation se fait dans le plan de réplique ($z = 0$) et le pas angulaire est de $0,25^\circ$. L'angle $\alpha_{théorique}$ varie seulement entre 0 et 30° car une rotation du réseau de 30° revient simplement à changer le rôle des lignes et colonnes sur la CCD, la nature de l'échantillonnage restant par conséquent identique. Cette distribution de points présente des fluctuations autour de la droite quasiment horizontale définissant la valeur moyenne égale à $\overline{\Delta \tan(\alpha)} = 0,002$. Ces fluctuations sont liées au bruit numérique de l'algorithme ; un échantillonnage plus fin (pas $< 0,25^\circ$) ne faisant qu'augmenter leur fréquence. Il s'avère donc possible de remplacer $\Delta \tan(\alpha)$ par une constante ($\overline{\Delta \tan(\alpha)}$) dans 3.135, 3.136 et 3.137. Ces équations montrent néanmoins que les erreurs $\Delta(a+b)$, $\Delta(a-b)$ et Δd restent dépendantes de α . Mais les fluctuations associées sont plus faibles d'environ un ordre de grandeur lorsqu'elles sont comparées aux fluctuations d'origine numérique. On retiendra en conclusion, que le choix de α importe donc peu.

Rappelons néanmoins qu'il a été montré au paragraphe II347 qu'une valeur de 15° peut s'avérer judicieuse si les gains des deux trames du capteur CCD ne sont pas identiques.

II.3.5 Distorsions de phase sur les chaînes CPA

II.3.5.1 Introduction

Au cours de ce paragraphe, les résultats expérimentaux de mesures de phases obtenus sur les chaînes térawatts du *CUOS* et du *LULI*, sont présentés et analysés. Dans un premier temps, les effets thermiques sont abordés et les phénomènes de lentille et de biréfringence thermique sont mis en évidence. Par la suite, les effets non-linéaires générés par une impulsion térawatt lors de sa traversée de matériau sont présentés.

II.3.5.2 Distorsions de phase d'origine thermique

II.3.5.2.1 Introduction

La combinaison du chauffage en volume du matériau (constituant un barreau amplificateur) par la radiation de pompe absorbée et du refroidissement de surface nécessaire à l'extraction de la chaleur, engendre une distorsion de la phase du laser. En effet, la chaleur générée à l'intérieur d'un barreau lors du pompage par lampes flash est extraite par un fluide circulant au contact de sa surface. Le profil radial de température résultant $T(r)$ est généralement considéré au premier ordre comme étant parabolique (les températures les plus hautes étant localisées le long de l'axe du barreau) [3.20] :

$$T(r) = T(r_o) + Q \frac{r_o^2 - r^2}{4K} \quad (3.138)$$

où r_o [cm] est le rayon du barreau de matériau laser, K [W.cm⁻¹.°K⁻¹] est la conductivité thermique et Q [W.cm⁻³] la chaleur générée par unité de volume.

Cette dernière s'exprime en fonction de la chaleur totale Pa [W] dissipée par le barreau de longueur L [cm] :

$$Q = \frac{Pa}{L\pi r_0^2} \quad (3.139)$$

Ce profil de température est à l'origine d'une variation radiale du profil d'indice $\Delta n_T(r)$, qui se traduit par un effet de lentille thermique de longueur focale positive ou négative suivant les matériaux. Le gradient de température associé à $T(r)$ génère par ailleurs des contraintes mécaniques puisque le cœur chaud du barreau est contraint dans son expansion par sa périphérie plus froide. Ces contraintes sont à l'origine d'une variation d'indice de réfraction supplémentaire notée $\Delta n_{rad}(r)$ pour les rayons polarisés parallèlement à la contrainte et $\Delta n_{tan}(r)$ pour ceux polarisés perpendiculairement à celle-ci. En conséquence, un faisceau à polarisation linéaire traversant un tel milieu verra non seulement son état de polarisation modifié, mais aussi sa phase perturbée. Un tel phénomène est appelé biréfringence induite par contraintes thermiques ou plus simplement biréfringence thermique. En résumé, la dépendance radiale de l'indice de réfraction peut être exprimée à partir de ces deux types de contribution de la manière suivante :

$$n_{tan/rad}(r) = n_0 + \Delta n_T(r) + \Delta n_{tan/rad}(r) \quad (3.140)$$

où n_0 est l'indice de réfraction à la longueur d'onde considérée. L'effet de lentille thermique est associé à :

$$\Delta n_T(r) = T(r) \frac{dn}{dT} \quad (3.141)$$

où $\frac{dn}{dT}$, qui s'exprime en [$^{\circ}\text{C}^{-1}$], est le coefficient de variation d'indice de réfraction du matériau évalué à la longueur considérée.

La biréfringence thermique est, quant à elle, liée à un tenseur de contraintes et les variations d'indice, dont elle est à l'origine, s'expriment ainsi [3.21] :

$$\Delta n_{rad}(r) = \frac{\alpha E}{1-\mu} \left[2B_{\perp} T(r) + (B_{//} - B_{\perp}) R(r) - (B_{//} + 3B_{\perp}) R(r_0) \right] + 2\alpha(n-1)R(r_0) \quad (3.142)$$

$$\Delta n_{tan}(r) = \frac{\alpha E}{1-\mu} \left[(B_{//} + B_{\perp}) T(r) + (B_{\perp} - B_{//}) R(r) - (B_{//} + 3B_{\perp}) R(r_0) \right] + 2\alpha(n-1)R(r_0) \quad (3.143)$$

avec :

$$R(r) = \frac{1}{r^2} \int_0^r r T(r) dr \quad (3.144)$$

Concernant les constantes intervenant dans (3.142) et (3.143), α [$^{\circ}\text{C}^{-1}$] est le coefficient de dilatation thermique et μ le coefficient de Poisson tandis que E est le module d'Young qui peut s'exprimer en GPa, en N/mm² ou bien encore en kgf/cm² (symbole du kilogramme-force par centimètre carré, une unité de pression satisfaisant : 1 kgf/cm² = 98,1.10³ Pa = 0,981 bar ... à Paris). Enfin, $B_{//}$ et B_{\perp} sont les constantes photoélastiques ou encore les coefficients optiques de contrainte du matériau laser. Les fabricants de matériaux laser en donnent en général la valeur exprimée en nm.cm⁻¹/(kgf.cm⁻²) afin de pouvoir évaluer les retards de chemin optique induit par biréfringence en nanomètres, la longueur de matériau traversée étant exprimée en centimètres. On prendra soin d'exprimer ces grandeurs en cm.cm⁻¹ (1 nm.cm⁻¹ = 10⁻⁷ cm.cm⁻¹), afin de pouvoir comparer les effets de lentille (3.141) et de biréfringence thermique (3.142 & 3.143).

Considérant le profil parabolique donné en (3.138), les expressions des variations radiales d'indice responsables des distorsions thermiques deviennent :

$$\Delta n_T(r) = \frac{-Q}{4K} \frac{dn}{dT} r^2 + \left(\frac{Q}{4K} r_o^2 + T(r_o) \right) \frac{dn}{dT} \quad (3.145)$$

$$\Delta n_{rad}(r) = \frac{-Q\alpha E(B_{//} + 7B_{\perp})}{16K(1-\mu)} r^2 + C_{ie} \quad (3.146)$$

$$\Delta n_{tan}(r) = \frac{-Q\alpha E(3B_{//} + 5B_{\perp})}{16K(1-\mu)} r^2 + C_{ie} \quad (3.147)$$

avec une constante C_{ie} indépendante de r identique pour (3.146) et (3.147) :

$$C_{ie} = \frac{Qr_o^2}{16K} \left[\frac{\alpha E(B_{//} + 3B_{\perp})}{(1-\mu)} + 2(n-1)\alpha \right] + (n_o - 1)\alpha T(r_o) \quad (3.148)$$

Ces équations révèlent donc l'existence d'une variation parabolique des profils d'indice différente suivant la polarisation du rayon. Un faisceau ayant une polarisation circulaire ou radiale traverse donc le matériau biréfringent en conservant sa polarisation et sa phase intactes, puisque tous ses rayons voient le même indice (figure II35a).

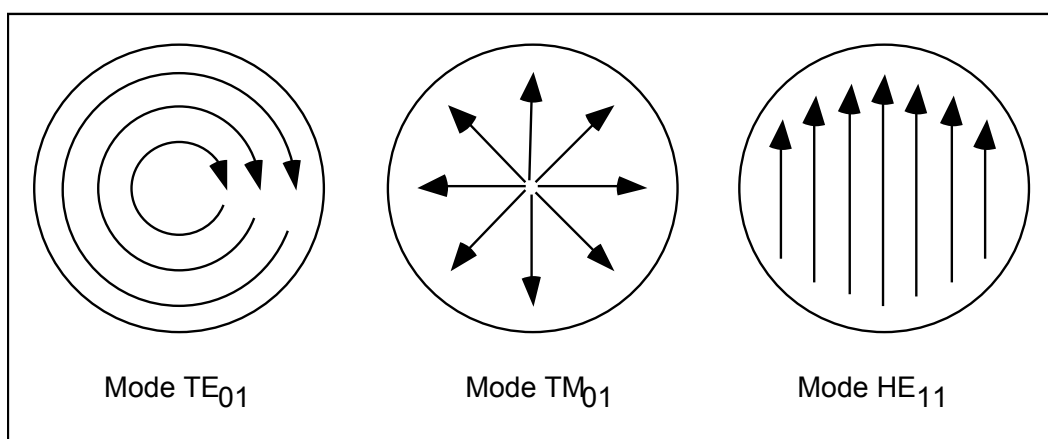


Figure II35a : Vecteurs champ électrique pour les modes de polarisation « circulaire », « radiale » et « linéaire » d'un laser [3.21].

La figure II35b montre que ce n'est plus le cas pour un faisceau ayant une polarisation rectiligne. Raisonnons pour les rayons repérés par la position r . \mathbf{P}_p est le plan de polarisation passant par l'axe du barreau. Les rayons appartenant à ce plan voient l'indice $n_{rad}(r)$, car localement leur champ électrique est parallèle à un diamètre du barreau biréfringent. Ceux appartenant au plan perpendiculaire à \mathbf{P}_p voient, quant à eux, l'indice $n_{tan}(r)$, car leur polarisation est alors perpendiculaire à un diamètre. Les polarisations des autres rayons se décomposent en une composante radiale et une composante tangentielle subissant des retards différents lors de la traversée du barreau par ces rayons. En sortie, ils devraient donc être dépolarisés, mais il se trouve qu'en pratique les barreaux amplificateurs possèdent des faces à Brewster. La face de sortie agit ainsi comme un polariseur analyseur. Le faisceau amplifié conserve donc sa polarisation mais voit son amplitude modulée transversalement. Par ailleurs, les deux composantes du faisceau subissant des retards de chemin optique différents associés aux indices $n_{rad}(r)$ et $n_{tan}(r)$, leurs surfaces d'onde présentent, juste avant la sortie, des courbures différentes. La phase résultant de la traversée de la face à Brewster est donc une combinaison de ces surfaces, autrement dit, elle présente de l'astigmatisme.

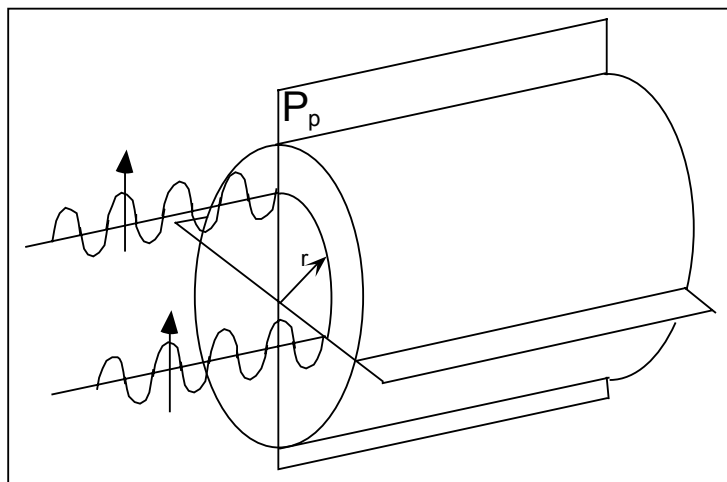


Figure II35b : Deux rayons traversent le barreau biréfringent avec la même polarisation parallèle au plan \mathbf{P}_p . Celui qui appartient à ce plan subit un retard proportionnel à $n_{rad}(r)$ tandis que le retard du second rayon est proportionnel à $n_{tan}(r)$.

Cherchant à évaluer $\Delta OPD_{rad/tan}^{total}(r)$ le retard de chemin optique apporté par le barreau suivant la polarisation de la lumière le traversant, il vient, en introduisant (3.138) dans (3.141), (3.142) et (3.143) puis en abandonnant les termes constants qui n'ajoutent qu'un retard global quels que soient r et la polarisation :

$$\Delta OPD_{rad/tan}^{total}(r) = \Delta OPD_T(r) + \Delta OPD_{rad/tan}(r) \quad (3.149)$$

avec :

$$\Delta OPD_T(r) = \frac{-Pa}{4\pi K} \frac{dn}{dT} \left(\frac{r}{r_0} \right)^2 \quad (3.150)$$

$$\Delta OPD_{rad}(r) = \frac{-Pa}{4\pi K} \frac{\alpha E(B_{//} + 7B_{\perp})}{4(1-\mu)} \left(\frac{r}{r_0} \right)^2 \quad (3.151)$$

$$\Delta OPD_{tan}(r) = \frac{-Pa}{4\pi K} \frac{\alpha E(3B_{//} + 5B_{\perp})}{4(1-\mu)} \left(\frac{r}{r_0} \right)^2 \quad (3.152)$$

L'évaluation de Pa est très difficile à réaliser. Elle requiert notamment une bonne connaissance des géométries de pompage et de refroidissement du barreau, ainsi que des propriétés spectrales de la pompe (émission) et du matériau laser (absorption). Si ces formules sont difficilement utilisables pour quantifier les effets thermiques, elles permettent néanmoins d'évaluer l'importance relative des deux effets principaux et de leurs conséquences en terme de défocalisation et d'astigmatisme sur la phase du laser. Les deux paragraphes suivants mettent en évidence ces phénomènes à l'aide de résultats expérimentaux.

II.3.5.2.2 Distorsions thermiques sur le laser T³ du CUOS

Les mesures de surfaces d'onde présentées ici furent obtenues sur la chaîne Térawatt du *Center for Ultrafast Optical Sciences* de l'*Université du Michigan* à l'aide d'un IDTLA. Ce laser est nommé T³ pour *Table-Top Terawatt* laser. C'est un système CPA qui délivre 1 J en 400 fs. Les barreaux de verres phosphates dopés au néodyme de diamètre 16 et 45 mm ont été plus particulièrement étudiés.

Mesures des distorsions de phase associées à un barreau de 16 mm :

Cette première figure (II35c) présente les surfaces d'onde d'impulsions amplifiées par le barreau de 16 mm pompé par une lampe flash hélicoïdale. L'énergie finale de l'impulsion est d'environ 30 mJ à $\lambda = 1 \mu\text{m}$. Le mode opératoire est basé sur des mesures relatives, comme décrit au paragraphe II3491. Un premier interférogramme de référence est enregistré à l'aide d'un faisceau sonde qui n'est autre que le faisceau à 10 Hz issu de l'amplificateur régénératif de cette chaîne CPA. Dans un second temps, une première mesure est effectuée durant le tir lui-même, puis une succession de trois nouveaux interférogrammes est enregistrée à l'aide du faisceau sonde. Les surfaces d'onde de la figure II35c résultent de la différence entre ces mesures et la phase de référence.

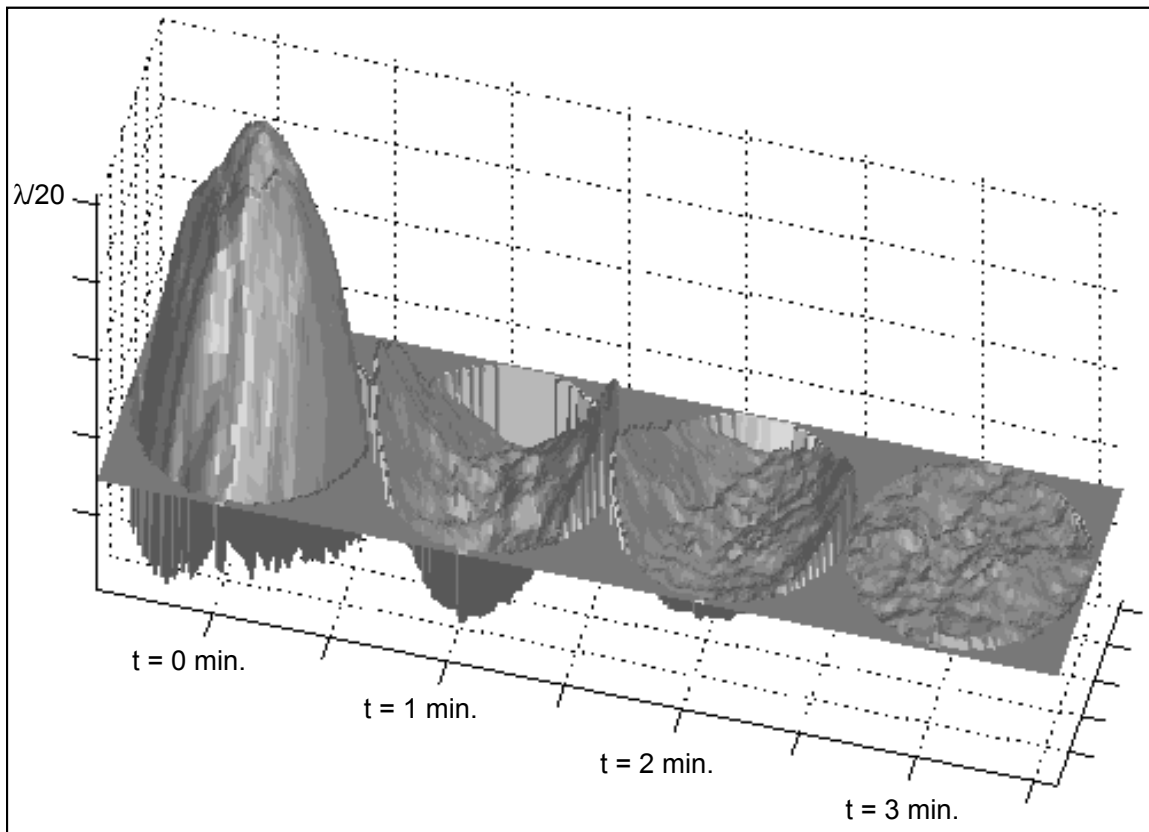


Figure II35c : Cette vue en trois dimensions représente la surface d'onde durant ($t = 0$) et après ($t > 0$) un tir effectué avec un barreau de 16 mm de diamètre. Le diamètre de la pupille d'observation est du même ordre et l'énergie de l'impulsion amplifiée est d'environ 30 mJ.

La phase de l'impulsion laser à 30 mJ ($t = 0$) présente clairement un effet de lentille thermique évaluée à environ 700 m de longueur focale. Les deux profils suivants ($t > 0$) présentent quant à eux une allure en forme de selle de cheval

caractéristique de l'astigmatisme. En comparant les coupes sagittale et tangentielle (figure II35d), deux courbures de signes opposés apparaissent clairement. Enfin, au bout de 3 minutes, le barreau peut être considéré comme thermalisé.

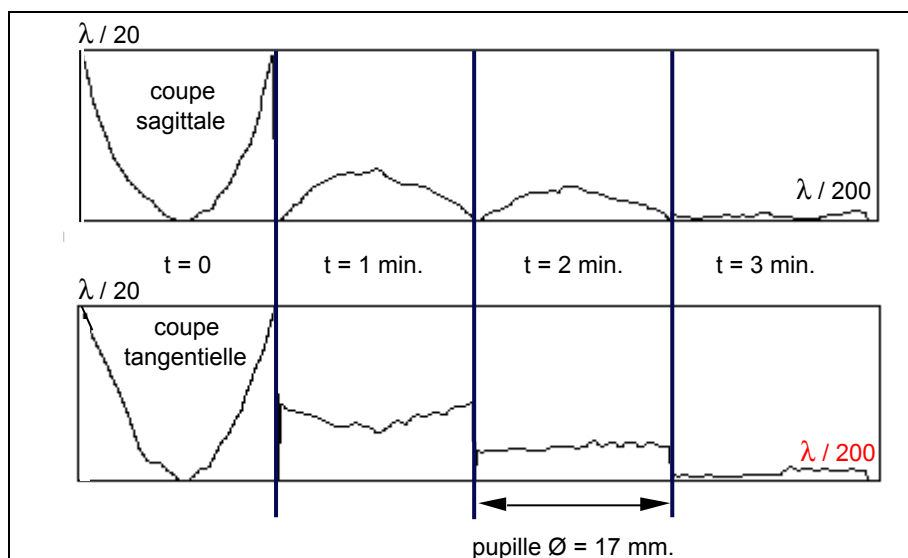


Figure II35d : Vue en coupe dans les plans sagittaux et tangentiels des surfaces d'ondes de la figure précédente. Durant le tir (t = 0), la phase présente une courbure de même signe dans les deux plans, tandis que de l'astigmatisme apparaît lors de la mesure effectuée une minute après ; puis le barreau se thermalise.

Afin de comprendre les formes successives prises par les surfaces d'onde pendant puis après un tir, je propose un modèle qualitatif prenant en compte les propriétés thermo-mécaniques du matériau laser utilisé.

Modèle qualitatif

Le matériau constituant le barreau de 16 mm dont il est question est un verre phosphate Hoya de référence LHG8. Ses caractéristiques optiques et thermo-mécaniques sont [3.22] :

$n_0 = 1,52$	$\alpha = 127.10^{-7} \text{ K}^{-1}$
$\frac{dn}{dT} = -5,3 \cdot 10^{-6} \text{ } ^\circ\text{C}^{-1}$	$E = 6,81.10^5 \text{ kgf/cm}^2$
$B_{\perp} = 4,4^* \text{ nm.cm}^{-1}/(\text{kgf.cm}^{-2}) = 4,4.10^{-7} \text{ kgf}^1.\text{cm}^2$	$\mu = 0,258$
$B_{//} = 2,6^* \text{ nm.cm}^{-1}/(\text{kgf.cm}^{-2}) = 2,6.10^{-7} \text{ kgf}^1.\text{cm}^2$	$K = 0,0058 \text{ W.cm}^{-1}.\text{K}^{-1}$

* valeurs du LG750 équivalent.

Utilisant les équations (3.150),(3.151) et (3.152) il vient :

$$\Delta OPD_T(r) = 0,73.10^{-4} Pa \left(\frac{r}{r_0} \right)^2 \quad (3.153)$$

$$\Delta OPD_{rad}(r) = -1,33.10^{-4} Pa \left(\frac{r}{r_0} \right)^2 \quad (3.154)$$

$$\Delta OPD_{tan}(r) = -1,19.10^{-4} Pa \left(\frac{r}{r_0} \right)^2 \quad (3.155)$$

Soit, au bord du barreau, un retard optique maximum de :

$$\Delta OPD_{rad}^{total}(r) = -6,0.10^{-5} Pa \quad (3.156)$$

$$\Delta OPD_{tan}^{total}(r) = -4,6.10^{-5} Pa \quad (3.157)$$

avec Pa en watts et ΔOPD en centimètres et en utilisant (3.149). Ces expressions définissent ce que je nomme par la suite les courbures tangentielle et sagittale. Ces valeurs montrent clairement que les deux effets thermiques jouent en sens opposés (car, pour ce verre, α et dn/dT sont de signes différents). L'évaluation de leurs constantes de temps relatives est malaisée, mais au vu des mesures expérimentales il n'est pas déraisonnable d'envisager le scénario décrit sur le graphe II35e - qui implique une décroissance temporelle plus lente du phénomène de lentille thermique. Ce graphe décrit l'évolution temporelle des courbures sagittale C_s (courbe fine) et tangentielle C_t (courbe épaisse), résultantes de la combinaison des effets de gradient thermique et de biréfringence. La variation des courbures de ces deux phénomènes pris individuellement est décrite par les courbes en pointillés pour la lentille thermique (C_{LT}) et les ronds et carrés pour la biréfringence (C_{Bs} et C_{Bt}). On a donc :

$$C_s = C_{LT} + C_{Bs} \quad (3.158)$$

$$C_t = C_{LT} + C_{Bt} \quad (3.159)$$

Les échelles sont exprimées en unités arbitraires. L'axe horizontal est le temps et l'axe vertical représente la courbure dont les contributions relatives des effets de gradient thermique et de biréfringence sont respectées, comme le montrent les valeurs à $t = 0$ lorsqu'elles sont comparées avec les résultats numériques pour le LHG8 (équations 3.153, 3.154 et 3.155). Enfin, la décroissance est supposée exponentielle.

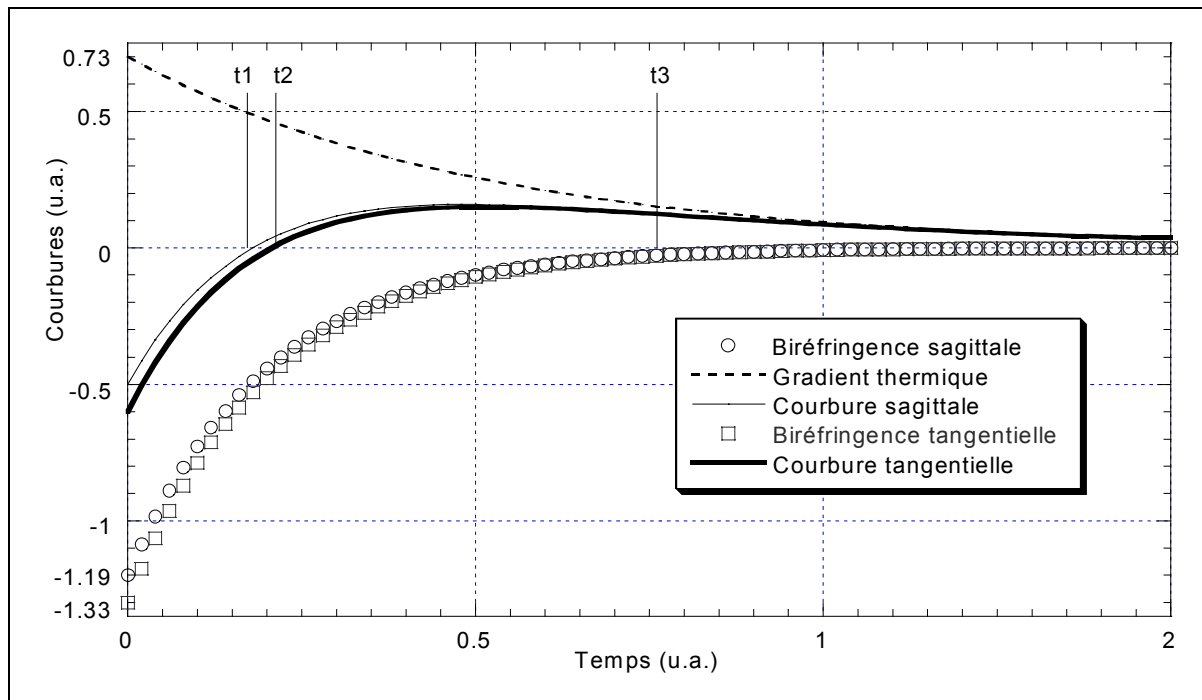


Figure II35e : Variation temporelle relative des courbure sagittale C_s (courbe fine) et tangentielle C_t (courbe épaisse) résultantes de la combinaison des effets thermiques. La décroissance est supposée exponentielle.

Se basant sur des critères de forme de la surface d'onde, il est possible de déduire de ce graphe l'existence de cinq types de profils de phase associés à cinq périodes successives :

1^{ère} période de $t = 0$ à t_1 :

C_s et C_t sont d'amplitudes différentes et toutes deux négatives. Leur valeur absolue décroît au cours de cette période et la phase présente une focalisation.

2^{nde} période de t_1 à t_2 :

Zone de compensation où C_s et C_t sont de signes opposés et d'amplitudes faibles.

La phase présente alors l'allure d'une selle de cheval.

3^{ème} période de t2 à t3 :

C_s et C_t sont différentes et toutes deux positives et la phase présente globalement une défocalisation.

4^{ème} période de t3 à t = 2 u.a. :

Seul le phénomène de lentille thermique subsiste et C_s et C_t sont positives et identiques en amplitude.

5^{ème} période de t = 2 u.a. à t = ∞

Le barreau est maintenant thermalisé et la phase est plane.

A l'aide de ce modèle qualitatif, il est raisonnable d'envisager que les quatre surfaces d'onde, présentées sur les figures II35c et II35d, ont été respectivement mesurées durant les périodes 1, 2, 3 ou 4 puis 5.

Enfin, il est courant de voir la qualité d'une surface d'onde quantifiée par l'amplitude maximum crête-à-crête CC des distorsions mesurées sur la pupille. Ce critère ne donne qu'une idée très générale sur la distorsion de la phase en question mais il est simple à calculer, et donc très bien adapté à une procédure d'analyse d'image automatisée d'une grande quantité de données. A partir des courbes donnant C_s et C_t , il est possible d'obtenir simplement la variation temporelle de CC en remarquant que :

$$CC(t) = \max [|C_s(t)| , |C_t(t)|] \text{ pour les temps où } C_s \text{ et } C_t \text{ sont de même signe (c'est-à-dire pour } t \in [t_1, t_2])$$

$$CC(t) = |C_s(t)| + |C_t(t)| \text{ dans les cas contraires (c'est-à-dire pour } t \in [t_1, t_2]).$$

où $| |$ désigne la valeur absolue. CC(t) est représentée sur la figure suivante où $C_s(t)$ et $C_t(t)$ ont aussi été portées.

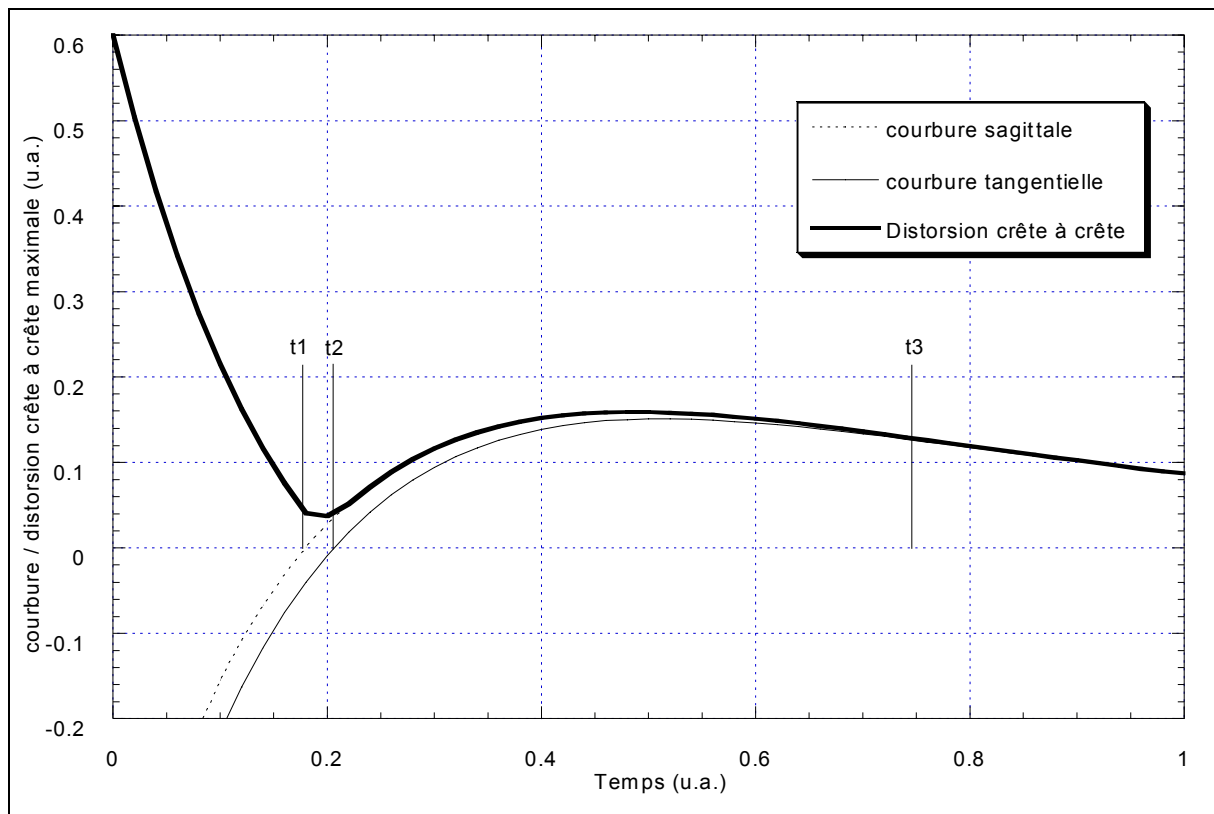


Figure II35f : Variation temporelle de l'amplitude crête à crête maximale calculée pour chaque phase mesurée à un instant t .

$CC(t)$ est proportionnelle à la différence d'exponentielles décroissantes avec des constantes de temps différentes. Elle présente donc un premier minimum, suivi d'un rebond avant une décroissance finale. Un profil expérimental, similaire à celui-ci, sera présenté au paragraphe suivant traitant des mesures effectuées au *LULI*.

Mesures des distorsions de phase associées à un barreau 45 mm

J'utilise la même procédure expérimentale de mesure relative pour évaluer les distorsions induites par un barreau de 45 mm de diamètre. Un critère supplémentaire est ici introduit. Il permet de quantifier l'état thermique du barreau pendant et après l'amplification d'une impulsion. C'est σ , l'écart type (mesuré sur la pupille) des distorsions de la phase de l'impulsion ($t=0$) ou du faisceau sonde ($t>0$). Il décrit donc bien la qualité globale de la phase à un instant donné. La courbe de la figure montre une décroissance temporelle exponentielle de σ (exprimé en fractions de λ). Les cartes de phases associées aux cinq points de mesure sont aussi représentées sur ce graphe ainsi que leur valeur crête à crête.

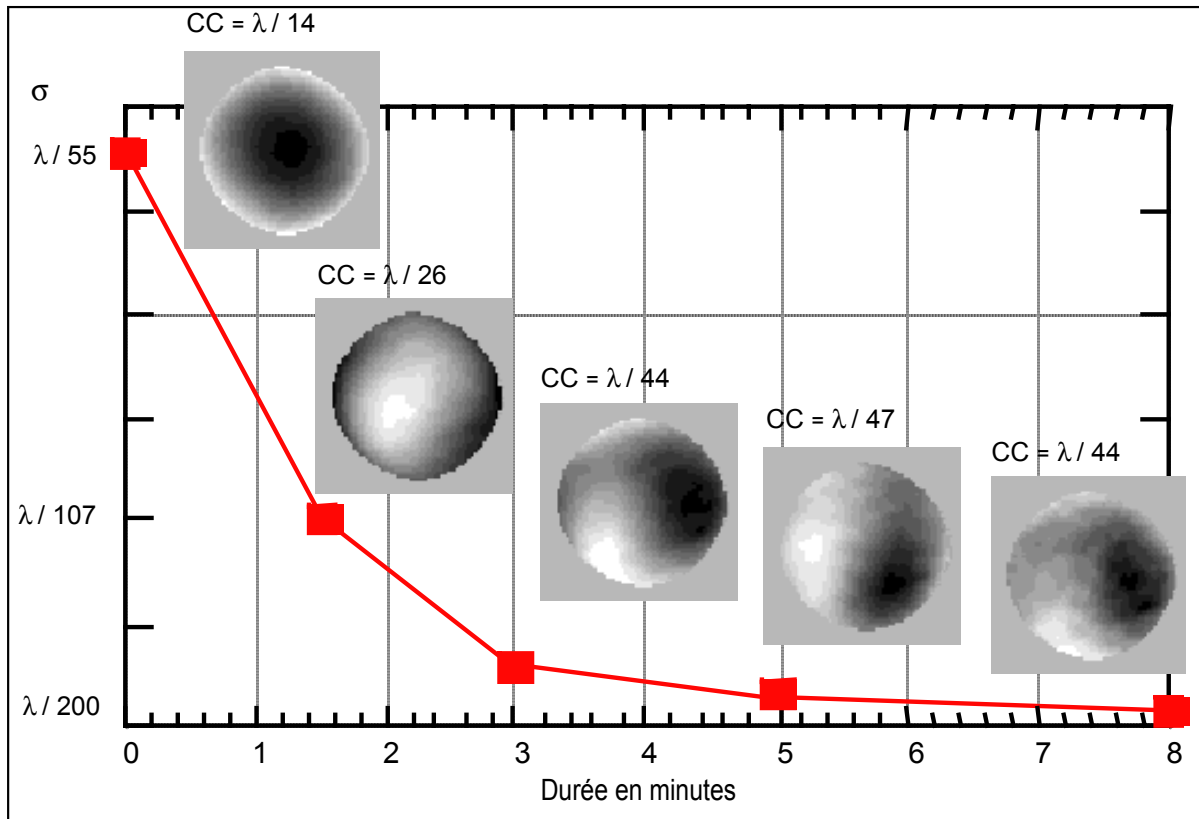


Figure II35g : Evolution des distorsions de phase générées par un barreau de verre phosphate dopé au néodyme de 45 mm de diamètre pompé par lampes flashes à $t = 0$. La courbe représente la décroissance de l'écart type (avec $\lambda = 1$ micron). Pour chaque point de mesure sont représentées une carte de ΔOPD ainsi que la valeur crête à crête associée.

La forme de la phase obtenue durant le tir est celle d'une focalisation du faisceau liée aux effets thermiques (1^{ère} période du modèle). La seconde image montre une courbure inversée (3^{ème} période). Au bout de trois minutes le faisceau peut être considéré comme thermalisé. Les mesures ultérieures révèlent encore une légère décroissance de σ tandis que la valeur crête à crête semble se stabiliser. Si l'on analyse les phases obtenues à $t = 3, 5$ et 8 minutes, on remarque qu'elles sont caractérisées par la présence de coma. Ce type d'aberration apparaît notamment sur la phase d'un faisceau lumineux qui, se propageant suivant un axe donné A , traverse une lentille dont l'axe est parallèle mais pas confondu avec A . Cette coma est peut-être liée à la présence d'une lentille thermique résiduelle et de fluctuations dans l'air que traverse le faisceau sonde.

II.3.5.2.3 Distorsions d'origine thermique sur la chaîne 100 TW du LULI

L'évaluation des distorsions de surface d'onde sur la chaîne 100 TW du LULI est une étape importante afin de dimensionner le dispositif de correction de la phase. L'interféromètre à décalage tri-latéral mesure le front d'onde juste avant compression des impulsions térawatt, c'est-à-dire après l'amplification double passage dans les amplificateurs à disques. Quelques pour-cent de l'énergie des impulsions sont prélevés au travers du miroir de renvoi vers le compresseur. Le diamètre du faisceau est réduit par deux télescopes afin qu'il soit de la taille de la pupille d'entrée de l'interféromètre. Par ailleurs, les différences sensibles de comportement des barreaux et des disques amplificateurs de la chaîne 100 TW sont discutées au cours de ce paragraphe.

Distorsions générées par les barreaux amplificateurs

Afin de n'étudier que les barreaux amplificateurs, seuls ces derniers sont pompés par les lampes flash lors du tir 2 J ayant permis l'obtention des données nécessaires à la construction des courbes de la figure II35h. Elles montrent la décroissance de l'écart type σ (\circ) et de la valeur crête à crête maximum CC (\square) de la phase du faisceau laser issu de l'amplificateur régénératif ($\sim 1\text{mJ}$) utilisé comme sonde. L'axe horizontal est le temps exprimé en minutes et l'axe vertical est gradué en λ ($\lambda = 1,057 \mu\text{m}$). Le premier couple de données, en noir (\blacksquare, \bullet), caractérise l'état thermique de la chaîne au repos. La valeur d'environ $\lambda/5$ obtenue correspond à la fluctuation de phase du faisceau sonde impulsif à 10 Hz. A $t = 0$, les six barreaux de verres phosphates et silicates dopés au néodyme de diamètres $\varnothing 16$, $\varnothing 25$ et $\varnothing 45$ mm sont pompés, délivrant une impulsion d'environ 2J sur 400 ps (soit 5 GW). Le premier couple (\square, \circ) est obtenu à partir de la phase de l'impulsion GW elle-même ; soit $0,4\lambda$ pour σ et $1,7\lambda$ pour la valeur crête à crête. Enfin, les barres d'erreurs sont limitées par la fluctuation du laser de référence.

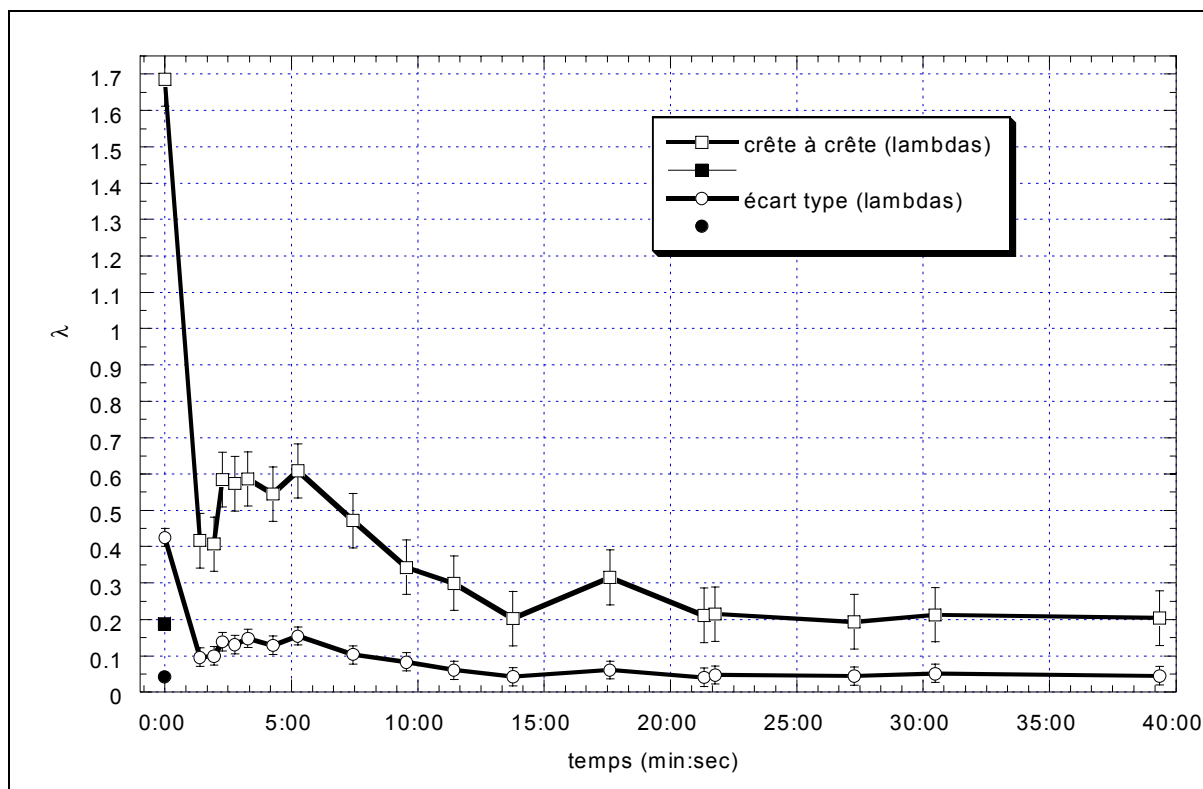


Figure II35h : Variations temporelles de la qualité de la phase d'un faisceau sonde traversant la chaîne 100 TW du *LULI* après un tir de 2 Joules utilisant l'ensemble des amplificateurs exceptés les disques.

Les deux courbes sont logiquement corrélées et le point remarquable concerne le fait que cette décroissance n'est pas monotone. Dans un premier temps, la qualité de la phase s'améliore rapidement puisque les deux courbes atteignent, lors de la première mesure effectuée 1,5 minute après tir, une valeur égale à 25% de celle obtenue durant le tir (respectivement $\lambda/10$ et $0,4\lambda$). Puis entre la seconde et la troisième minute, la qualité se dégrade brusquement pour atteindre $\lambda/7$ et $0,6\lambda$ avant de retourner lentement à sa valeur d'avant le tir au bout d'une vingtaine de minutes. Le modèle qualitatif présenté au paragraphe précédent peut en partie seulement expliquer ce phénomène. On notera, à ce propos, la similitude de comportement entre la courbe présentée ici et celle de la figure II35f. Il est néanmoins nécessaire de prendre en compte le fait que la chaîne, sur laquelle sont effectuées ces mesures, est multi-verres et que le modèle, ayant permis d'obtenir la courbe II35f, a été développé pour un seul barreau de phosphate. Or, il a été mentionné au chapitre II2, qu'afin de conserver un spectre large, chaque étage amplificateur (à l'exclusion des disques) est constitué de l'association de deux barreaux de même diamètre, l'un en phosphate et l'autre en silicate.

Les propriétés optiques et thermo-mécaniques du phosphate ont été données au paragraphe précédent. Celles du verre silicate Hoya de référence LSG91H de la chaîne du *LULI* sont les suivantes [3.22] [3.23] :

$n_0 = 1,55$	$\alpha = 90.10^{-7} \text{ K}^{-1}$
$\frac{dn}{dT} = +1,6 \cdot 10^{-6} \text{ }^\circ\text{C}^{-1}$	$E = 8,89.10^5 \text{ kgf/cm}^2$
$B_{\perp} = 3,5 \text{ nm.cm}^{-1}/(\text{kgf.cm}^{-2}) = 3,5.10^{-7} \text{ kgf}^{-1}.\text{cm}^2$	$\mu = 0,237$
$B_{//} = 1,1 \text{ nm.cm}^{-1}/(\text{kgf.cm}^{-2}) = 1,1.10^{-7} \text{ kgf}^{-1}.\text{cm}^2$	$K = 0,0103 \text{ W.cm}^{-1}.\text{K}^{-1}$

Elles permettent d'obtenir, à partir de (3.150), (3.151) et (3.152), les profils d'indices paraboliques suivant :

$$\Delta OPD_T(r) = -1,236.10^{-5} Pa \left(\frac{r}{r_0} \right)^2 \quad (3.160)$$

$$\Delta OPD_{rad}(r) = -5,185.10^{-5} Pa \left(\frac{r}{r_0} \right)^2 \quad (3.161)$$

$$\Delta OPD_{\tan g}(r) = -4,213.10^{-5} Pa \left(\frac{r}{r_0} \right)^2 \quad (3.162)$$

Le silicate possède donc de bien meilleures propriétés thermiques que le phosphate puisque l'effet de lentille thermique du LSG91H est six fois moins fort (facteur deux sur K et trois sur dn/dT). Il est, par ailleurs, de signe opposé et ne compense donc pas la biréfringence qui est quant à elle environ trois fois moins forte dans le silicate. Ceci explique qu'au total, les effets thermiques globaux soient comparables et de même signe pour les deux verres puisqu'en utilisant (3.149), il vient pour le retard optique maximum au bord des barreaux :

$$\Delta OPD_{rad}^{total}(r) = -6,42.10^{-5} Pa \quad (3.163)$$

$$\Delta OPD_{rad}^{total}(r) = -5,45.10^{-5} Pa \quad (3.164)$$

avec toujours P_a en watts et ΔOPD en centimètres. Ces chiffres sont comparables à ceux de (3.156) et (3.157) pour le LHG8.

Afin de conserver une bonne qualité de polarisation et de phase au laser, des lames de quartz à pouvoir rotatoire de 90° [3.24] sont insérées entre chaque paire de barreaux. Il est ainsi possible, en jouant notamment sur la puissance de pompe délivrée par les lampes flash (donc sur P_a), de compenser la biréfringence de phosphate par celle du silicate [3.25] ; autrement dit, d'égaliser (3.154) et (3.161) d'une part et (3.155) et (3.162) d'autre part :

$$\Delta OPD_{rad} \Big|_{PHOSPHATE} = \Delta OPD_{rad} \Big|_{SILICATE} \quad (3.165)$$

$$\Delta OPD_{tan} \Big|_{PHOSPHATE} = \Delta OPD_{tan} \Big|_{SILICATE} \quad (3.166)$$

En pratique, cette compensation n'est que partielle car pomper deux ou trois fois plus le verre silicate reviendrait à complètement déséquilibrer le spectre de l'impulsion amplifiée.

S'il apparaît donc possible d'explicitier les différents phénomènes thermiques dégradant la qualité de la phase d'une série de barreaux multi-verres, il s'avère en revanche malaisé d'en prévoir les effets couplés sans une connaissance précise, d'une part, des conditions de pompage des matériaux lasers en jeu et, d'autre part, des constantes de temps relatives de ces phénomènes. Concernant la chaîne 100 TW du *LULI*, le problème est d'autant plus ardu que le dernier étage d'amplification est constitué d'un amplificateur à disque au comportement thermique très différent de celui des barreaux, comme le paragraphe suivant le montre.

Distorsions générées par l'amplificateur à disques

Les trois courbes de la figure II35i représentent la variation temporelle de la valeur crête à crête des distorsions de la phase d'un faisceau laser sondant la chaîne 100 TW après trois tirs d'environ 60 J chacun. L'ensemble des amplificateurs est donc pompé, y compris les disques. Le laps de temps entre chaque tir est suffisant pour considérer que la chaîne est thermalisée.

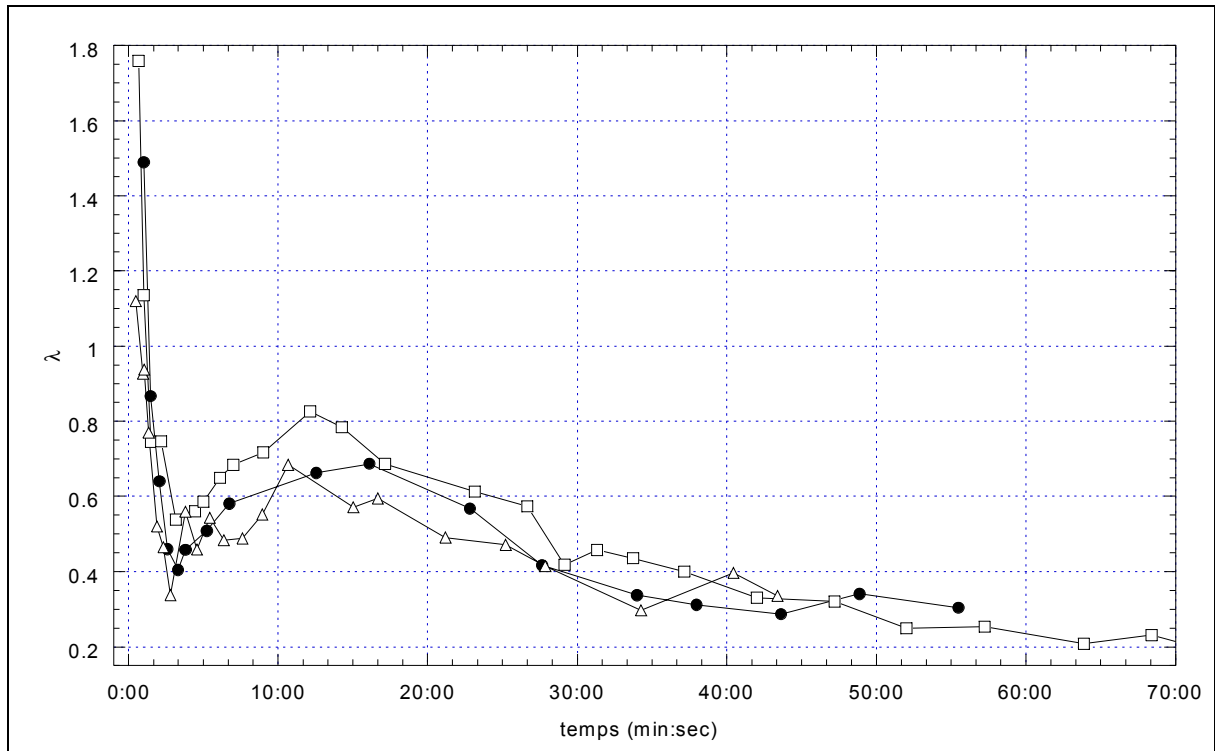


Figure II35i : Trois courbes de variation temporelle de la valeur crête à crête des distorsions de la phase du faisceau sondant la chaîne 100 TéraWatts du *LULI* après un tir d'environ 60 J intervenant au temps $t = 0$.

Tous les points représentés sont obtenus par analyse des cartes de phase obtenues par sondage avec le faisceau de l'amplificateur régénératif. Il n'y a donc pas de points à $t = 0$. Le comportement global de ces courbes est similaire à celui obtenu après un tir sans les disques (figure II35h) à une différence près d'importance, qui se révèle lorsque l'on compare l'une des courbes ci dessus avec celle de la figure II35h. Cette comparaison montre clairement la différence d'échelle de temps existant entre les deux configurations de pompage (figure II35j).

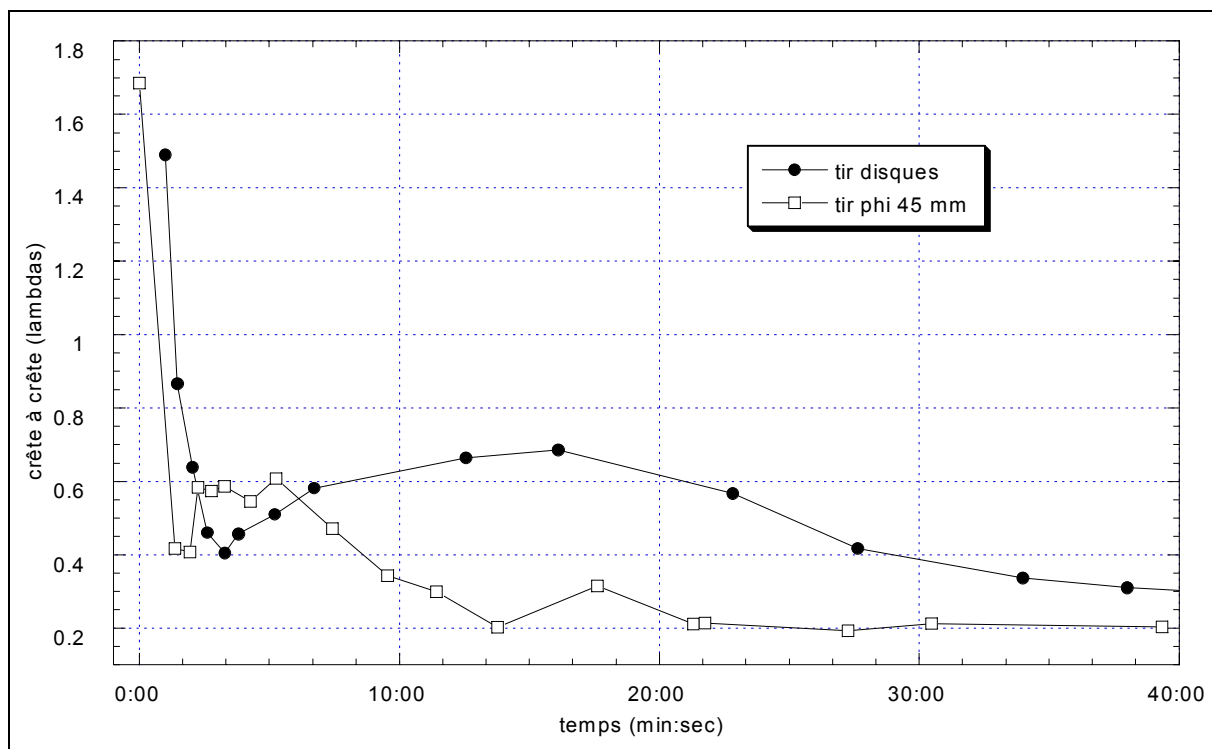


Figure II35j : Variation comparée de la valeur crête à crête maximum de la phase d'un faisceau sondant la chaîne 100 TW après un tir avec(●) et sans (□) l'amplificateur à disques.

Il apparaît en effet que le rebond observé dans les deux cas ne se produit, ni au même moment, ni sur la même durée puisqu'il faut attendre une trentaine de minutes pour qu'il se dissipe dans le cas du tir avec les disques amplificateurs. Aussi, on peut estimer qu'une heure environ après un tir avec disques, le niveau de distorsions est revenu à son niveau initial alors que seules quinze à vingt minutes semblent suffisantes lorsqu'ils ne sont pas pompés. Ces résultats sont susceptibles de remettre en cause la durée du laps de temps généralement recommandée entre chaque tir pleine puissance sur la chaîne 100 TW du *LULI*. Elle est à l'heure actuelle de vingt minutes. Il serait sans doute souhaitable d'attendre une heure au total pour permettre une thermalisation complète de la chaîne. Une telle durée diminuerait trop la fréquence de tir et par conséquent serait une contrainte pour les utilisateurs du laser.

Il semble en tout cas nécessaire d'y ajouter au moins une dizaine de minutes supplémentaire afin que les distorsions associées au rebond aient disparu. Celles-ci sont présentées sur la table de la figure II35k qui montre la succession de cartes de phase obtenues à la suite du premier tir à 60 J (□) de la figure II35i.

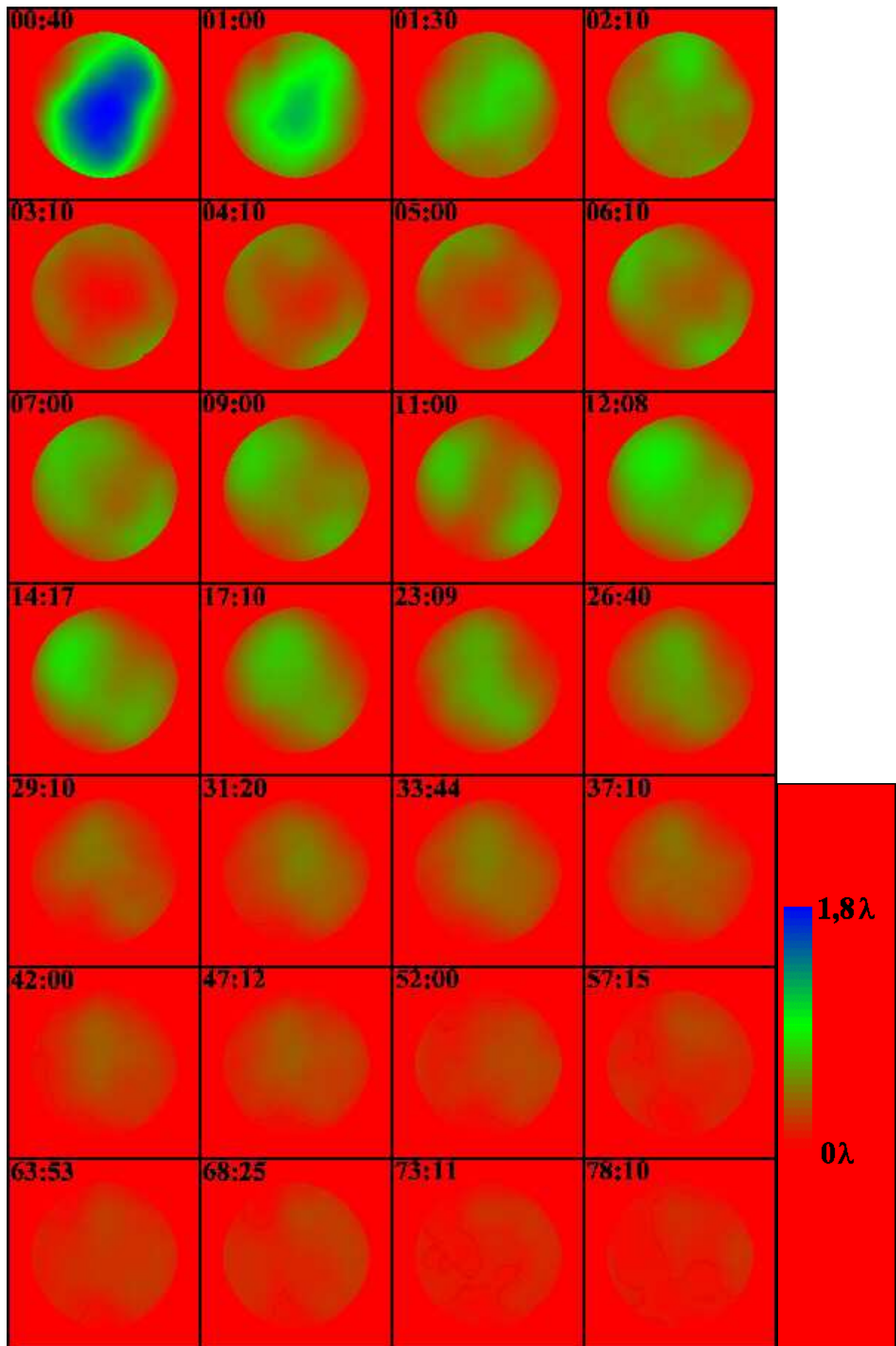


Figure II35k : Table des cartes de phase obtenue à la suite du premier tir à 60 J (\square) de la figure II35i.

Pour chaque image, le temps (min:sec) d'enregistrement de l'interférogramme est indiqué en haut à gauche ; la référence étant l'heure du tir. La première mesure, effectuée 40 secondes après ce tir, montre que le faisceau porte encore une focalisation ($CC = 1,8\lambda$). Au bout de 3 minutes, CC atteint un minimum ($0,3\lambda$), puis un astigmatisme important entame sa croissance, pour atteindre un maximum ($\lambda/2$) au bout de 12 minutes et décroître lentement sur les 20 minutes suivantes. Il est à remarquer que les axes de cet astigmatisme sont à 45° de l'horizontale définie par la CCD du senseur de phase. Par comparaison, celui de la figure II35c est à 0° . Une telle distorsion de phase est gênante lorsque le faisceau associé est focalisé. La tache focale obtenue présente alors une forme allongée selon une direction à 45° de l'horizontale. Il est donc souhaitable d'attendre que l'astigmatisme ait disparu avant d'effectuer un autre tir. Dans le cas contraire, il s'additionnera aux aberrations de ce tir suivant.

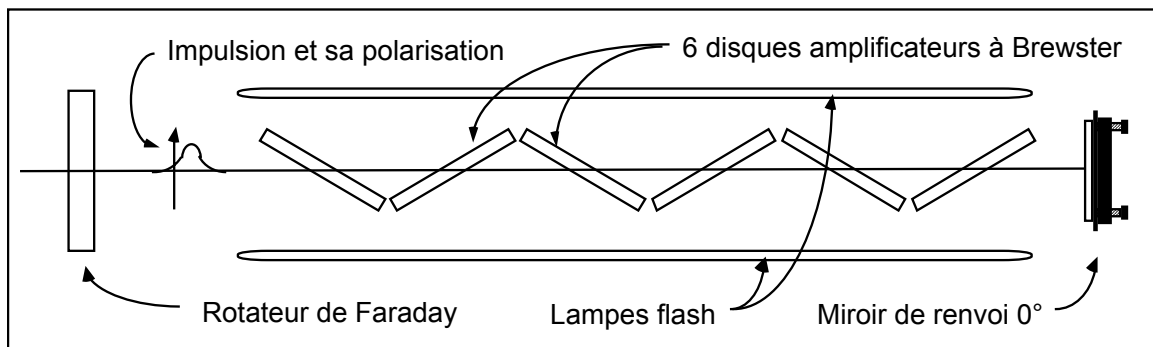


Figure II35I : Vue schématique du dernier étage amplificateur de la chaîne 100 TW composé d'un rotateur de Faraday, d'un amplificateur à disques et d'un miroir de renvoi à 0° permettant un double passage.

La géométrie de l'amplificateur à disques est très différente de celle d'un barreau amplificateur comme le montre la figure II35I. Les six disques sont orientés à Brewster afin de coupler au mieux, dans le matériau, l'énergie de l'impulsion laser incidente, polarisée linéairement. Ils sont pompés latéralement par deux panneaux plans contenant chacun six lampes flash. Associés à un miroir à zéro degré d'incidence et à un rotateur de Faraday, ils forment le dernier étage amplificateur de la chaîne 100 TW du *LULI*. La polarisation du faisceau à amplifier, initialement horizontale, est tournée de 45° lors de la traversée du rotateur. L'impulsion effectuée ensuite deux passages dans l'amplificateur à disques, grâce au miroir de renvoi en

incidence normale, puis sa polarisation, tournée une nouvelle fois de 45° dans le même sens, lui permet de sortir de cet étage en étant polarisée verticalement. Le rotateur de Faraday permet, utilisé dans cette configuration, d'assurer non seulement une amplification double passage, mais aussi de protéger la partie amont de la chaîne d'une éventuelle réflexion sur la cible.

Ce type d'amplificateur ne possède plus de symétrie radiale comme les barreaux pompés par flash dont il a été question jusqu'à présent. Seuls le plan de la figure II35l contenant la polarisation et celui, perpendiculaire, passant par l'axe optique, sont des plans de symétrie. Les effets thermiques ne peuvent donc plus être décrits en termes de biréfringences radiale et transverse et le modèle précédemment utilisé pour décrire les distorsions induites par les barreaux n'est plus adapté.

Chaque barreau se trouve soumis à des contraintes d'origine thermique que l'on peut décomposer en modes qui rappellent, par exemple, les modes de vibrations d'une membrane. Les deux premiers modes sont représentés sur la figure II35m où apparaissent les déformations des disques qui leurs sont associées. L'étude de la phase d'un faisceau traversant les disques, lorsqu'ils subissent ces contraintes, fait apparaître la présence d'astigmatisme et de coma.

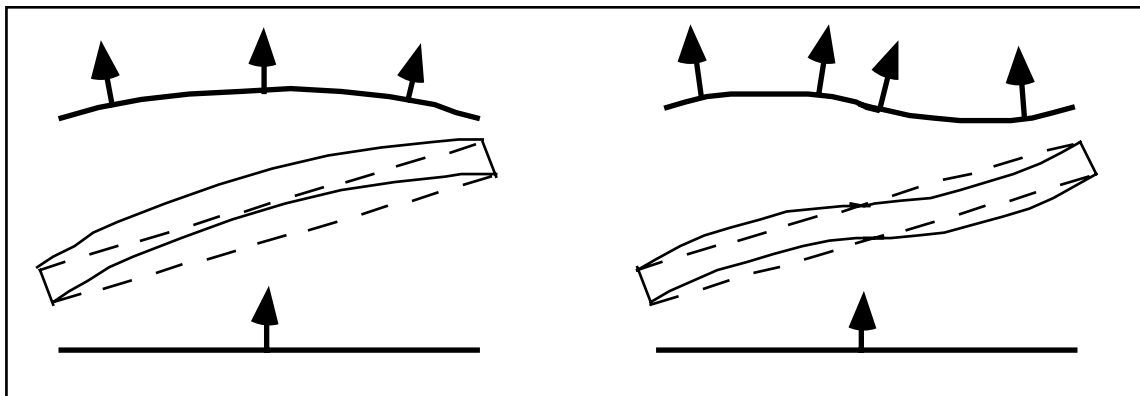


Figure II35m : Représentation des deux premiers modes de contraintes subies par un disque amplificateur. Les flèches sont les vecteurs d'ondes locaux, par définition perpendiculaires aux phases des ondes représentées en gras. L'onde incidente, se dirigeant du bas vers le haut, est plane dans les deux cas. La phase de l'onde émergente porte de l'astigmatisme dans le cas du mode de gauche et de la coma dans celui du mode de droite.

Il a déjà été fait remarquer que l'observation des cartes de phase durant le rebond (notamment les images 6 à 12 de la figure II35k) faisait clairement apparaître un

astigmatisme à 45° . Il est probable qu'il soit généré par des modes similaires au mode 1. L'orientation à 45° étant simplement due au fait que l'amplificateur à disques est lui même tourné de 45° pour suivre la rotation de polarisation créée par le rotateur de Faraday.

L'origine du rebond observé sur les courbes de la figure II35i reste pour le moment relativement inexpiquée. Il est aussi observé [3.26] au *Rutherford Appleton Laboratory* qui a construit cet amplificateur et en utilise d'identiques sur sa chaîne de puissance. Une étude plus poussée reste à mener, notamment afin d'étudier les modes de contraintes subis par les disques mais aussi l'influence des différents fluides (air et N_2) utilisés pour refroidir les lampes flashes.

II.3.5.3 Autofocalisation d'un faisceau intense.

II.3.5.3.1 Introduction

Si les distorsions de phase d'origine thermique sont prépondérantes sur une chaîne multi-verres telle que celle du *LULI*, il est néanmoins important de prendre en compte les dégradations de la surface d'onde liées à l'autofocalisation survenant lors de l'amplification de l'impulsion étirée, puis de sa propagation lorsqu'elle est comprimée. Les densités de puissance de ces impulsions atteignent effectivement des valeurs élevées. Par exemple, lors du passage dans les barreaux Ø25 (20 mJ en 400 ps), l'éclairement moyen dans la pupille est de 16 GW.cm⁻² et ce chiffre atteint 3 TW.cm⁻² après compression (100 J en 350 fs). A ces niveaux d'éclairement, les milieux traversés (matériaux amplificateurs, optiques, air, ...) présentent des non-linéarités non négligeables, responsables de différents types de distorsions des phases temporelle (automodulation de phase) et spatiale (autofocalisation à petite et grande échelle).

L'autofocalisation d'un faisceau lumineux résulte de sa traversée d'un milieu non-linéaire que l'on caractérise par son indice non-linéaire n_2 (encore appelé indice Kerr). Il s'exprime en cm².W⁻¹ puisqu'il possède la dimension de l'inverse d'un éclairement lumineux. Cet indice est relié à l'indice de réfraction linéaire du matériau n_0 par la relation suivante [3.27] :

$$n(r, z) = n_0 + n_2 \cdot I(r, z) \quad (3.167)$$

où $n(r, z)$ est l'indice de réfraction dont la dépendance radiale et longitudinale est proportionnelle à celle de la distribution d'éclairement de l'impulsion laser $I(r, z)$. Supposons, d'une part que n_2 est positif et d'autre part que la distribution transverse d'énergie du faisceau est gaussienne :

$$I(r, z) = I_{\max} \exp(-r^2) \quad (3.168)$$

En conséquence, le retard optique $\Delta OPD(r)$ subi par un rayon repéré radialement par r lors de la traversée d'une épaisseur dx de matériau non linéaire sera :

$$\Delta OPD(r) = dx \left[n_0 + n_2 I_{\max} \exp(-r^2) \right] \quad (3.169)$$

Il apparaît donc de façon immédiate qu'une telle impulsion voit ses rayons paraxiaux ($r \approx 0$) subir un retard plus important que ses rayons périphériques. En conséquence ce faisceau va se focaliser (se défocaliser si $n_2 < 0$) comme le montre la figure II35n.

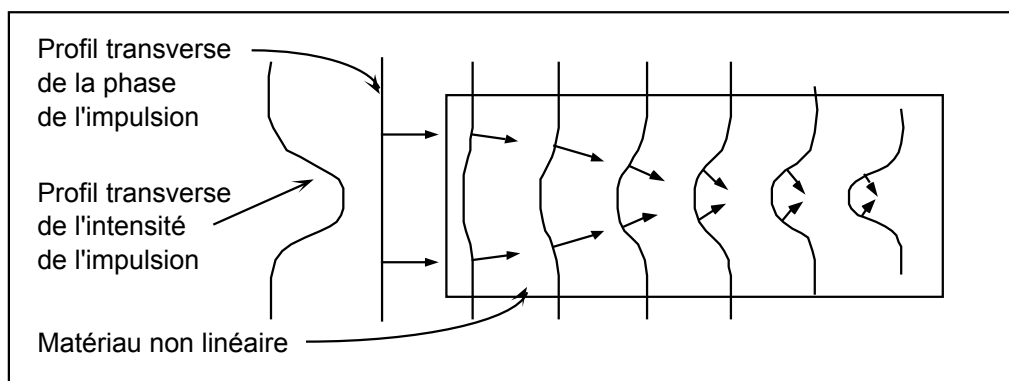


Figure II35n : Vue simplifiée de l'autofocalisation d'une impulsion intense traversant un matériau non linéaire.

En quelque sorte, la lumière agit sur sa propre propagation puisqu'elle transforme le matériau qu'elle traverse en une lentille que l'on qualifie de Kerr. Ce phénomène peut être considéré comme immédiat dans les matériaux solides puisque les durées caractéristiques sont sub-femtosecondes. Dans le cas d'un faisceau à distribution radiale d'éclairement gaussienne, on parlera d'autofocalisation à grande échelle. L'autofocalisation à petite échelle s'applique, elle aussi, sur l'ensemble du faisceau, mais agit uniquement sur ses hautes fréquences spatiales. Dans ce cas, ce sont les irrégularités de phase qui génèrent localement des courbures de phase.

S'il n'est pas contrôlé, ce phénomène peut, très rapidement, être à l'origine de dommages irréversibles pour le matériau au sein duquel il se produit. En effet, lors de l'autofocalisation, l'énergie est concentrée par la lentille de Kerr, ce qui augmente la valeur de l'éclairement au centre du faisceau et accentue par conséquent le phénomène en diminuant la longueur focale de la lentille. Il n'est pas rare que le matériau ne résiste pas à une telle surintensité. Dans le cas contraire, arrive un

moment, caractérisé par une puissance critique, au-delà duquel l'autofocalisation est compensée par la diffraction naturelle du faisceau qui tend à diverger lorsqu'il se propage librement. Un état stationnaire est alors atteint et l'énergie se propage dans le matériau dans d'étroits filaments, phénomène qui, généralement, l'endommage ou le fragilise. Il est donc primordial de quantifier cet effet afin d'éviter ces conséquences. Cette quantification est obtenue en calculant B , l'intégrale de rupture associée à un chemin optique. Réécrivons l'équation (3.169) en termes de déphasage :

$$d\varphi_{NL}(r) = \frac{2\pi}{\lambda} n_2 I(r) dx \quad (3.170)$$

où la partie indépendante de r est supprimée, car n'apportant qu'un déphasage global de l'impulsion ($d\varphi_{NL}$ est appelée le déphasage Non Linéaire). B s'exprime en radians et est égale à la valeur cumulée de déphasage non linéaire rencontré le long du chemin optique φ .

$$B = \int_{\varphi} \frac{2\pi}{\lambda} n_2 I(r) dx \quad (3.171)$$

Sur la chaîne 100 TW du *LULI*, B atteint au maximum 2,9 lorsque l'énergie de sortie vaut 100 J [3.28]. Exprimé en fraction de λ , ce chiffre équivaut à environ $\lambda/2$. Les effets non-linéaires contribuent donc à la dégradation globale de la phase des impulsions délivrées par cette chaîne multi-verres. Leurs conséquences restent néanmoins bien inférieures à celles engendrées par effets thermiques.

Il était intéressant de valider l'IDTLA dans un contexte expérimental où ses propriétés spécifiques pouvaient être valorisées. Cette validation fut effectuée sur la chaîne TW à 10 Hz du *Center for Ultrafast Optical Science* et publiée sous la référence [3.9]. Les deux paragraphes suivant donnent les résultats expérimentaux de cette campagne de test et de mesure. Il furent obtenus à l'aide d'un système dont le matériau laser est le saphir dopé au titane. Ce laser [3.29] délivre des impulsions

de 100 fs et 100 mJ à 10 Hz. Il est composé d'un oscillateur délivrant 2 nJ à $\lambda = 780$ nm, d'un amplificateur régénératif qui augmente l'énergie jusqu'à 1 mJ, d'un amplificateur double passage délivrant des impulsions de 10 mJ et finalement d'un amplificateur quatre passages qui permet d'atteindre 100 mJ avant recompression de l'impulsion qui a été étirée en amont, juste après l'oscillateur. A l'époque où les mesures présentées ici furent effectuées, les impulsions étaient comprimées dans l'air puis envoyées à travers une fenêtre de MgF_2 (de faible n_2) vers la chambre expérimentale où elles étaient focalisées à l'aide d'une parabole hors axe ou d'une lentille. Ces impulsions rencontraient donc une quantité non négligeable de matériau après compression ce qui rendait importante la caractérisation précise de leur phase. Ce type de mesure nécessite d'enregistrer simultanément les profils de phase et d'éclairement afin de mettre en évidence la proportionnalité entre la phase non linéaire $\varphi_{NL}(r)$ et la distribution d'éclairement $I(r)$. Par ailleurs, une certaine achromaticité est nécessaire puisque la mesure est effectuée sur un système laser délivrant des impulsions brèves (100 fs). Enfin, une capacité de mesure mono-coup est requise puisque qu'il s'agit de mesurer une impulsion térawatt isolée dont les caractéristiques sont : 100 ± 10 fs pour la durée à mi-hauteur, 45 ± 1 mJ pour l'énergie ; la longueur d'onde étant de 780 nm. Dans un premier temps, afin de valider l'utilisation de l'IDTLA dans ce type de configuration expérimentale, il est procédé à une mesure d'intégrale B qui est validée en évaluant B par un autre moyen (§ II3532). Ensuite, une mesure des distorsions du laser est effectuée (§ II3533).

II.3.5.3.2 Mesure de l'indice non linéaire du verre avec l'IDTLA

Le schéma expérimental permettant la mesure du n_2 du verre est décrit sur la figure II350. L'impulsion térawatt incidente est représentée sur la droite de la figure. Sa phase comporte alors ses propres distorsions (statique, thermique, etc., ...) dont l'évaluation sera présentée dans le prochain paragraphe. L'impulsion rencontre tout d'abord un milieu non-linéaire, à savoir un morceau de verre de longueur $L = 1 \pm 0,01$ cm. Elle est ensuite atténuée par une réflexion à 4% sur une interface air-verre afin d'éviter toute accumulation de déphasage non-linéaire lors de

la propagation à venir à travers les optiques de l'IDTLA notamment. Finalement, le plan de la face de sortie du morceau de verre est imagé à l'entrée de l'interféromètre (c'est-à-dire sur le réseau de diffraction) via un système afocal. L'interférogramme ainsi obtenu est enregistré, donnant accès à la phase Φ . Dans un second temps, l'élément non linéaire est supprimé du trajet optique afin d'obtenir une phase de référence $\Phi_{réf}$.

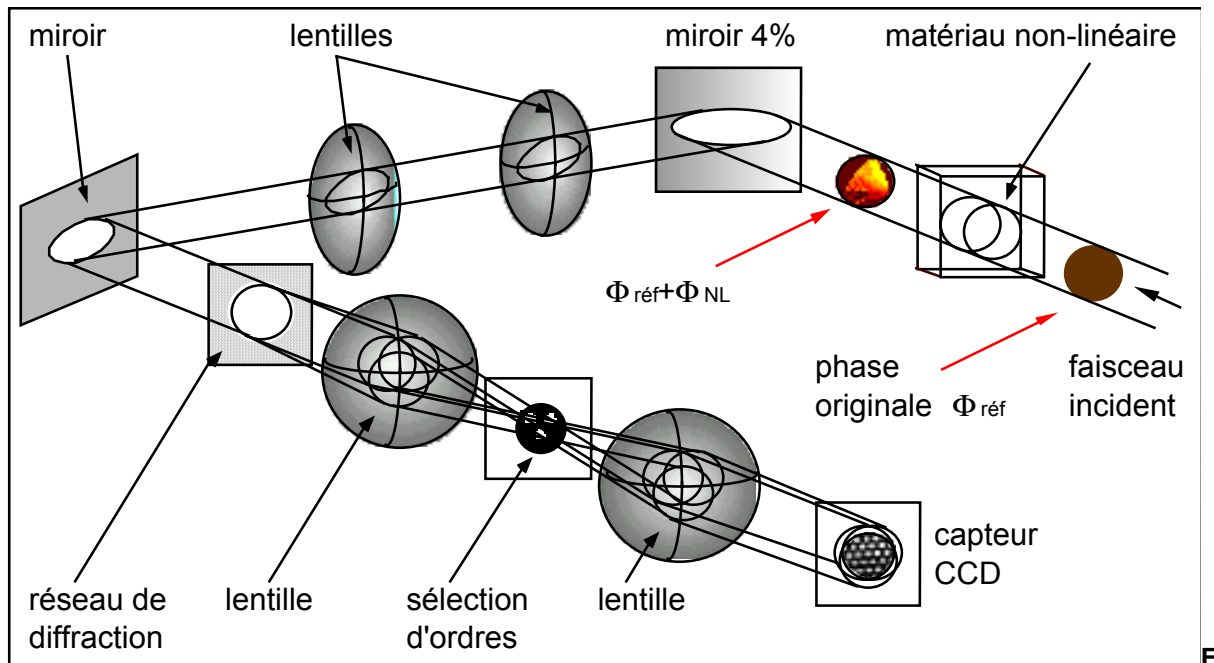


figure II35o : Schéma expérimental de mesure de l'intégrale B d'un matériau non-linéaire. L'impulsion térawatt est représentée à droite par sa surface d'onde se propageant vers la gauche. Elle subit un déphasage non-linéaire en traversant un bloc de verre puis est atténuée par réflexion vitreuse. La première paire de lentilles relaie le plan de sortie du matériau non-linéaire à l'entrée de l'interféromètre, c'est-à-dire sur le réseau de diffraction. La seconde paire de lentilles image un plan proche de ce dernier sur le capteur CCD de l'IDTLA. Un masque effectue la sélection d'ordres.

La distribution transverse d'éclairement et la phase non-linéaire $\Phi_{NL} = \Phi - \Phi_{réf}$ obtenues à l'aide de ces deux interférogrammes sont présentées sur la figure II35o. Le retard de chemin optique maximum mesuré au centre de l'impulsion est de $(0,84 \pm 0,02) \lambda$, ce qui correspond à une valeur d'intégrale de rupture au centre du faisceau égale à :

$$B_1 = (5,26 \pm 0,02) rad \quad (3.172)$$

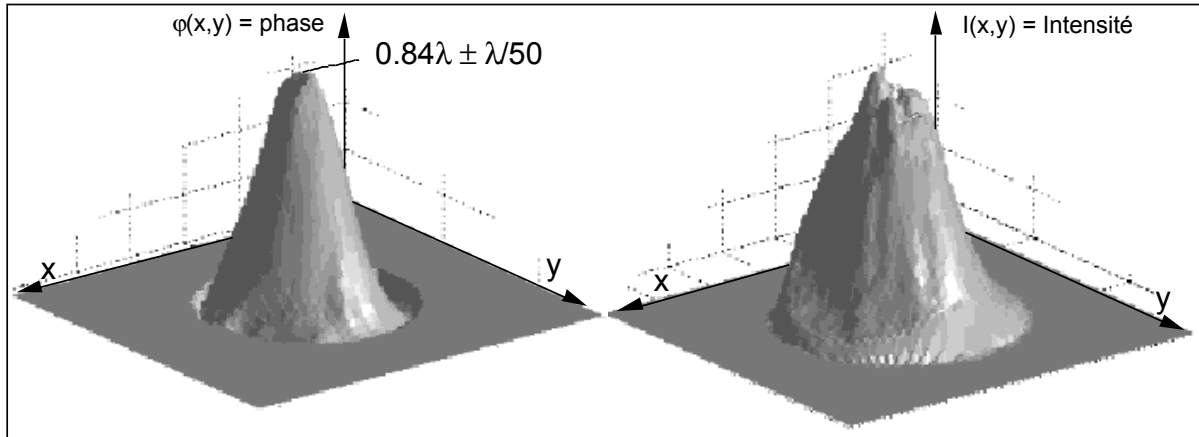


Figure II35p : Profil d'éclairement et de phase non-linéaire d'une impulsion de 45 mJ/100 fs ayant traversé 1 cm de verre. La phase présente un déphasage non linéaire maximum de 5.26 ± 0.15 radians en son centre. Le diamètre de la pupille est ici de 22 mm.

Afin d'évaluer la qualité de cette mesure, il est utile d'évaluer B_1 d'une autre manière. En prenant en compte, la longueur L du matériau non linéaire traversé, en supposant une valeur de $(3,42 \pm 0,33) \cdot 10^{-16} \text{ cm}^2 \cdot \text{W}^{-1}$ pour l'indice non linéaire n_2 [3.32], et en utilisant le profil d'éclairement mesuré, il vient :

$$B_2 = (5,23 \pm 1,21) \text{ rad} \quad (3.173)$$

Les deux valeurs de B sont en accord et l'erreur relativement grande sur B_2 provient des incertitudes sur les caractéristiques de l'impulsion laser et sur n_2 . Utiliser B_1 pour évaluer n_2 permet d'obtenir :

$$n_2|_{\text{éval}} = (3,48 \pm 0,57) \cdot 10^{-16} \text{ cm}^2 \cdot \text{W}^{-1} \quad (3.174)$$

ce qui est comparable à la valeur donnée par [3.32]. On notera que l'imprécision sur ce calcul est assez grande : environ 30 %. Néanmoins, en termes de mesure de retard optique (rôle pour lequel il a été développé), l'IDTLA se révèle être une technique simple à mettre en place, de grande précision transverse et longitudinale et fonctionnant en monocoup.

II.3.5.3.3 Distorsions de phase d'un laser TW utilisant le saphir dopé au titane

Alors que les distorsions de phase dues aux effets non-linéaires sont substantiellement plus faibles que celles dues aux effets thermiques sur les chaînes à verres, elles sont du même ordre sur une chaîne TW utilisant le saphir dopé au titane comme matériau laser. En effet, la structure cristalline du saphir lui permet d'évacuer la chaleur beaucoup plus efficacement que le verre néodyme. La comparaison des conductivités thermiques en donne un aperçu puisqu'elle est de $34 \text{ W.m}^{-1}.\text{K}^{-1}$ pour le saphir dopé au titane et respectivement de $0,67 \text{ W.m}^{-1}.\text{K}^{-1}$ et $1,35 \text{ W.m}^{-1}.\text{K}^{-1}$ pour les verres néodyme phosphate et silicate [3.22] [3.23].

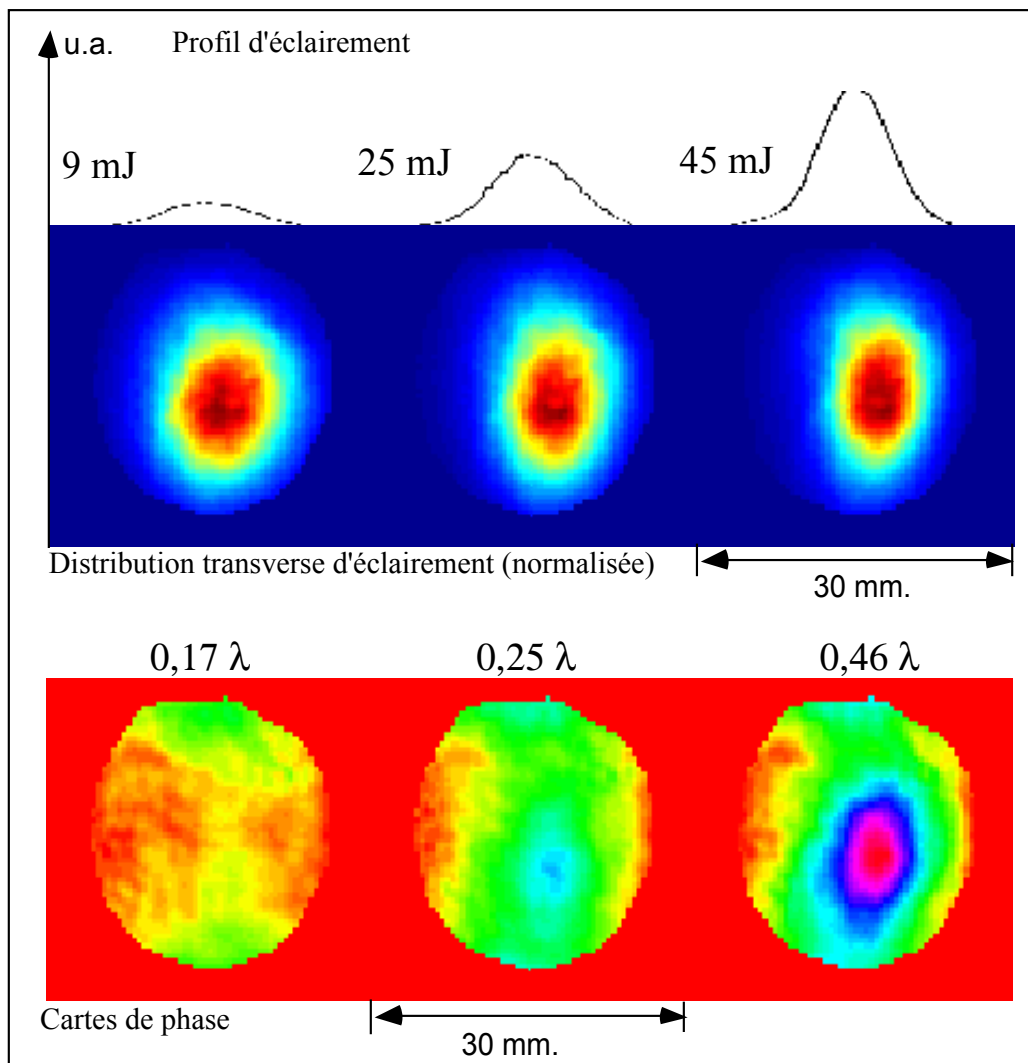


Figure II35q : Profils d'éclairement et de phase délivrés simultanément avec l'IDTLA pour trois niveaux d'énergie amplifiée différents : 9, 25 et 45 mJ. Les valeurs des amplitudes crête-à-crête sont données en λ ($\lambda = 0,78 \mu\text{m}$).

Les effets non-linéaires sont attendus dans le dernier étage d'amplification (quatre passages) de la chaîne TW décrite au paragraphe précédent. Afin de caractériser les distorsions induites par l'amplificateur quatre passages, la phase Φ_{2-pass} , mesurée lorsqu'il n'est pas pompé, est utilisée comme référence. C'est donc celle d'une impulsion dont l'amplification est limitée aux capacités de l'amplificateur double passage (2,8 mJ). La figure II35q donne les cartes d'OPD et d'éclairement pour trois niveaux de pompage différents de l'amplificateur quatre passages mesurées après compression. Les énergies de sortie sont respectivement de 9, 25 et 45 mJ.

Pour le premier tir, la différence de phase $\Delta\Phi_{9mJ} = \Phi_{4-pass(9mJ)} - \Phi_{2-pass}$ présente essentiellement de l'astigmatisme et des distorsions d'ordre élevé (hautes fréquences spatiales). La comparaison des profils d'éclairement et de phase ne révèle aucune corrélation particulière. Il est alors raisonnable de penser qu'à ce niveau d'éclairement, les effets non-linéaires ne sont pas prédominants. En tous cas, l'autofocalisation à grande échelle n'est pas visible. Les hautes fréquences spatiales sont néanmoins probablement dues à de l'autofocalisation à petite échelle. Quant à l'astigmatisme, il semble qu'il soit lié à la géométrie de l'amplificateur quatre passages. En effet, il se trouve qu'au niveau de cet étage, l'amplification du faisceau s'effectue par des passages successifs selon quatre axes distribués sur un cône autour de l'axe du barreau de saphir. Cette géométrie introduit une asymétrie dans le profil de gain qui se retrouve dans la distribution spatiale de l'énergie extraite à la sortie de cet étage. Après amplification, le profil d'amplitude du faisceau est donc affecté. On peut d'ailleurs observer un rétrécissement transverse de ce faisceau sur les images (l'élongation verticale de la distribution d'éclairement augmente avec l'énergie de pompe). Cette anamorphose génère par la suite de l'astigmatisme, puisqu'en effet la propagation libre d'un faisceau non symétrique génère une telle aberration.

Pour les tirs à 25 et 45 mJ, la forme de la phase apparaît clairement corrélée au profil d'éclairement. De plus, les valeurs crête à crête CC semblent évoluer linéairement avec le niveau d'énergie, c'est-à-dire avec l'éclairement crête mais aussi avec le niveau d'énergie de pompe. L'interféromètre à décalage permet de mesurer :

$$CC = (0,25 \pm 0,01)\lambda \quad [\sigma = 0,05\lambda] \text{ pour le tir 25 mJ,}$$

$$CC = (0,45 \pm 0,02)\lambda \quad [\sigma = 0,1\lambda] \text{ lors du tir à 45mJ.}$$

Si ces distorsions de phase étaient attribuées aux seuls effets non-linéaires, alors ces chiffres correspondraient à des valeurs d'intégrale de rupture respectivement égales à $B = 1,57$ and $2,83$ radians. En réalité, la contribution des effets thermiques n'est certainement pas à négliger. En tout état de cause, il est difficile, à l'aide de ces données expérimentales, de quantifier séparément les deux effets. En effet, lorsque l'énergie de pompe augmente, la courbure due à la lentille thermique augmente tout comme le niveau de l'éclairement du laser traversant le barreau, ce qui entraîne subséquemment l'apparition d'une lentille de Kerr (cf. § II3531). Les deux effets sont donc responsables du même type de distorsion de phase. La solution expérimentale permettant de n'observer que les effets thermiques aurait consisté à sonder le barreau immédiatement après le tir, comme pour les expériences présentées au paragraphe II352.

Pour cette campagne expérimentale, l'IDTLA s'est révélé être un outil tout à fait adapté et performant. Il a notamment permis, pour la première fois, de mesurer la phase non linéaire d'une impulsion brève ultra-intense isolée. Ses capacités de mesure large spectre et monocoup ont permis un diagnostic précis de cette chaîne térawatt au saphir dopé titane. Le dispositif construit au CUOS est d'ailleurs toujours utilisé et a notamment permis de produire encore récemment des résultats intéressants en optique adaptative des lasers ultra-intenses [3.31].

II.3.5.4 Distorsions de phase statiques

Une chaîne laser CPA associe un grand nombre d'éléments optiques contribuant à la dégradation de la qualité de la surface d'onde de l'impulsion sur laquelle ils agissent. En voici une liste non exhaustive :

- La qualité de polissage des miroirs et autres interfaces est limitée à une valeur de CC d'environ $\lambda/5$. Il arrive par ailleurs fréquemment que ces miroirs soient soumis à des contraintes mécaniques lorsque le serrage des systèmes de fixation sur leur monture est trop intense ou mal réparti.
- Les barreaux de matériau amplificateur (Nd:verre) peuvent présenter une biréfringence statique liée au processus de fabrication.
- Enfin, le compresseur est une source de distorsions de phase spécifique aux chaînes lasers CPA. Il se trouve en effet que ce dispositif repose sur l'utilisation de deux réseaux de diffraction, parallèles, opérant en réflexion (cf. 1^{er} chapitre). L'impulsion à comprimer ne peut donc pas atteindre ce compresseur sous une incidence égale à l'angle de Littrow*. Par ailleurs, pour des raisons d'encombrement, il n'a pas été possible de poursuivre le relais d'image de la chaîne 100 TW du LULI jusqu'à la chambre de compression sous vide. Le faisceau présente donc une légère courbure lorsqu'il atteint le compresseur. Or, il a été montré qu'un tel faisceau, lorsqu'il est réfléchi par un réseau sous un angle différent de Littrow, voit sa phase diffractée porteuse d'astigmatisme [3.32] [3.33]. Notons enfin que s'ajoute à ce phénomène, des défauts de planéité des réseaux inhérents à leurs grandes dimensions.

* L'angle de Littrow ($\alpha_{Littrow}$) est celui pour lequel l'angle d'incidence i_{10} est identique à l'angle de diffraction. Au LULI, $i_{10} = 72,5^\circ$ tandis que $\alpha_{Littrow} = 66,9^\circ$ (cf. § 152).

II.4 Mise en forme de la phase

Les mesures expérimentales du paragraphe II35 ont révélé que l'essentiel des aberrations provient de la charge thermique des amplificateurs. Son incidence sur la qualité de la phase est actuellement maîtrisée en accordant une durée de refroidissement suffisamment longue à la chaîne entre les tirs. La période est de l'ordre d'une vingtaine de minutes. Cette méthode ne supprime pas les distorsions mais s'en accommode ; il s'agit donc d'une **mise en forme passive**. On parlera par contre de **mise en forme active** pour le filtrage spatial, puisqu'il consiste à supprimer une catégorie donnée de distorsions de phase : celles de haute fréquence spatiale (§ II41). Néanmoins, sauf à changer a posteriori le diamètre des trous de filtrage, la fréquence de coupure est définie lors de la conception de la chaîne laser. En conséquence, cette méthode est qualifiée de mise en forme active **statique**. Afin d'agir activement et de manière **évolutive** sur leur phase spatiale, l'optique adaptative a, depuis peu, été introduite sur les systèmes lasers (essentiellement pour garantir la qualité de propagation de faisceaux intenses comme ceux des systèmes lasers utilisés pour la séparation isotopique, tels *SILVA* en France et *AVLIS* aux Etats-Unis). Les seuls dispositifs existants sont, à ma connaissance, basés sur l'utilisation de miroirs déformables (§ II42). Ce chapitre décrit les différentes techniques disponibles permettant une mise en forme active de la phase spatiale d'un faisceau laser de puissance ; et l'accent est notamment mis sur les dispositifs à cristaux liquides (§ II43).

II.4.1 Le filtrage spatial

La technique de mise en forme de la phase spatiale la plus répandue est le filtrage spatial. Il consiste à appliquer un masque spectral (ou trou de filtrage) dans le plan de Fourier (le plan focal) d'une lentille L1. Afin de quantifier ses effets, raisonnons à une dimension spatiale transverse. Soit $e(x_o)$ la distribution du champ électrique dans le plan focal objet de L1 :

$$e(x_o) = a(x_o) \exp[i\varphi(x_o)] \quad (4.1)$$

où $a(x_o)$ est l'amplitude réelle, $\varphi(x_o)$ la phase et x_o la coordonnée de l'espace objet. Dans le plan focal image de L1, cette distribution devient :

$$E(x_F) = \frac{1}{\lambda f} \tilde{e}\left(\frac{x_F}{\lambda f}\right) \quad (4.2)$$

où $\tilde{e}(\nu)$ est la transformée de Fourier de $e(x)$, x_F la coordonnée de l'espace image et ν celle de l'espace de Fourier. Supposons le faisceau modulé de manière à ce que son amplitude réelle ait l'expression suivante :

$$a(x_o) = \cos(2\pi\nu_m x_o) \quad (4.3)$$

où $\nu_m = 1/T_m$ est la fréquence spatiale de la modulation de période T_m . Soit $p(x)$ sa pupille et $\varphi(x_o) = cte$ sa phase considérée plane dans un premier temps. L'expression de la transformée de Fourier de $e(x)$ est alors :

$$\tilde{e}(\nu) = \frac{1}{2}(\delta(\nu - \nu_m) + \delta(\nu + \nu_m)) \otimes \tilde{p}(\nu) \quad (4.4)$$

En introduisant (4.4) dans (4.2), il vient :

$$E(x_F) = \frac{1}{2\lambda f} \left[\delta\left(\frac{x_F}{\lambda f} - \nu_m\right) + \delta\left(\frac{x_F}{\lambda f} + \nu_m\right) \right] \otimes \tilde{p}\left(\frac{x_F}{\lambda f}\right) \quad (4.5)$$

Soit encore :

$$E(x_F) = \frac{1}{2} \left[\delta(x_F - \lambda f \nu_m) + \delta(x_F + \lambda f \nu_m) \right] \otimes \tilde{p}\left(\frac{x_F}{\lambda f}\right) \quad (4.6)$$

Cette expression signifie que la modulation de l'amplitude est responsable de la focalisation de l'énergie en une paire de points séparés de l'axe optique $x_F = 0$ par

la distance $\lambda f v_m$. L'application d'une modulation de même fréquence à la phase $\varphi(x_0)$, au lieu de l'amplitude réelle, entraîne un phénomène identique. Il apparaît donc que, pour supprimer les modulations de phase et d'amplitude du faisceau, il suffit d'insérer dans le plan de Fourier un trou de filtrage de rayon r tel que $r \leq \lambda f / T_m$ (figure II4a).

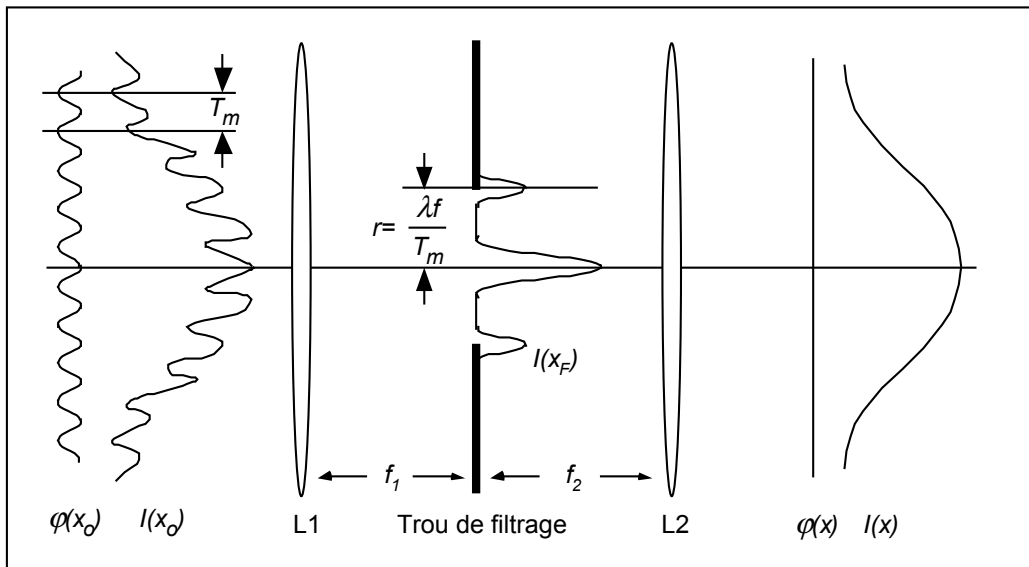


Figure II4a : Filtrage des modulations spatiales de la phase $\varphi(x_0)$ et de l'éclairement $I(x_0)$ du faisceau incident (à gauche). $I(x_F)$ est la distribution focale d'éclairement. Le trou de filtrage de rayon r ne laisse passer que le pic central. Recollimaté, le faisceau présente une phase $\varphi(x)$ et un profil d'éclairement $I(x)$ lissés.

Le faisceau peut alors être re-collimaté par une seconde lentille L2 dont le plan focal objet est le plan focal image de L1. Le système optique ainsi formé est donc un afocal dont il est possible d'ajuster le grandissement transversal en jouant sur les valeurs relatives des longueurs focales des deux lentilles. Sur les chaînes CPA comme celle du *LULI*, les filtres spatiaux servent donc, non seulement à conserver une bonne qualité spatiale du faisceau, mais aussi à maintenir sa fluence à un niveau constant en augmentant son diamètre afin de compenser le gain des amplificateurs.

Par exemple, les caractéristiques du premier filtre spatial de la chaîne 100 TW du *LULI* séparant l'amplificateur régénératif du premier barreau de 16 mm de diamètre sont :

$$\lambda = 1,057 \mu\text{m}, \quad r = 800 \mu\text{m} \quad \text{et} \quad f_1 = 1200 \text{ mm}$$

En conséquence, les modulations spatiales inférieures à $T_m = 3$ mm sont supprimées. La figure II2c révèle que chaque paire de barreaux amplificateurs de la chaîne est précédée et suivie par un tel filtre. Lors de l'amplification le long de la chaîne, les éclaircissements dans les plans de Fourier devenant rapidement supérieurs à la limite de claquage de l'air (10^{11} W/cm²), les trous de filtrages sont alors placés sous vide.

II.4.2 Les miroirs déformables

Les quelques systèmes de mise en forme active et évolutive de la phase, actuellement en service sur les systèmes lasers de puissance, utilisent des Miroirs Déformables (MD). Le transfert de cette technologie de l'astronomie vers les lasers date de quelques années seulement. Un prototype de MD est notamment en cours de validation au CUOS comme correcteur de phase d'une boucle AO dont le senseur est un IDTLA. Ce miroir est commercialisé par la société Xinçtics IncTM. Il est constitué d'une membrane réfléchissante de 2 mm d'épaisseur reliée à 37 actuateurs piézo-électriques disposés sur une grille carrée. La dynamique transverse de correction D_T de ce dispositif varie entre 5, le nombre minimum d'actuateurs le long d'un diamètre et 7 le nombre maximum suivant un autre axe. La résolution transverse R_T est égale à 7 mm, distance qui sépare deux actuateurs adjacents. Ces éléments piézo-électriques sont des céramiques capables de faire subir à la membrane une course de 4 μ m lorsqu'ils sont soumis à une tension de 100 Volts. La résistance mécanique de la membrane ne permet néanmoins pas à un actuateur d'effectuer une excursion locale supérieure de 2 μ m par rapport à son voisin. Par ailleurs, le couplage entre ces deux actuateurs adjacents est de l'ordre de 10%. Enfin, ce dispositif possède une bande passante importante puisqu'il peut se déformer à une fréquence de 4 kHz. La limitation majeure d'un tel dispositif pour nos applications provient essentiellement de sa très faible dynamique transverse limitée par le nombre d'actuateurs. Le revêtement limite par ailleurs le seuil de dommage à une valeur comprise entre 100 et 200 mJ/cm².

II.4.3 Les modulateurs à cristaux liquides

« *Fliessende Krystalle!* » C'est par cette exclamation que débute l'article de O. Lehmann paru en 1889 dans la revue scientifique allemande *Zeitschrift für Physikalisch Chemie* [4.1]. Il y est fait état d'une forme nouvelle de la matière et notamment de substances organiques ne présentant pas une transition unique de l'état solide vers l'état liquide mais plutôt une succession de phases transitoires dont les propriétés mécaniques et de symétrie sont intermédiaires entre celles des liquides amorphes et des solides cristallins. F. Reinitzer [4.2] mentionnait déjà quelques années auparavant l'existence de substances possédant *deux* points de fusion. Afin d'établir une dénomination plus précise, G. Friedel [4.3] qualifie ces états de la matière de mésomorphe (forme intermédiaire).

Smectiques et nématiques

O. Lehmann établit par ailleurs une distinction entre les *Fliessende Krystalle* (cristaux coulants) et les *Flüssige Krystalle* (cristaux liquides) attribuant ainsi une importance notable au degré de fluidité. Il les présente comme deux formes d'un même matériau, ce que réfutera plus tard Friedel en montrant qu'il existe une discontinuité absolue entre ces deux formes : la différence essentielle n'est pas tant leur degré de fluidité que leur structure. Par souci de clarification, il crée de nouveaux termes pour qualifier les deux types de cristaux liquides. Les premiers, plus visqueux, pâteux, sont nommés *smectiques* du grec $\sigma\mu\eta\gamma\mu\alpha$ signifiant savon parce que ces derniers, dans les conditions ordinaires de température, sont de ce type et qu'ils furent les premiers corps de ce genre signalés. Quant aux cristaux liquides appartenant au second groupe, G. Friedel les qualifie de *nématiques* du grec $\nu\eta\mu\alpha$ (fil) à cause de la structure très allongée des molécules les constituant. Le lecteur intéressé par une analyse historique de la physique des cristaux liquides se référera utilement à la monographie [4.4]. L'ouvrage de P. G. de Gennes [4.5] donne, quant à lui, une revue détaillée de cette physique.

LCD et SLM

Les dispositifs à cristaux liquides sont généralement regroupés sous l'acronyme anglo-saxon LCD (Liquid Crystal Device). Ils ont en commun d'être constitués d'au moins une cellule contenant des molécules de cristal liquide. Nombreuses sont les applications pour lesquelles les LCD sont utilisés comme modulateurs transverses de l'éclairement I , de la phase φ , ou de la polarisation \vec{u} du champ électrique $\vec{E} = \vec{u}\sqrt{I}e^{i\varphi}$ de l'onde lumineuse sur laquelle ils agissent. Ces LCD particuliers sont alors qualifiés de modulateurs spatiaux de lumière ou SLM (acronyme anglo-saxon de Spatial Light Modulator).

Biréfringence des cristaux liquides

Un cristal liquide nématique se compose d'un empilement ordonné de molécules dont la forme peut être considérée comme étant celle d'un ellipsoïde allongé. Ces matériaux sont anisotropes et une de leurs caractéristiques importante est leur biréfringence Δn :

$$\Delta n = |n_e - n_o| \quad (4.7)$$

où n_o et n_e sont respectivement les indices ordinaire et extraordinaire du cristal liquide. Lorsqu'elles sont soumises à un champ électrique externe \vec{E}_{EXT} , ces molécules acquièrent un moment dipolaire électrique induit \vec{M} . Afin de minimiser leur énergie potentielle électrique $e_p = -\vec{M} \cdot \vec{E}_{EXT}$, elles auront donc tendance à s'aligner le long des lignes du champ externe appliqué. Il est ainsi possible de contrôler électriquement leur orientation dans l'espace vis à vis, par exemple, de la polarisation d'une onde lumineuse traversant la cellule contenant le cristal liquide.

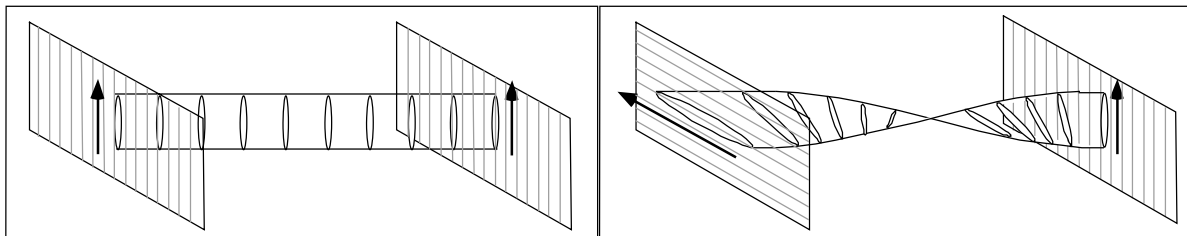


Figure II4b et c : Schémas de cellules à ancrage parallèle (à gauche) et perpendiculaire (à droite). Les molécules de cristal liquide sont les ellipses. Les deux fenêtres de chaque cellule sont représentées avec les lignes d'ancrage (en pointillées) selon lesquelles s'alignent les molécules en contact. Les flèches symbolisent la polarisation de la lumière traversant les cellules selon une direction perpendiculaire aux fenêtres. Il apparaît que la cellule à ancrage parallèle n'agit pas sur une polarisation linéaire parallèle aux lignes d'ancrage.

Il est connu [4.6] que lorsqu'une onde traverse un milieu anisotrope, la polarisation de l'onde émergente dépend de l'orientation relative de la polarisation incidente et des axes optiques ordinaire et extraordinaire. Ainsi, suivant sa polarisation, une onde lumineuse subit un retard optique ou une dépolarisation en fonction de la tension appliquée à la cellule.

Un certain nombre de précautions doivent être prises si le but est d'adresser séparément I , φ et \vec{u} . Les conditions d'ancrage des molécules sur les fenêtres en verre de leur cellule en sont une. La surface interne de ces fenêtres est recouverte d'une fine ($\sim 0,1$ nm) couche de polyimide qui est mécaniquement brossée dans une direction selon laquelle les molécules s'alignent. Si les deux fenêtres parallèles constituant la cellule sont brossées dans la même direction, le SLM est dit à *ancrage parallèle* (figure II4b) tandis que, dans le cas contraire (figure II4c), l'expression d'usage est *ancrage twisté* (terme anglo-saxon signifiant vrillé dans ce contexte). J'utilise néanmoins l'expression *ancrage perpendiculaire* car l'angle de rotation est généralement égal à 90° . Ce dernier type de SLM est très utilisé en imagerie car il permet de moduler la distribution d'éclairement de lumière le traversant. Intrinsèquement, il s'agit, en réalité, d'une modulation de polarisation puisque la cellule à ancrage perpendiculaire en question est insérée entre polariseur et analyseur croisés.

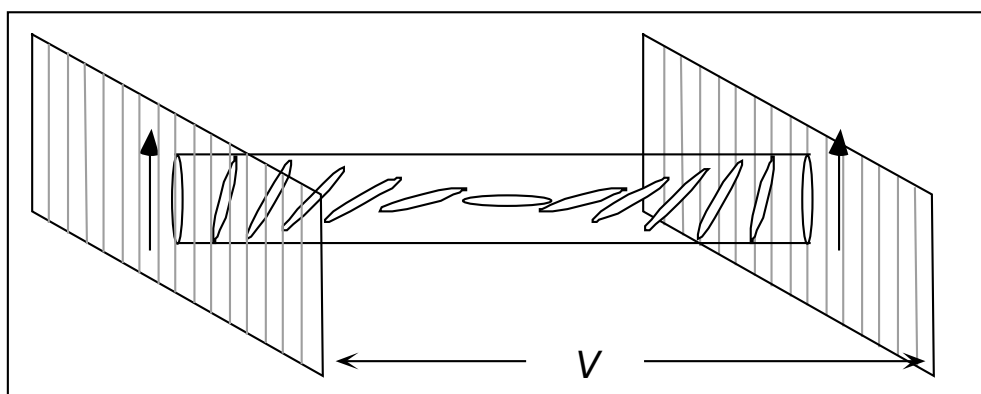


Figure II4d : Action d'une différence de potentiel V sur une cellule à ancrage parallèle. Le degré d'alignement des molécules le long des lignes de champ varie avec la valeur de V . L'indice de réfraction vu par la lumière traversant la cellule varie donc entre n_e et n_o . Par ailleurs, sa polarisation n'est pas affectée puisque parallèle aux lignes d'ancrage.

Souhaitant, pour nos applications, effectuer une pure modulation de phase, les SLM adaptés sont du premier type, les rainures des deux fenêtres étant parallèles à

la polarisation linéaire du faisceau laser les traversant. Lorsque la cellule est soumise à une différence de potentiel V , ses molécules ont tendance à s'orienter alors le long des lignes de champ (figure II4d). L'efficacité de cet alignement dépend de V . Ainsi, suivant la tension appliquée, l'ellipsoïde des indices du cristal liquide change d'orientation et l'onde lumineuse traversant la cellule voit un indice de réfraction compris entre n_e et n_o . Sa phase $\varphi(x,y)$ peut donc être modulée spatialement en fonction de $V(x,y)$ où x et y sont les coordonnées transverses du faisceau laser à moduler. Pour l'application qui nous concerne, sa polarisation est linéaire. Si elle est parallèle aux lignes d'ancrage des molécules, elle ne subira alors pas de modification. Dans le cas contraire, elle se décomposera en deux composantes, ordinaire et extraordinaire, subissant des retards différents. La polarisation de sortie sera alors elliptique.

Il existe deux techniques permettant de moduler spatialement la tension $V(x,y)$. La première consiste à construire une matrice de petites cellules de cristal liquide. Chacune des cellules est adressée individuellement via une paire d'électrodes transparentes entre lesquelles elle est insérée. La tension appliquée à chacune d'elles peut ainsi être choisie indépendamment de celle à laquelle est soumise la cellule contiguë. Ce type de SLM est dit à adressage électrique. Le dispositif ainsi construit possède donc une structure matricielle (aussi qualifiée de *pixelisée*). Ses limitations sont exposées au paragraphe suivant. La technique alternative, dite à adressage optique, est l'objet du paragraphe II432.

II.4.3.1 Les modulateurs à adressage électrique

Le premier SLM à adressage électrique dont j'ai pu tester le fonctionnement, est présenté sur les figures II4e et II4f. Il s'agit d'un prototype développé par *Meadowlark Optics Inc.* constitué de 69 cellules hexagonales non jointives. Le milieu actif est un cristal liquide dont les indices extraordinaire et ordinaire ont pour valeurs respectives $n_e=1,79$ et $n_o=1,53$, mesurées à la longueur d'onde $\lambda = 589$ nm.

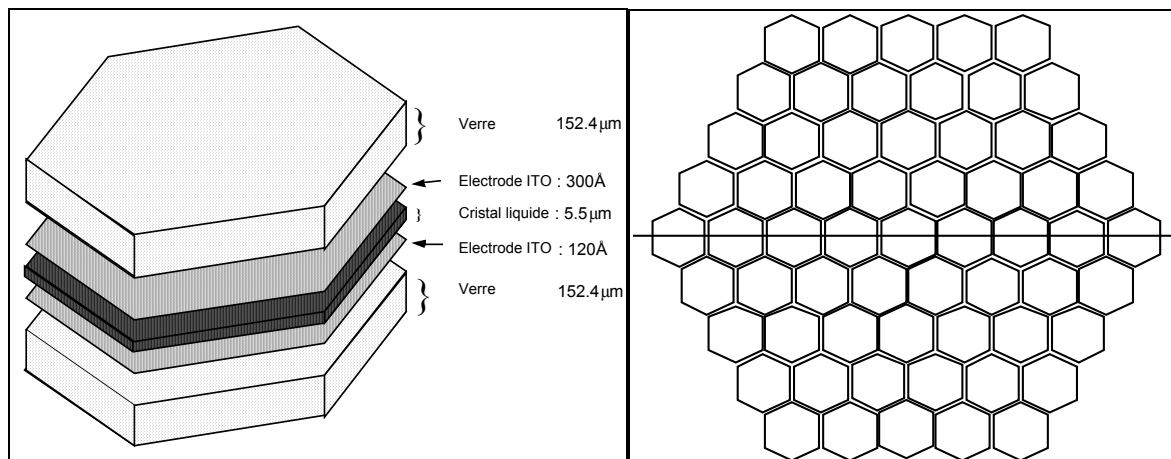


Figure II4e et f : Vue détaillée de la structure en couche d'une cellule de 1800 μm de diamètre et distribution en nid d'abeille des 69 cellules constituant le SLM de *Meadowlark Optics Inc.*

Les résultats expérimentaux présentés dans ce paragraphe ont été obtenus avec un faisceau laser dont la polarisation est orientée de manière à ce qu'il voit un milieu d'indice n_e . En appliquant une tension sur les électrodes en oxyde d'étain et d'indium (ITO), l'indice de réfraction varie et la valeur du retard optique introduite par chaque cellule peut donc être ajustée, en principe, sans affecter la transmission du faisceau. Le logiciel d'adressage donne la possibilité de contrôler les cellules de trois manières différentes :

- Par colonnes ou lignes, pour corriger des aberrations possédant un symétrie axiale.
- Par anneaux, pour des aberrations à symétrie de révolution (la structure en nid d'abeille est particulièrement bien adaptée à ce type de distorsions).
- Individuellement, pour des distorsions plus complexes.

Ces cellules sont larges (1800 μm) et leur nombre limité à neuf par diamètre. La dynamique et la résolution transverse de ce dispositif sont alors respectivement égales à $D_T = 9$ et $R_T \cong 1,8$ mm. Par ailleurs les cellules ne sont pas jointives car un réseau de câbles transparents en ITO est nécessaire afin d'acheminer les tensions individuelles à chacune d'entre elles. Typiquement, l'espacement entre les cellules varie entre 20 et 40 μm suivant le nombre de câbles à acheminer. Ces caractéristiques géométriques imposent une limitation majeure à ce type de SLM dans le cadre d'une utilisation en modulation de phase. Il se trouve en effet qu'un tel dispositif, s'il est capable de corriger des aberrations de forte amplitude ($\sim 10 \lambda$), génère simultanément de hautes fréquences spatiales par diffraction.

Ce phénomène peut être simplement mis en évidence à l'aide d'une modélisation de la transmission du SLM basée sur l'utilisation de l'algorithme DFT (figure II4g).

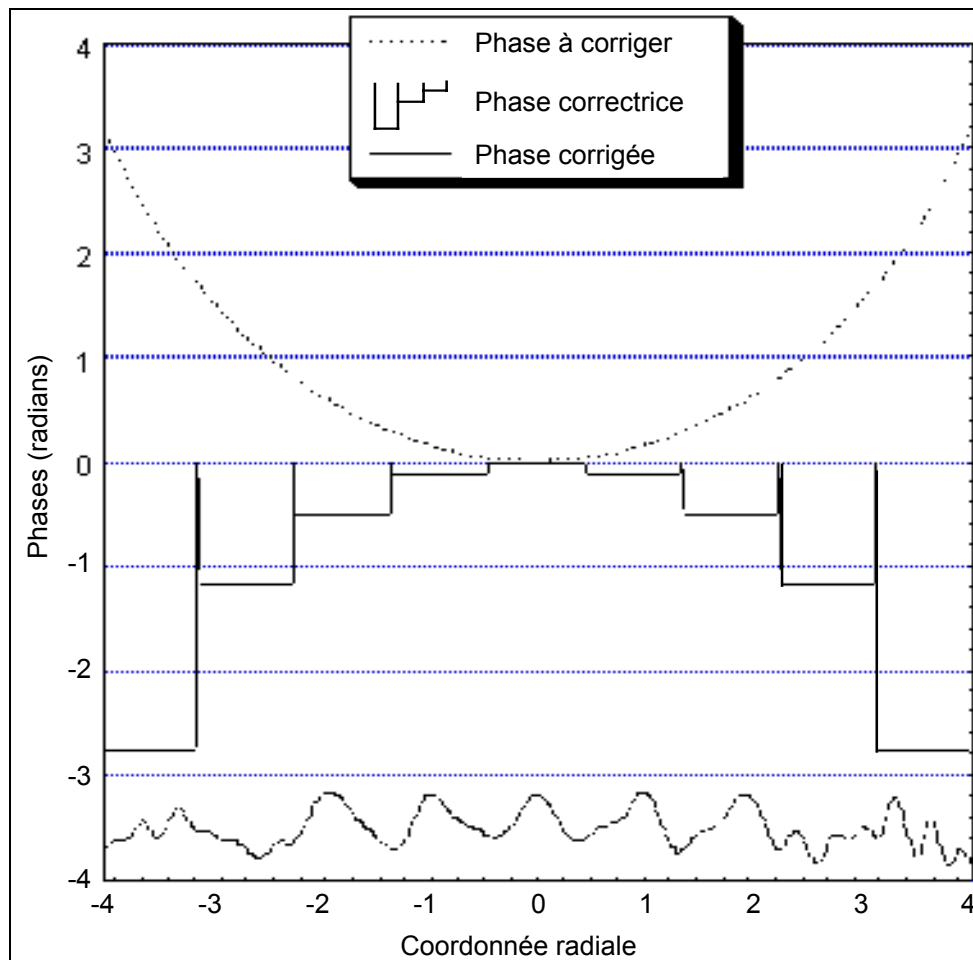


Figure II4g : Modélisation de l'action correctrice du SLM à adressage électrique matriciel de *Meadowlark Optics Inc.* La phase à corriger présente une défocalisation qui est compensée par les retards optiques générés par les neuf cellules se trouvant sur un diamètre du SLM (courbe en escalier). La phase résultante (courbe du bas) est effectivement débarrassée de la défocalisation, mais est porteuse de distorsions de hautes fréquences spatiales.

Les calculs sont effectués à une dimension transverse le long de l'axe horizontal embrassant 9 cellules représenté sur la figure II4f. La phase à corriger incidente sur ce LCD est simplement une défocalisation (courbe pointillée du haut). Elle est caractérisée par $CC = \lambda/2$ et $\sigma = \lambda/7$. Le profil d'amplitude qui lui est associé afin d'en prendre la transformée de Fourier résulte d'une mesure expérimentale sur le faisceau laser utilisé (il n'est pas représenté sur la figure). La courbe à niveaux est le profil de phase (exprimé en radians) généré par les neuf cellules. La tension est supposée uniforme sur la surface d'une cellule. Entre chacune de ces cellules, la phase retombe à zéro et les sauts entre cellules atteignent jusqu'à 1,5 radians, ce qui explique l'allure de la troisième courbe qui représente la surface d'onde

émergeante calculée par FFT après une propagation de 800 cm. Elle est caractérisée par $CC = \lambda/8,3$ et $\sigma = \lambda/36$. L'amélioration est donc de 76% pour la valeur crête à crête de l'amplitude maximum et de 80% pour l'écart type. Mais, il apparaît aussi clairement que le SLM génère des hautes fréquences spatiales sur le profil de phase. Le même effet se produit d'ailleurs sur le profil d'amplitude. Le figure II4h donne une mesure expérimentale obtenue à l'aide d'un Hartmann-Shack développé par *United Technologies AOA*.

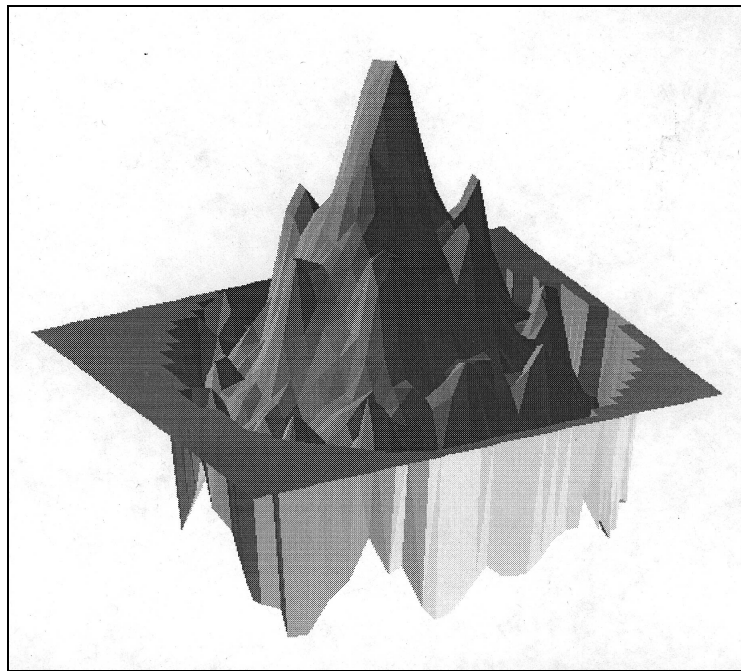


Figure II4h : Représentation en trois dimensions de la surface d'onde - initialement plane - d'un faisceau laser, mesurée - par Hartmann-Shack - après avoir traversé le SLM matriciel. La tension appliquée sur les électrodes correspond à celle décrite sur la figure II4g. Globalement, la phase présente bien une défocalisation mais s'y superposent aussi des distorsions de plus hautes fréquences.

Paradoxalement, le faisceau dont la phase est ainsi « corrigée » est en réalité plus difficile à focaliser. En effet, les hautes fréquences spatiales générées lors de la correction de la courbure sont responsables d'une dispersion de l'énergie dans le plan focal (cf. § II41). Ce dispositif doit donc être utilisé en combinaison avec un filtre spatial qui supprime les modulations inférieures à la taille d'une cellule (1,8 mm). Ainsi ce correcteur pourra corriger des défauts de phase dont la dimension transverse est comprise entre 1,8 mm et 16,2 mm (son diamètre), et ce, sans générer de hautes fréquences spatiales sur le profil de phase, mais aussi d'amplitude.

II.4.3.2 Les modulateurs à adressage optique

Les sévères limitations, dues à l'échantillonnage effectué par le SLM matriciel présenté précédemment, peuvent être contournées en utilisant un dispositif à adressage optique. Le principe repose sur le remplacement de la matrice de cellules à cristaux liquides par une seule cellule de large ouverture [4.7]. Sa structure en couche reste identique à celle décrite par la figure II4e à cela près qu'un matériau photoconducteur (Oxyde de Bismuth Silicium ou BSO) est inséré entre l'une des électrodes transparentes en ITO et le cristal liquide (figure II4i). La réponse photoconductrice de BSO est maximale pour des photons d'adressage bleus ($\lambda_{\text{adressage}} \cong 450 \text{ nm}$).

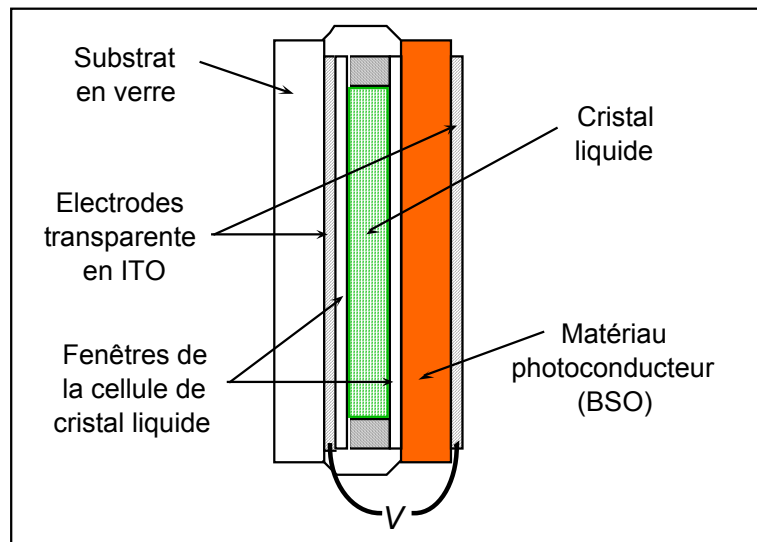


Figure II4i : Vue en coupe d'un SLM à adressage optique tel que celui développé au *Laboratoire Central de Recherches de Thomson-CSF*.

Le principe de fonctionnement d'un tel SLM (encore appelé valve électrooptique) est décrit sur les figures II4j et II4k. Le BSO est représenté en orange et la cellule de cristal liquide en vert. Les molécules du cristal sont représentées en rose par des ellipsoïdes allongés. Les électrodes d'ITO E_1 et E_2 sont hachurées et un plan d'isopotential se superpose à E_2 lorsqu'une différence de potentiel V leur est appliquée. Dans cet état de repos, toutes les molécules se trouvent parallèles à

l'axe Oy. Le cristal liquide présente alors son indice extraordinaire à un faisceau traversant la valve selon Oz avec une polarisation linéaire selon Oy.

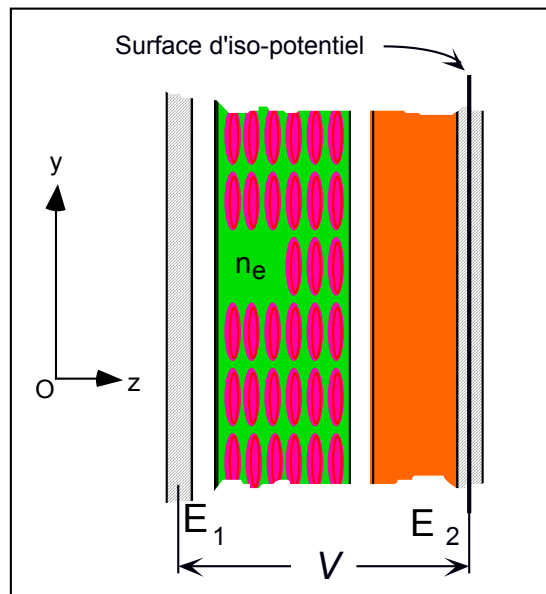


Figure II4j : Valve électrooptique au repos soumise à une tension uniforme V . Les molécules de cristal liquide sont toutes parallèles à Oy.

Supposons qu'un faisceau de lumière d'adressage illumine une portion du SLM. La longueur d'onde d'adressage $\lambda_{\text{adressage}}$ étant choisie afin d'obtenir la meilleure réponse photoconductrice du BSO, ces photons sont alors convertis en photoélectrons.

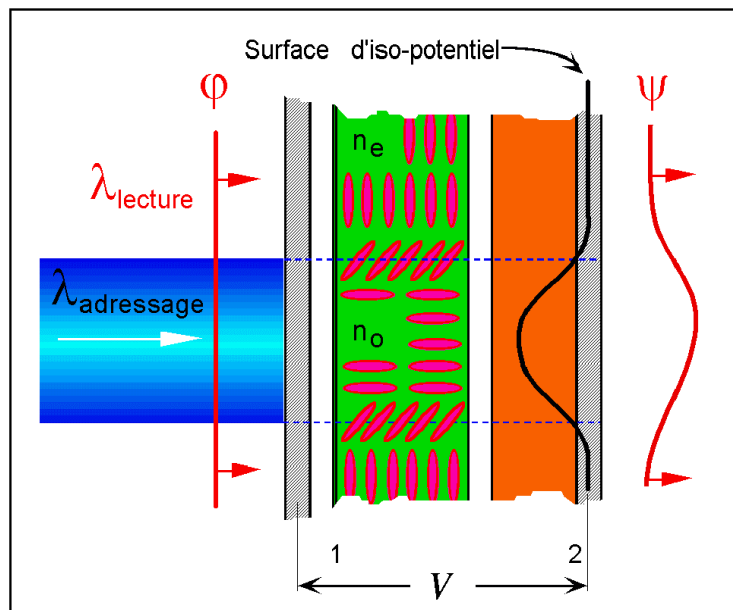


Figure II4k : Effet d'un éclairage local de la valve électrooptique par un faisceau lumineux à la longueur d'onde d'adressage. Sur son trajet, le cristal liquide présente un indice n_o différent de n_e . La lame de phase, ainsi créée optiquement, permet de moduler la surface d'onde ϕ d'une source lumineuse infra-rouge.

En conséquence, la surface d'iso-potentiel se trouve localement incurvée et le champ électrique auquel sont soumises les molécules de cristal liquide est localement plus élevé. Sous l'effet de ce champ, elles se réorientent alors en présentant un indice de réfraction compris entre n_e et n_o suivant l'intensité de la lumière d'adressage. Ainsi, ce faisceau de lumière bleue permet de commander une lame de phase contrôlable de manière optique. En effet, si, simultanément à cet adressage, un faisceau à la longueur d'onde de lecture $\lambda_{\text{lecture}} = 1 \mu\text{m}$ et de phase initiale φ traverse la valve, il voit sa phase de sortie ψ déformée en fonction de la distribution d'intensité d'adressage. L'avantage déterminant de ce type de commande sur le SLM matriciel présenté au paragraphe précédent est lié à l'utilisation d'une seule cellule de large ouverture (typiquement de l'ordre du centimètre). En supposant que l'on soit capable de générer une distribution de lumière d'adressage suffisamment lissée, cette valve électrooptique permet donc de contrôler la phase sans générer de hautes fréquences. La valve utilisée au cours des différentes expériences présentées dans ce manuscrit est développée au *Laboratoire Central de Recherche de Thomson-CSF* et ses caractéristiques sont les suivantes :

BSO (Oxyde de Bismuth Silicium $\text{Bi}_{12}\text{SiO}_{20}$)

Épaisseur :	$e = 1 \text{ mm}$
Indice de réfraction :	$n = 2.46 \text{ à } \lambda = 840 \text{ nm}$
Longueur d'onde de lecture :	$\lambda = 1057 \text{ nm}$
Longueur d'onde d'adressage :	$\lambda < 450 \text{ nm}$
Densité de puissance d'adressage :	$P = 20 \mu\text{W}/\text{cm}^2$
Activité optique :	$a = 4,3^\circ/\text{mm} \text{ à } \lambda = 1057 \text{ nm}$

Cristal Liquide

Épaisseur :	$e = 23,7 \mu\text{m}$
Indice de réfraction :	$n \cong 1,6 \text{ à } \lambda = 1057 \text{ nm}$
Biréfringence :	$\Delta n = 0,203 \text{ à } \lambda = 1057 \text{ nm}$
Temps de commutation :	$\tau \cong 50 \text{ ms}$

Verres des fenêtre de la cellule (HOYA N40) :

Epaisseur : $e = 1 \text{ mm}$
Indice de réfraction : $n = 1,56 \text{ à } \lambda = 1064 \text{ nm}$

ITO (Oxyde d'Indium et d'Etain)

Epaisseur : $e = \text{quelques centaines d'Angströms}$
Tension électrique : $5 \text{ à } 15 \text{ V crête-crête, AC}$
Fréquence* : $\text{entre } 10 \text{ Hz et } 1\text{kHz}$

Couches d'alignement (polyimide)

Epaisseur : $e = 100 \text{ Angströms}$
Indice de réfraction : $n \cong 1,5 \text{ à } \lambda = 1057 \text{ nm}$

Le BSO est un matériau possédant de multiples propriétés optiques [4.8], comme la photoconductivité, mise ici à profit, mais aussi la photoréfractivité ou l'activité optique. Cette dernière est responsable de la rotation, sans changement d'état, de la polarisation d'une onde traversant le matériau optiquement actif. Dans le cas du BSO, celle-ci est d'environ 4 degrés par mm de matériau traversé à $\lambda = 1 \mu\text{m}$ [4.8]. Cette rotation est à prendre en compte lors de l'utilisation de la valve. Par ailleurs, la surface de la valve est actuellement limitée à une valeur de l'ordre de 10 cm^2 car il est techniquement difficile de faire croître des cristaux de BSO de taille supérieure. Les SLM à adressage optique de plus grande ouverture utilisent du silicium amorphe ($\alpha\text{-Si}$) comme photoconducteur. Ce matériau n'étant pas transparent dans le proche infra-rouge, une architecture de valve différente est requise pour une utilisation dans cette gamme de longueurs d'onde. Un miroir diélectrique à incidence normale est inséré entre la cellule de cristal liquide et le photoconducteur. Ainsi le faisceau à corriger passe deux fois au travers de la cellule et ne rencontre plus le photoconducteur. Ce type de valve est dit à mode de fonctionnement en réflexion alors que celle développée par *Thomson-CSF* fonctionne en transmission. Enfin, la tenue au flux du SLM utilisé lors des expériences présentées au chapitre II5 est de l'ordre de quelques centaines de millijoules. Ce sont les électrodes en ITO qui limitent cette tenue au flux car ce matériau est absorbant dans l'infra-rouge.

* La tension électrique appliquée sur les électrodes est alternative afin de prolonger la durée de vie de l'ancrage des molécules sur les fenêtres de la cellule.

II.4.4 Adressage optique par modulation d'éclairement

L'utilisation d'une valve électrooptique, comme modulateur de phase de la boucle d'optique adaptative, nécessite de pouvoir générer un profil d'éclairement variable à imager sur son élément photoconducteur. Pour ce faire, l'utilisation d'une matrice de cristaux liquides se révèle très pratique afin de créer un masque ayant la répartition d'éclairement souhaitée. En effet, ce type de SLM est composé de quelques centaines de milliers de cellules de cristal liquide. Il est utilisé entre polariseurs croisés afin d'obtenir une modulation d'éclairement et est contrôlable depuis un PC par exemple. Ces SLM matriciels sont présents dans de nombreux dispositifs optiques de projection grand public tels que les projecteurs de salles de spectacles par exemple. Le standard d'adressage des tensions des lignes et colonnes peut être choisi en fonction de l'application. Dans le cas présenté ici, le contrôle par PC via *Labview*TM rend le choix du standard VGA¹ évident, puisque c'est celui de la plupart des moniteurs et cartes graphiques de PC. La source lumineuse utilisée peut être une lampe à arc filtrée ou bien une diode émettant à la longueur d'onde d'adressage. La figure II4I décrit le dispositif de modulation de la phase d'un faisceau cohérent infra-rouge par une modulation d'éclairement d'une source bleue incohérente.

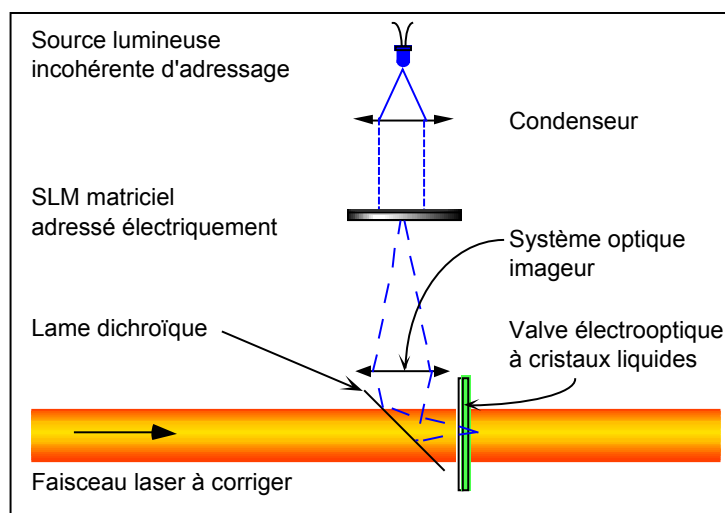


Figure II4I : Vue du système de modulation de la phase complet. Le masque généré par le SLM matriciel est imagé sur la valve électrooptique.

¹ Acronyme anglo-saxon de Versatile Graphic Adaptator.

Les caractéristiques du SLM matriciel utilisé sont les suivantes :

Nombre de points d'adressage :	640 x 480 = 307200 cellules
Surface :	27 x 20 mm ²
Taille d'une cellule de cristal liquide :	42 x 42 μm ²
Facteur de remplissage :	42 %
Dynamique :	256 niveaux de gris
Contraste :	supérieur à 100:1 à λ = 633 nm
Interface :	VGA

Ce dispositif est donc caractérisé par une dynamique et une résolution transverses respectivement égales à $D_T = 480$ et $R_T = 42 \mu\text{m}$. La dynamique longitudinale est de $D_L = 256$. En pratique, la R_T du système complet (Ce SLM modulateur d'éclairage associé à la valve électrooptique) est limitée par celle de la valve qui est de l'ordre de la centaine de microns ; cette limitation ayant par ailleurs probablement pour principale origine la diffusion de l'effet photoconducteur dans le BSO.

Transfert de modulation

Afin de vérifier l'efficacité du transfert de la modulation d'éclairage à $\lambda_{\text{adressage}}$ en une modulation de la phase à $\lambda_{\text{lecture}} = 1 \mu\text{m}$, le masque de la figure II4m, codé sur 8 bits, est appliqué au SLM matriciel :

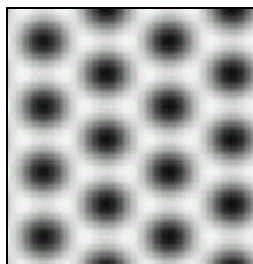
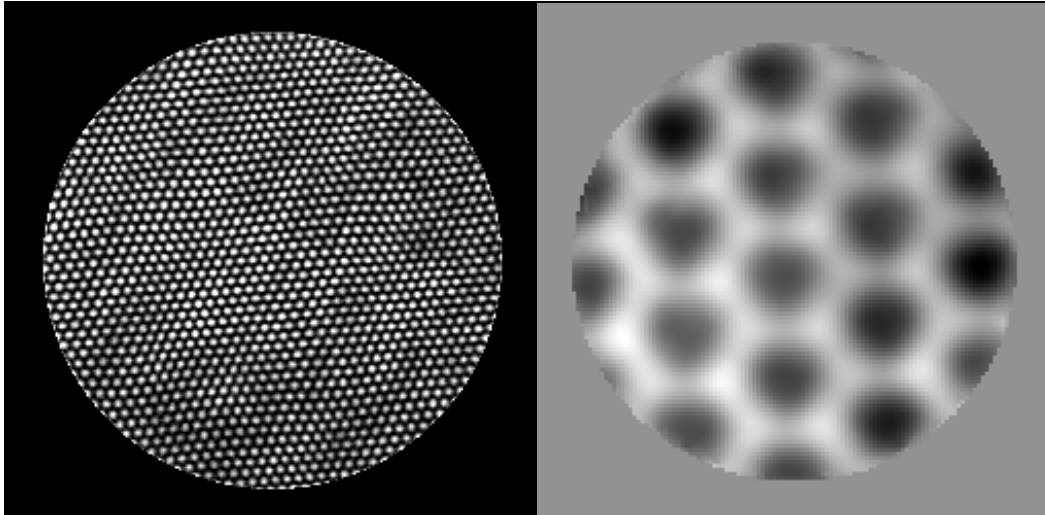


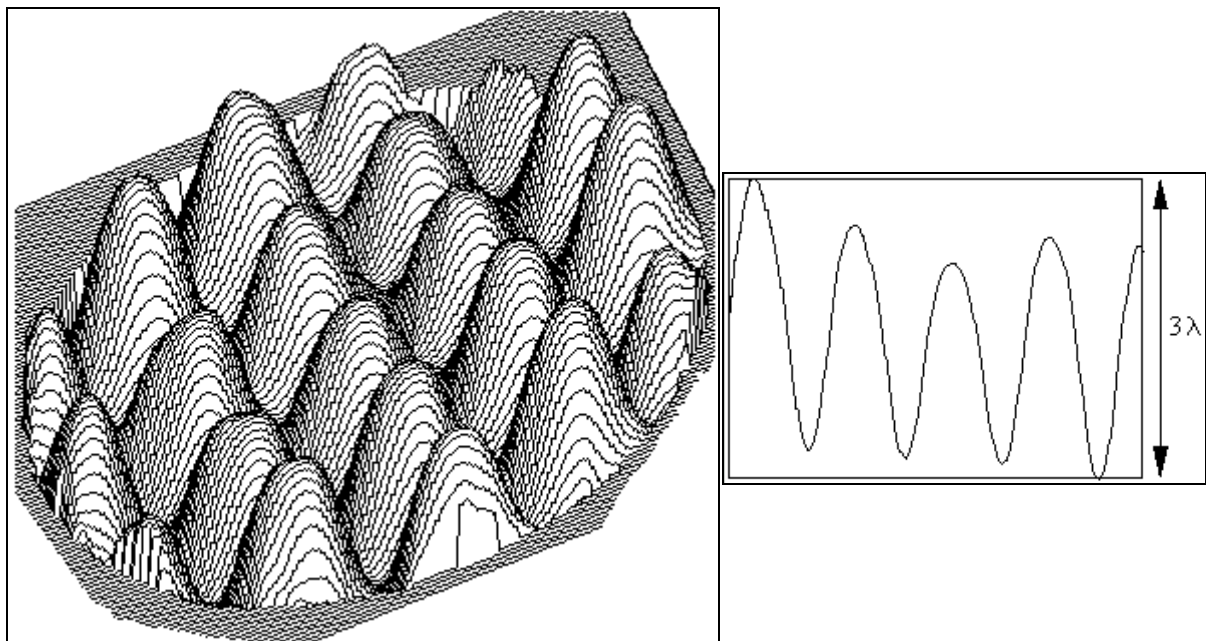
Figure II4m : Image numérique codée sur 256 niveaux de gris appliquée sur le SLM matriciel utilisé entre polariseurs croisés afin de générer un masque au travers duquel la lumière d'adressage est modulée.

Une diode électroluminescente émettant environ 300 μW à $\lambda_{\text{adressage}} = 465 \text{ nm}$ est utilisée comme source incohérente d'adressage. La modulation observée sur la phase mesurée avec l'IDTLA est présentée sur la figure II4o.



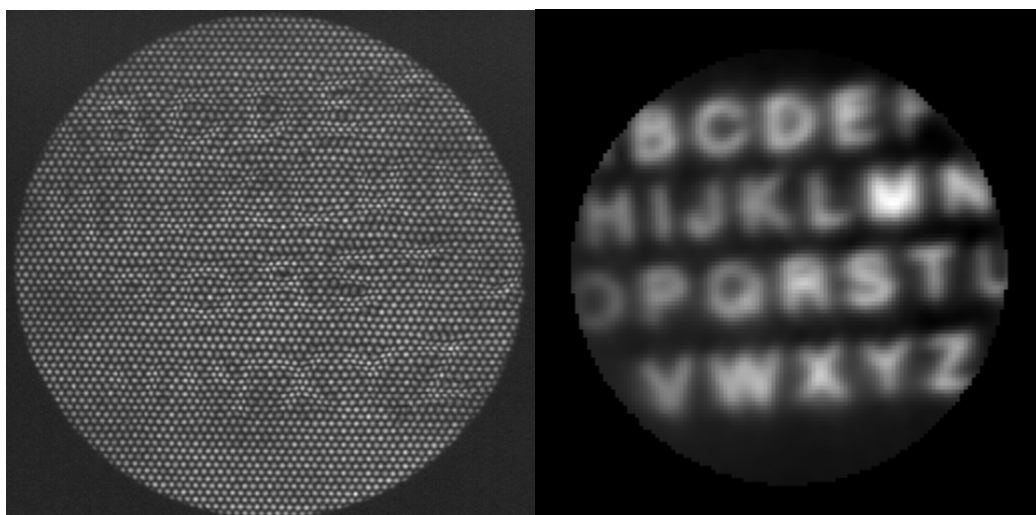
Figures II4n et o : Figure d'interférences et carte de phase mesurées par l'IDTLA lorsque la valve électrooptique est soumise à la modulation d'éclairage de la figure II4m.

Le profil général de la phase apparaît proportionnel à celui de la modulation d'adressage. L'absence de diffraction parasite est vérifiée par le fait que l'on ne détecte pas de hautes fréquences spatiales supplémentaires. Néanmoins, se superpose au profil attendu une modulation à très basse fréquence spatiale et d'amplitude suffisante pour être détectée (figure II4q).



Figures II4p et q : Vue en 3D et coupe selon un axe vertical de la carte de phase de la figure II4o. La profondeur des modulations est d'environ 3λ et s'y superpose une modulation à basse fréquence spatiale liée aux défauts d'uniformité de l'éclairage du SLM matriciel.

Ce phénomène est dû à des modulations d'éclairement liées à la source lumineuse d'adressage elle-même. Il est, en effet, extrêmement difficile de parvenir à illuminer uniformément une pupille rectangulaire de 27 x 20 mm² (le SLM matriciel) à l'aide d'une source d'étendue aussi faible qu'une diode électroluminescente. Une source constituée de plusieurs diodes n'ayant pas notablement amélioré l'uniformité de l'éclairement, la solution retenue pour les expériences d'optique adaptative a consisté à utiliser une lampe à arc, associée à un verre dépoli, pour homogénéiser l'éclairement. Compte tenu du large spectre de ce type de lampe, un filtrage infra-rouge s'est, par ailleurs, révélé être une précaution utile. Les figures II4r et II4s montrent l'interférogramme et la carte de phase obtenus avec ce type d'éclairement lorsque la valve électrooptique est soumise à une modulation d'éclairement binaire.



Figures II4r et s : Figure d'interférences et carte de phase mesurées par l'IDTLA lorsque la valve électrooptique est soumise à une modulation d'éclairement binaire.

II.5 La boucle d'asservissement

Un système d'optique adaptative est un asservissement en boucle fermée dont l'entrée est représentée par les distorsions d'une surface d'onde lumineuse et la sortie par la phase résiduelle après correction. L'objectif est de minimiser la valeur de l'amplitude crête-à-crête maximum (CC) ou l'écart type (σ) de celle-ci. La commande de cette contre-réaction présente des aspects temporel et spatial qui sont abordés dans les deux premiers paragraphes de ce chapitre. Par la suite, sont présentés les résultats expérimentaux effectués sur différents systèmes lasers.

II.5.1 Aspect temporel de la commande

La mise au point d'un système OA requiert une évaluation des contraintes spatiales aussi bien en termes de dynamique (D_T, D_L) que de résolution (R_T, R_L). L'aspect temporel de l'asservissement est au moins aussi important en astronomie où la source majeure de fluctuations de la phase est la turbulence atmosphérique. Pour l'application qui nous intéresse, cet aspect dynamique, s'il n'est pas décisif, n'en reste pas moins non négligeable. La chaîne 100 TW du *LULI* est un laser impulsif dont la durée de l'impulsion non comprimée reste sub-nanoseconde. Sauf à utiliser des techniques* de conjugaison de phase [5.1] ou de mélange à deux ondes [5.2], il n'est pas envisageable de corriger l'impulsion à l'aide de l'information dont elle est porteuse. Au mieux est-il possible de sonder la chaîne laser quelques centaines de millisecondes avant un tir puis d'injecter les informations résultantes dans la boucle d'asservissement. Même dans cette hypothèse, cette mesure ne saurait être qu'un complément à la source d'information principale qui reste la phase obtenue lors du tir laser précédant celui sur lequel s'applique la correction. L'échelle de temps est alors de plusieurs minutes. Deux cas se présentent suivant les valeurs relatives de la durée d'attente entre les tirs lasers T_{REP} et de celle de la décroissance caractéristique des distorsions de surface d'onde T_{RELAX} .

* non implémentables sur la chaîne 100 TW du *LULI*

1^{er} cas

Il a été montré au paragraphe II35 qu'au bout d'une heure environ, la chaîne à verre pouvait être considérée comme thermalisée. Si la durée d'attente entre les tirs est supérieure à une heure, alors chaque tir peut être considéré comme identique au précédent et conséquemment, la correction apportée du même ordre. Fermer la boucle OA est alors relativement immédiat, la déformation apportée par la valve électrooptique devant être identique à chaque fois (figure II5a).

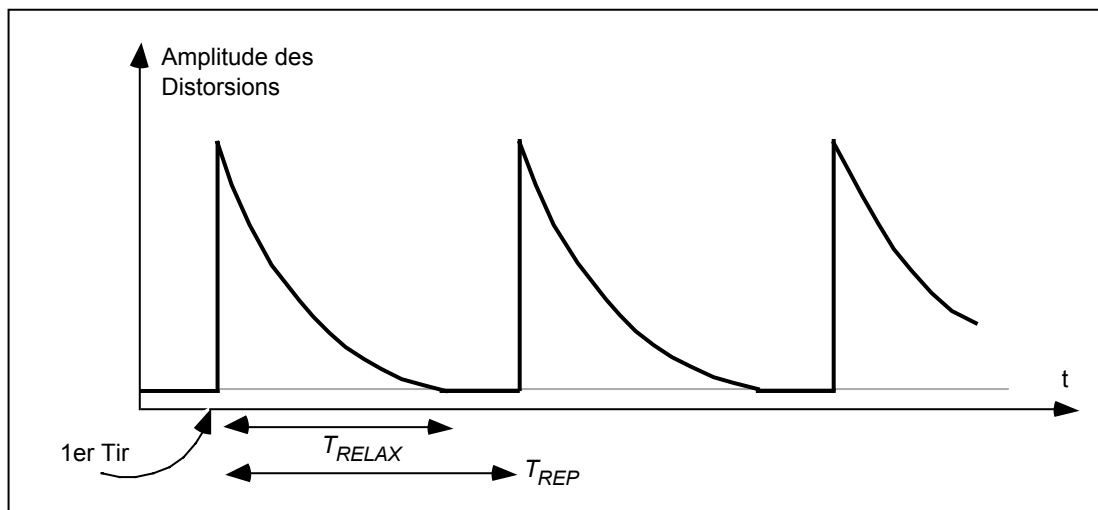


Figure II5a : Variation temporelle de l'amplitude des distorsions de surface d'onde. Cette courbe peut représenter par exemple le comportement de $CC(t)$ ou $\sigma(t)$. Si la durée d'attente entre les tirs lasers T_{REP} est supérieure à la décroissance caractéristique des distorsions T_{RELAX} , alors une mise en forme active statique de la phase est suffisante.

Il s'agit alors, comme pour le filtrage spatial, de mise en forme active statique de la phase (cf. chapitre II4) et non d'optique adaptative à proprement parler, la correction n'étant pas évolutive.

2nd cas

Si maintenant le but recherché est non seulement d'améliorer la qualité de la phase mais aussi d'augmenter la cadence de tir, il peut alors s'avérer nécessaire d'avoir recours à l'OA car le bouclage doit être évolutif si, à chaque nouveau tir, il faut prendre en compte un facteur correctif. Afin de le montrer, il est pratique de se baser sur le modèle simple suivant.

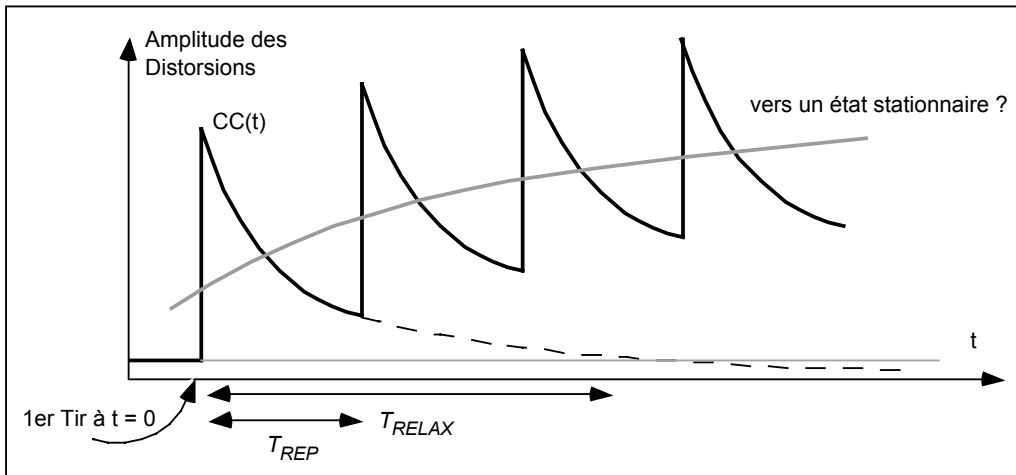


Figure II5b : Si la durée d'attente entre les tirs lasers T_{REP} est inférieure à la décroissance caractéristique des distorsions T_{RELAX} , alors un contrôle actif dynamique des erreurs de phase est nécessaire.

Supposons que l'on souhaite effectuer un tir *corrigé*, non pas toutes les heures, mais toutes les dix minutes permettant ainsi aux utilisateurs de la chaîne de disposer de trois fois plus d'interactions laser-matière. Il est alors raisonnable de penser que l'évolution temporelle de la qualité de la phase suivra la courbe de la figure II5b. Au temps initial ($t = 0$), la qualité de la phase est supposée excellente. Elle se dégrade durant le tir et entame un recouvrement de son état initial par décroissance exponentielle avec une constante de temps T_{RELAX} . Avant le terme de cette relaxation thermique, un second tir est effectué au bout d'une période $T_{REP} < T_{RELAX}$. L'amplitude maximale des distorsions mesurées sur la pupille (CC) juste avant ce second tir est donc :

$$CC(T_{REP}) = CC(0) \exp(-T_{REP}/T_{RELAX}) \quad (5.1)$$

où $CC(0)$ représente l'amplitude des distorsions à l'instant $t = 0$ lors du premier tir. Juste après le second tir, il vient:

$$CC(T_{REP}^+) = CC(0) + CC(0) \exp(-T_{REP}/T_{RELAX}) \quad (5.2)$$

et pour le N-ième tir :

$$CC(N.T_{REP}) = CC(0) + N.CC(0) \exp(-T_{REP}/T_{RELAX}) \quad (5.3)$$

soit une croissance linéaire dont le taux η_L satisfait :

$$\eta_L = \frac{\exp(-T_{REP}/T_{RELAX})}{T_{REP}} \quad (5.4)$$

Toute divergence étant physiquement inacceptable, il est probable qu'un phénomène de saturation vienne diminuer la valeur de ce taux au cours du temps. Il présente alors une composante non linéaire η_{NL} telle que :

$$\eta(t) = \eta_L + \eta_{NL}(t) \quad (5.5)$$

Ce modèle qualitatif est vérifié dans ses grandes lignes par l'expérience comme le montrent les courbes expérimentales de la figure II5c.

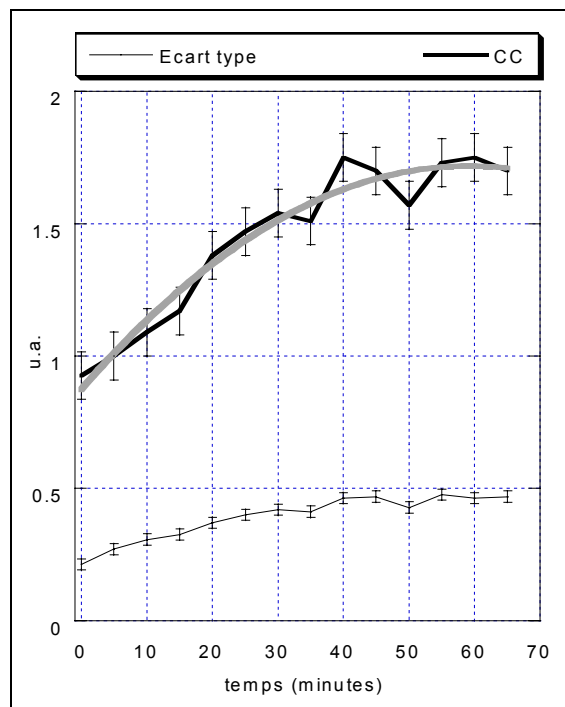


Figure II5c : Evolution temporelle de σ et CC lors d'une série de tirs où seuls les barreaux de 45 mm de diamètre sont pompés. La période de tir est de cinq minutes. La courbe grise est une approximation exponentielle de $CC(t)$.

Il est aussi possible d'envisager que les matériaux constituant la chaîne de puissance soient endommagés avant d'atteindre un régime stationnaire (saturation).

Si le régime de saturation des distorsions est atteint rapidement (quelques tirs seulement) alors seule une correction active statique est nécessaire et l'on se retrouve dans le cas 1 qui vient d'être décrit. Dans le cas contraire, une approche évolutive basée sur l'OA est requise car chaque tir laser doit alors être de qualité afin d'être utilisable pour les expériences d'interactions laser-matière. Une solution consiste alors à injecter un laser de sonde quelques centaines de millisecondes avant un tir. La phase mesurée permet alors d'obtenir une information sur les distorsions thermiques résiduelles générées par la chaîne laser. Cette information est ensuite injectée dans la boucle d'asservissement afin de compléter la mesure de la phase obtenue lors du tir laser précédent celui sur lequel s'applique la correction. Cette technique possède en outre l'avantage de permettre la prise en compte des fluctuations de pointé du laser. Il se trouve en effet qu'au *LULI*, l'essentiel de la propagation du faisceau s'effectue à l'air libre dans un environnement relativement turbulent (climatisation forcée de la salle). Les surfaces d'onde de la figure II5d correspondant à deux tirs successifs à 5 Joules, séparés de plusieurs minutes, en montrent les effets.

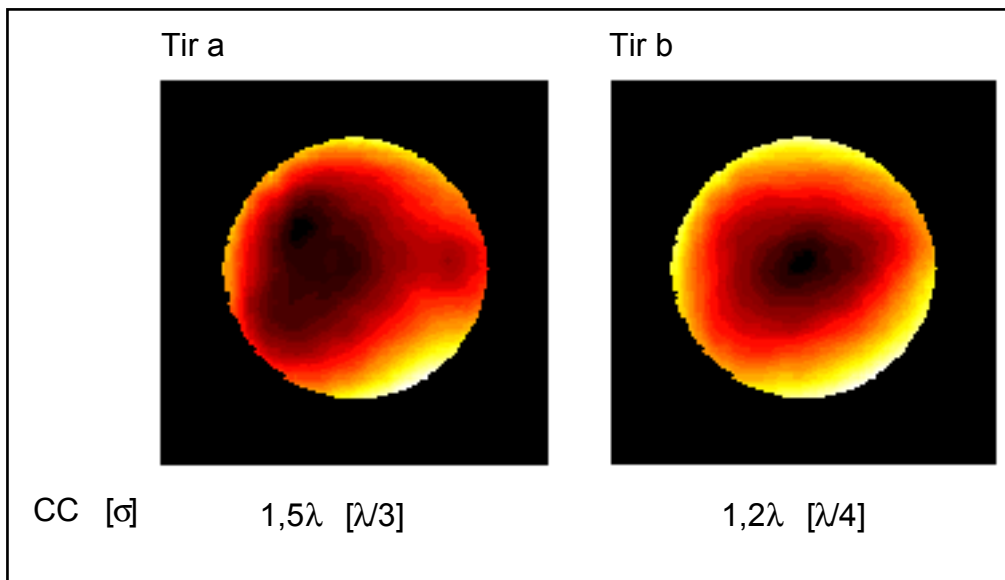


Figure II5d : Cartes de phase obtenues pour deux tirs de 5 Joules successifs de la chaîne 100 TW du *LULI*. Le diamètre de la pupille est de 40 mm. La position relative de l'axe de la pupille d'observation et de l'axe optique de la lentille thermique a fluctué d'un tir à l'autre.

La courbure de la phase observée est générée par l'effet de lentille thermique décrit au paragraphe II35. Le point à noter ici est que la position relative de l'axe de la

pupille d'observation et de l'axe optique de cette lentille thermique fluctue d'un tir à l'autre. Il est aisément compréhensible que la correction ne sera que partielle si seule la mesure effectuée lors du tir a est utilisée pour corriger celle du tir b . La résolution transverse R_T du système d'asservissement devient par ailleurs limitée aux fréquences spatiales inférieures au décalage transverse des axes dont il est question.

II.5.2 Aspect spatial de la commande

Il est essentiel, pour la commande d'une boucle OA, de parvenir à définir une relation (linéaire si possible) entre les coordonnées transverses (x_s, y_s) dans le plan du senseur et (x_c, y_c) dans celui du correcteur. Pour ce faire, supposons tout d'abord que l'ensemble des phénomènes physiques reliant l'IDTLA à la valve électrooptique puisse être supposé linéaire. Cette hypothèse est certainement relativement forte. Elle suppose une évolution linéaire vis-à-vis de la phase des effets thermiques et de l'autofocalisation (non-linéaire en éclairage), mais aussi qu'il soit possible de trouver un point de fonctionnement de la valve (couple tension électrique et flux lumineux d'adressage) pour lequel les effets photoconducteur et électrooptique aient un comportement linéaire.

Considérons la carte de phase φ_M fournie par l'interféromètre. Les N_M points de mesure la composant peuvent être représentés sous la forme d'un vecteur de mesure \vec{V}_M . Le but est de parvenir à construire une matrice M_C dite de commande qui, multipliée par \vec{V}_M , conduise à un vecteur de correction \vec{V}_C permettant de commander la valve afin qu'elle génère une phase correctrice φ_C . Pour ce faire, il faut calculer une matrice d'interaction M_I caractérisant l'influence de la valve sur la mesure du senseur. Elle est obtenue en appliquant successivement sur chacun des N_C points de contrôle du SLM matriciel une commande unitaire (une seule cellule du masque laisse passer la lumière d'adressage) et en enregistrant chaque \vec{V}_M associé. L'ensemble de ces N_C vecteurs de mesure forme les colonnes de la matrice d'interaction. M_C est obtenue en inversant M_I . Les nombres N_C et N_M étant a priori différents, la matrice d'interaction est rectangulaire et le calcul

de son inverse généralisé revient à minimiser les erreurs par la méthode des moindres carrés.

Classiquement les systèmes OA développés pour l'astronomie possèdent un nombre raisonnable de points de mesure et de contrôle, de l'ordre de quelques centaines. Le calcul de l'inverse généralisée (diagonalisation, modes propres, déterminant, etc...) d'une matrice de 200x100 éléments reste effectivement une opération qu'un ordinateur peut effectuer dans un temps raisonnable. Le dispositif utilisé au *LULI* possède quant à lui entre 10.000 et 100.000 points de contrôle et un nombre comparable de points de mesure. Il n'est donc pas concevable de diagonaliser une matrice 10.000x10.000 avec un simple PC de laboratoire.

Triangularisation

J'ai donc été amené à adopter une technique d'évaluation de M_C beaucoup moins systématique. Elle repose essentiellement sur l'assertion suivante. Si la partie optique de la boucle d'asservissement est exempte de distorsions transverses, alors une simple triangularisation est suffisante pour calculer M_C . L'hypothèse implique donc simplement que le système optique faisant l'image sur la valve du masque inscrit sur le SLM matriciel soit dépourvu de distorsions, tout comme le dispositif de relais d'image (filtres spatiaux) de la chaîne laser reliant les plans de la valve et de l'IDTLA. Il est toujours possible d'utiliser des optiques de grande qualité ou d'adapter la pupille de travail de manière à satisfaire cette hypothèse. Alors, l'image par le système optique de deux droites parallèles donnera deux droites parallèles. En pratique, il suffit que l'image du repère orthogonal (O, x_C, y_C) donne un repère (O, x_S, y_S) lui aussi orthogonal. En effet, les rotations ou dilatations éventuelles ne perturbent pas la triangularisation. Cette dernière opération consiste, dans un premier temps, à appliquer trois commandes unitaires sur le SLM matriciel : le masque ainsi généré par ce modulateur est donc uniformément opaque exceptées trois cellules distribuées dans la pupille de manière à peu près équidistantes. Il s'agit ensuite d'enregistrer la distorsion de phase résultante avec le senseur de surface d'onde. Un exemple d'interférogramme ainsi obtenu est représenté sur la figure II5d.

La phase associée présente alors trois courbures locales dont les coordonnées (x_s, y_s) des extrema sont reliées à celles des trois cellules du masque (x_c, y_c) . Cet ensemble de six couples de coordonnées permet de construire la matrice de commande.

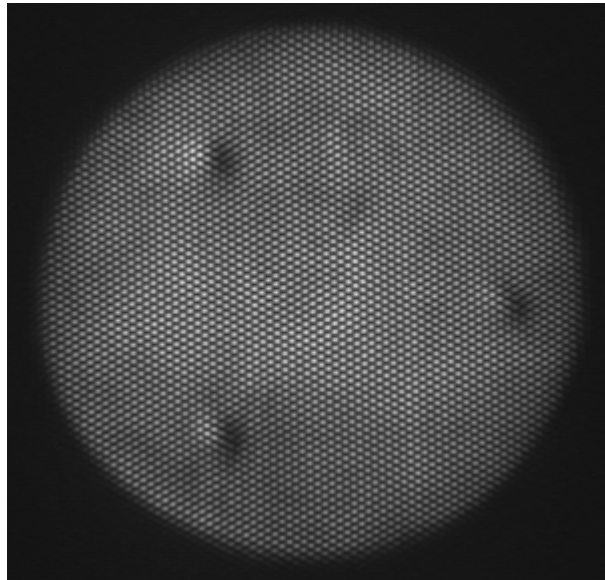


Figure II5d : Interférogramme enregistré lorsque le masque généré par le SLM matriciel est uniformément opaque à l'exception de trois points.

Localisation de la valve correctrice

Reste à aborder le problème du choix de l'emplacement de la valve dans la chaîne laser. La figure II5e donne une représentation simplifiée de l'évolution de l'amplitude des distorsions de la phase de l'impulsion, lorsque cette dernière se propage dans la chaîne amplificatrice. La courbe grise est associée à une correction en fin de chaîne, tandis que la courbe en pointillés correspond à une pré-correction. Pour ces deux configurations, la valeur absolue maximale de l'amplitude de distorsion de surface d'onde présente à un endroit donné de la chaîne est X . Une alternative à ces deux situations symétriques consiste à localiser le correcteur de phase au milieu de la chaîne. Ainsi, bien que l'amplitude de la compensation par la valve reste évidemment la même, l'amplitude absolue présente dans la chaîne ne dépasse plus $X/2$. Ce cas semble a priori plus favorable car il évite la propagation et l'amplification d'impulsions présentant trop de distorsions. La pré-correction permet

quant à elle de travailler avec une valve électrooptique de taille raisonnable. Ce point est important lorsque l'on sait que les cristaux de BSO sont actuellement limités en taille à 1 à 2 cm. Enfin, la correction en fin de chaîne présente en fait peu d'avantages si ce n'est qu'elle facilite l'opération de triangularisation. En effet, ce type de correction implique la proximité des plans de mesure et de correction de la phase. Autrement dit, la présence d'un faible nombre d'éléments optiques sur le trajet garantit une conjugaison de meilleure qualité entre ces plans que lors d'une pré-correction par exemple.

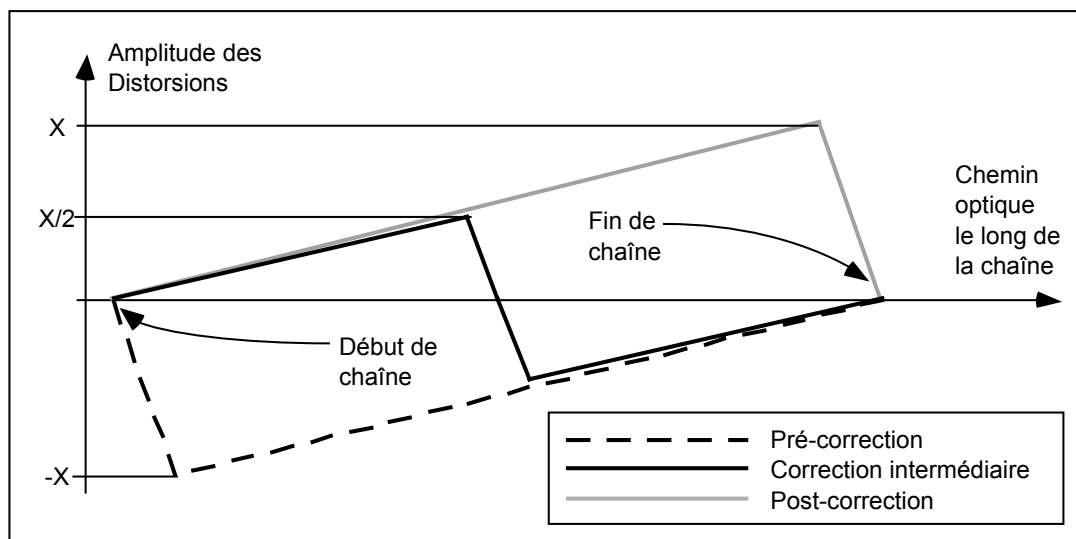


Figure II5e : Evolution longitudinale de l'amplitude des distorsions de surface d'onde pour trois positions différentes de la valve correctrice : en amont de la chaîne pour une pré-correction (pointillés), au milieu pour une correction intermédiaire (noir) et enfin une correction en fin de chaîne laser (gris).

II.5.3 Validation de la technique de correction

Les résultats expérimentaux présentés au cours de ce paragraphe ont été obtenus au LCR de Thomson-CSF à l'aide de sources laser Nd:YAG continues ou pulsées émettant à $\lambda = 1064$ nm. Des lames de phase aberrantes sont utilisées afin de générer des déformations de surface d'onde statiques. Il est ainsi possible de tester l'association de la valve électrooptique et de l'IDTLA lorsque ces dispositifs sont confrontés à des distorsions connues. Ces lames aberrantes génèrent des fréquences spatiales pouvant être relativement élevées. Il importe donc qu'elles soient insérées sur le trajet du faisceau à une position conjuguée avec le plan de détection de la surface d'onde (proche du réseau de diffraction de l'interféromètre) et celui de correction (la valve) comme le montre la figure II5f.

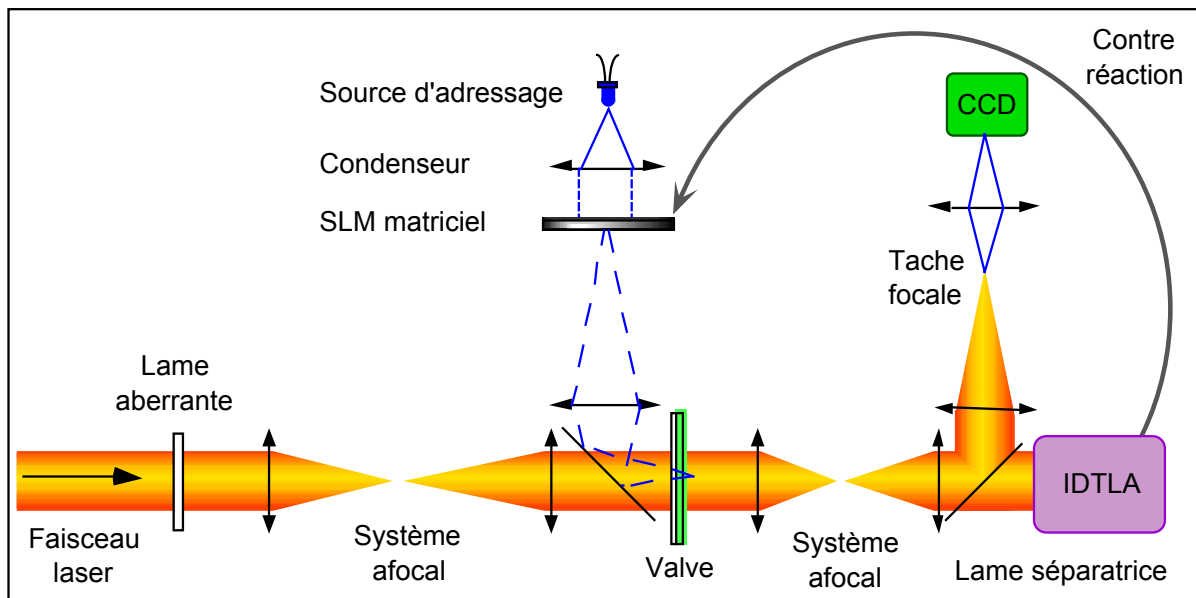


Figure II5f : Schéma expérimental de la boucle d'optique adaptative. Les deux systèmes afocaux permettent la conjugaison de la lame aberrante, de la valve correctrice et de l'IDTLA. La contre réaction du senseur vers le correcteur de phase se fait à l'aide d'un algorithme de bouclage entre l'interféromètre et le SLM matriciel puis de manière optique entre celui-ci et la valve électrooptique. Aussi, une partie du faisceau est prélevée avec une lame séparatrice afin d'étudier les conséquences en champ lointain (tache focale) des distorsions de phase.

Inhomogénéités transverses dans la réponse de la valve correctrice

Disposant d'une mesure de la surface d'onde à corriger, il suffit en principe que la valve électrooptique soit adressée de manière à générer une distorsion de phase

compensant celle mesurée. Pour ce faire, la matrice de commande, obtenue par la technique de triangularisation qui vient d'être décrite, permet de disposer de la correspondance entre points de mesure et de contrôle. Or, il se trouve que la correspondance amplitude de la mesure/amplitude de la correction est, quant à elle, plus difficile à obtenir. En effet, s'il est possible de considérer que la réponse d'un pixel du SLM à une tension électrique donnée est identique quelle que soit la localisation de ce pixel, il n'en va pas de même avec la valve électrooptique. Afin de le montrer, considérons que le modulateur matriciel reçoive un signal VGA associé à un niveau de gris donné. L'ensemble des cellules de cristal liquide de coordonnées (x,y) la constituant est donc soumis à une tension électrique $V(x,y)$ identique. De même, les polariseurs, entre lesquels ce SLM est inséré, sont considérés comme homogènes sur leur surface. Cette hypothèse n'est en revanche pas satisfaite par la distribution de l'éclairement d'adressage dont l'image sur le SLM est obtenue via un condenseur. Les raisons en sont la faible dimension et l'inhomogénéité de la source lumineuse d'adressage. L'utilisation d'une lame dépolie permet d'améliorer l'homogénéité de celle-ci par diffusion mais il reste néanmoins que le filament d'une lampe à arc ou une diode électroluminescente possèdent une surface d'émission inférieure d'au moins deux ordres de grandeurs à la surface à éclairer (400 mm^2). J'ai eu l'occasion de montrer les conséquences de cette non uniformité de l'éclairement au chapitre 4 (figure II4q). Enfin, la valve électrooptique elle-même peut présenter des défauts transverses (épaisseur de la cellule de cristal liquide, ancrage, qualité du BSO,...).

L'ensemble de ces phénomènes justifie a priori de procéder à l'évaluation, pour chacun des milliers de points d'adressage, de leur caractéristique C_s : niveau de gris appliqué sur le SLM/amplitude de la déformation de phase. Cette opération s'avérerait inévitable s'il était primordial, pour notre application, de garantir une bande passante temporelle importante de la boucle fermée. Mais ce n'est pas le cas avec la chaîne 100 TW du *LULI* pour laquelle le laps de temps disponible entre la mesure et la correction est de plusieurs minutes. Mettant à profit cette durée relativement importante, le masque de correction généré par le SLM peut alors être obtenu en s'affranchissant de la connaissance des C_s de chaque pixel.

Procédure de calcul du masque de correction

La méthode de construction du masque repose sur une boucle de convergence. En début de procédure, le masque $M_0(x,y)$ affiché sur le SLM matriciel est uniformément égal à 128, le niveau de gris correspondant au milieu de la dynamique de 8 bits ($Dyn = 256$) supportée par ce LCD. La première étape consiste en une mesure de la phase $\Phi_{REF}(x,y)$ du faisceau passant au travers de la valve lorsque $M_0(x,y)$ y est imagé. C'est donc la phase de référence vers lequel il faudra converger. La lame aberrante est ensuite insérée dans le faisceau. La première itération $p=1$ de la boucle de convergence commence par l'enregistrement de la phase $\Phi_{p=1}(x,y)$. L'écart de phase $\Delta\Phi_1(x,y) = \Phi_1(x,y) - \Phi_{REF}(x,y)$ peut être considéré comme le signal d'erreur de la contre réaction. Il est numérisé sur $N_{num} = 3$ niveaux pour donner $Err_1(x,y)$ en utilisant deux valeurs seuils. Localement cette fonction prend pour valeurs -1, 0 ou +1 suivant sa position relative aux seuils.

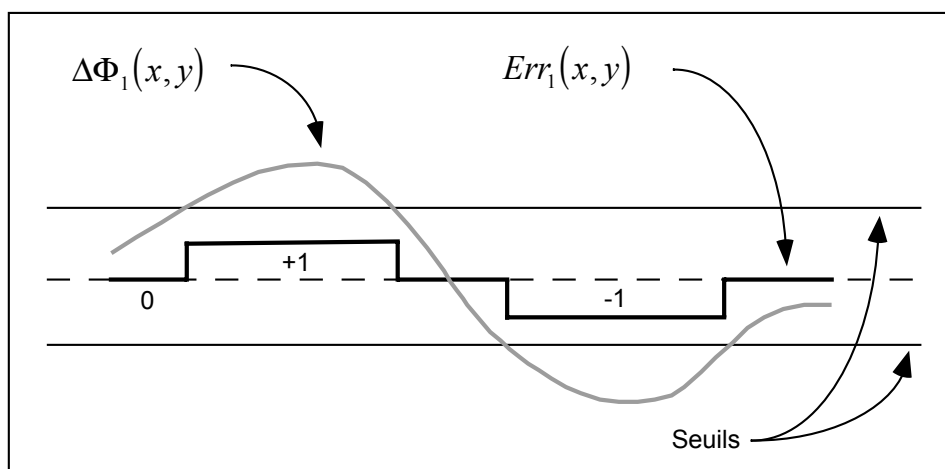


Figure II5g : La première itération par double seuillage du signal d'erreur $\Delta\Phi_1(x,y)$ permet d'obtenir $Err_1(x,y)$.

La contribution $Err_1(x,y)$ est ensuite ajoutée au masque précédemment affiché, pour donner $M_1(x,y) = M_0(x,y) + Err_1(x,y)$ qui utilise donc trois niveaux de gris (127, 128 et 129). Une nouvelle mesure de phase est alors effectuée permettant d'obtenir $\Delta\Phi_2(x,y) = \Phi_2(x,y) - \Phi_{REF}(x,y)$ puis $Err_2(x,y)$. Le processus se poursuit ainsi

jusqu'à ce que, quels que soient x et y appartenant à la pupille, $|\Delta\Phi_p(x,y)|$ soit inférieur à un écart de phase CC limite, arbitrairement défini au début de la procédure. Ce critère d'arrêt peut tout aussi bien être l'écart type. Cette procédure est longue mais garantit une bonne convergence dans la mesure où la faible valeur de N_{num} permet de prendre en compte les défauts d'homogénéité transverses du dispositif de correction. J'ai été amené à développer de nombreuses variantes de cet algorithme. Il s'avère notamment utile de remplacer la première itération - et elle seule - par une numérisation sur un nombre de niveaux supérieur à trois. Une valeur de N_{num} comprise entre $Dyn/2$ et $2Dyn/3$ s'est avérée empiriquement capable d'accélérer la convergence. Ainsi, $M_1(x,y)$ est alors constitué d'un nombre de niveaux de gris variant entre 128 et 171. Les itérations ultérieures permettent alors d'assurer la convergence.

Résolution transverse

Dans un premier temps, il m'a paru important d'estimer la résolution transverse R_T de ce dispositif. Est-elle notamment suffisante pour permettre de corriger des aberrations caractérisées par de forts gradients locaux ? Il se trouve que les lames de phase (LPA et LZF) présentent de telles distorsions locales puisque leur profil est constitué de brutaux sauts de phase. La figure II5h présente une carte des retards optiques du faisceau laser après son passage au travers d'une lame de phase à zones de Fresnel 4ω . Cette image est donc proportionnelle à $\Delta\Phi_1(x,y)$.

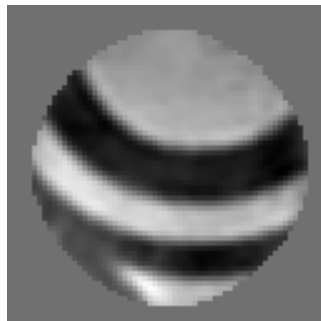


Figure II5h : Carte de phase du faisceau laser continu après sa traversée d'une LZF 4ω . La pupille est d'environ 6 mm et les sauts de phase se produisent sur environ un dixième de millimètre.

La longueur d'onde de travail étant exactement égale à quatre fois celle pour laquelle cette LZF 4ω a été conçue, les sauts de phase observés correspondent donc à des écarts de chemin optique de $\lambda/8$, soit encore 133 nm. L'amplitude maximum crête-à-crête de la distorsion sur la pupille est $CC = 0,216 \lambda$ tandis que l'écart type σ vaut $0,057 \lambda$. La figure II5c représente le masque appliqué sur le SLM matriciel puis imagé sur la valve électrooptique. Pour cette expérience, seuls environ 1200 points de contrôle de la phase sont utilisés alors que ce nombre peut atteindre 180.000 si nécessaire. De même, seuls 126 niveaux de gris sur les 256 disponibles sont utilisés. Ce masque est obtenu après environ 70 itérations de l'algorithme qui vient d'être décrit ($N_{num} = 3$ quel que soit p).

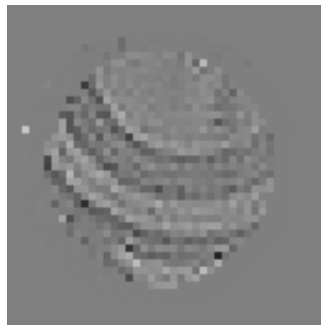


Figure II5i : Masque généré à partir de II52a avec la boucle de convergence

Enfin, la figure II5j montre la surface d'onde avant et après correction. CC a été ramenée à $0,023 \lambda$ tandis que σ est tombé à $0,003 \lambda$. Les marches à $\lambda/8$ sont complètement compensées.

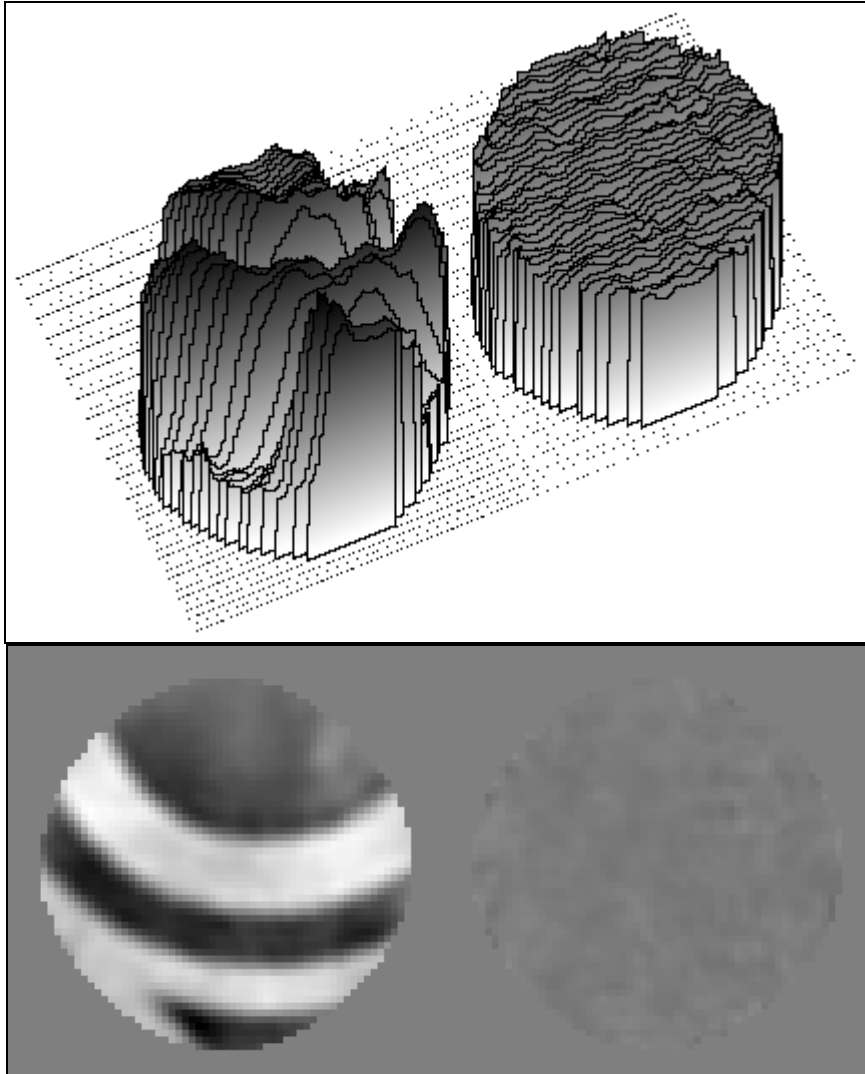


Figure II5j : Vues en trois dimensions et carte de phase du faisceau laser avant et après correction. Le gain est de 90% sur la valeur crête-à-crête et de 95% sur σ .

La résolution transverse du système global se révèle donc suffisante pour corriger efficacement de forts gradients locaux. En effet, les sauts de la LZF utilisée surviennent sur environ un dixième de millimètre et la boucle OA permet de les compenser avec un gain de 90% sur CC et de 95% sur σ . Cette résolution transverse est à rapprocher de la valeur de celle qui est requise pour le contrôle de la phase de la chaîne 100 TW du *LULI* (cf. §II322). La source utilisée lors de cette expérience est un laser Nd:YAG continu émettant à $\lambda = 1064$ nm avec une puissance de 10 mW.

Correction de défauts de forte amplitude

Le second point d'importance qu'il s'agit de vérifier concerne la capacité à corriger des défauts, non seulement de hautes fréquences spatiales, mais aussi de forte amplitude (supérieure à λ). Pour ce faire, les lames de phase aberrantes utilisées sont obtenues par immersion de substrats de verre dans de l'acide. Les fréquences spatiales et l'amplitude des déformations ainsi créées sur ces plaques dépendent notamment de la durée d'immersion dans l'acide. La distorsion de phase $\Delta\Phi_1(x,y) = \Phi_1(x,y) - \Phi_{REF}(x,y)$ résultant de l'insertion d'une telle lame dans le faisceau est représentée sur la partie gauche de l'image II5h. L'écart de phase extrême sur la pupille de 6 mm est $CC = 1,9 \lambda$ et l'écart type calculé sur celle-ci est de $0,4 \lambda$.

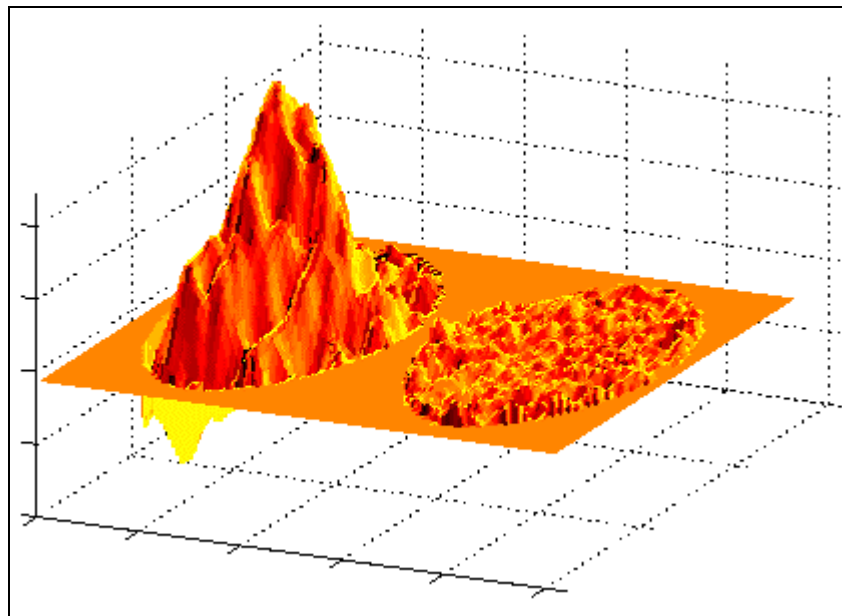


Figure II5k : Représentation en trois dimensions des phases aberrante et corrigée. Les pupilles ont un diamètre de 6 mm. La surface d'onde de gauche est associée à $\Delta\Phi_1(x,y)$; sa distorsion maximum est de $1,9 \lambda$ et l'écart type moyen calculé sur la pupille est de $0,4 \lambda$. Celle de droite correspond à $\Delta\Phi_{130}(x,y)$; sa distorsion maximum est de $\lambda / 4$ et l'écart type $\lambda/38$.

Le profil de phase de la partie droite de l'image II5k est obtenu lorsqu'un masque correcteur est imagé sur la valve. Le nombre d'itérations effectuées lors de la boucle de convergence est de 130. La surface d'onde corrigée présente un CC de $\lambda/4$ et un

écart type de $\lambda/38$, soient des réductions de 88% sur CC et de 94% sur σ . En laissant l'algorithme converger plus longtemps, il est possible de gagner un facteur cinq ou dix supplémentaire afin d'atteindre des valeurs absolues comparables à celles obtenues avec la LZF. Néanmoins ces gains restent très relatifs lorsque l'attention se porte sur la capacité à focaliser les ondes lasers de phases Φ_1 et Φ_{130} .

Le dispositif optique (lame séparatrice, lentilles et caméra) de mesure de la distribution focale d'éclairement (figure II5f) permet d'évaluer l'influence des distorsions observées sur une surface d'onde et l'allure de la tache focale associée. La figure II5l donne les résultats de ce diagnostic. Les éclaircissements y sont normalisés au maximum, ce qui permet de comparer l'allure relative des distributions d'énergie avant et après correction. La présence de plusieurs « points chauds » apparaît clairement lorsqu'il n'y a pas de correction (partie droite de l'image). De plus l'intégration de l'énergie se trouvant dans le champ de la caméra révèle la présence de quatre fois plus d'énergie après correction. Les photons de l'onde aberrante sont donc considérablement plus dispersés lors de sa focalisation.

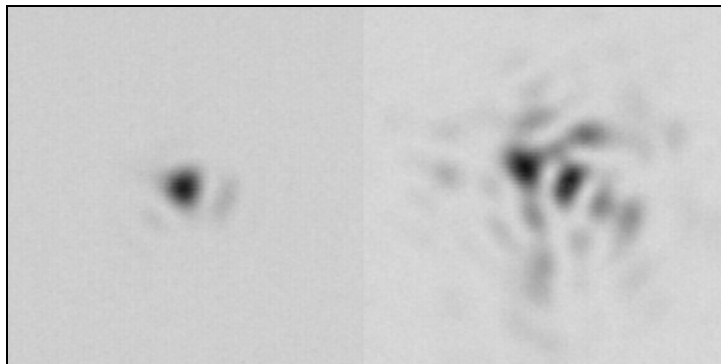


Figure II5l : Distributions focales de l'éclairement (normalisées) avant (à droite) et après correction (à gauche). L'intégration de l'énergie se trouvant dans le champ de la caméra révèle, par ailleurs, la présence de quatre fois plus d'énergie après correction.

L'écart-type calculé sur la pupille satisfait l'inégalité $\sigma < \lambda/2\pi$ puisqu'il vaut $\lambda/39$. La formule (1.2) est par conséquent applicable et le rapport de Strehl \mathfrak{R}_{130} associé à $\Delta\Phi_{130}$ vaut donc 97%. Ce chiffre signifie que la valeur maximale de l'éclairement focalisé I_{130} d'une onde ayant pour phase $\Delta\Phi_{130}$ est égale à 97% de la valeur maximale obtenue I_{IDEAL} si cette phase était constante sur la pupille.

Un calcul similaire n'est pas autorisé pour la surface aberrante car son écart-type ne satisfait pas l'inégalité citée. L'estimation du rapport de Strehl reste néanmoins possible, en utilisant (1.1) et en remarquant, à l'aide de la figure II5m, que $I_1/I_{130} = 0,253$. Il vient par conséquent :

$$\mathfrak{R}_1 = \mathfrak{R}_{130} \frac{I_1}{I_{130}} \cong 25\% \quad (5.6)$$

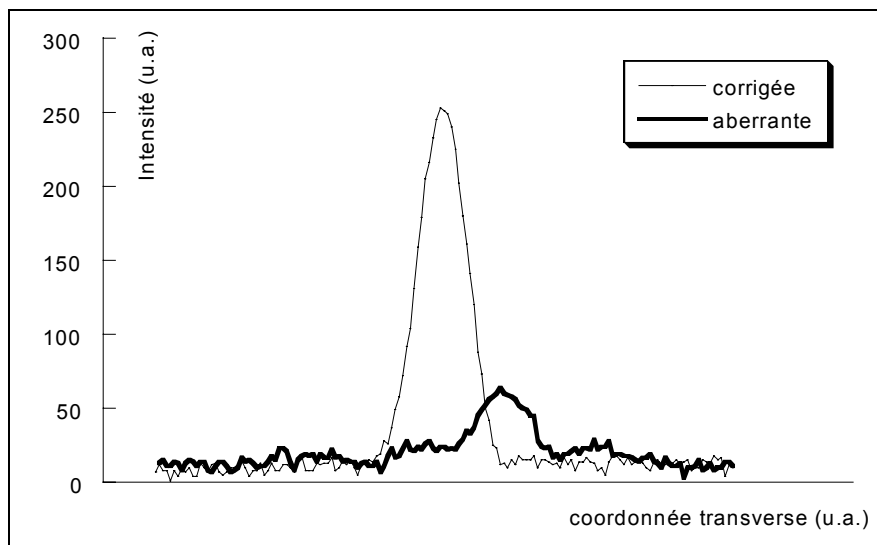


Figure II5m : Distributions focales de l'éclairement avant correction (en gras) et après correction selon des axes verticaux passant par le maximum de chacune des deux taches focales présentées sur la figure II52l.

Rappelons enfin que les $\Delta\Phi_p$ ne sont équivalentes aux phases effectives Φ_p du laser que s'il est possible de négliger les distorsions de Φ_{REF} devant celles de Φ_p . Le filtrage spatial du faisceau laser continu utilisé pour cette expérience garantit ce point.

Tenue au flux

Afin de tester la tenue au flux de la valve électrooptique, une source plus puissante que le laser continu précédent est nécessaire. Les résultats, illustrés par la figure II5m, sont obtenus en utilisant un Laser Nd-Yag déclenché, dont la taux de répétition est fixé à 10 Hz. Le diamètre du faisceau est tel que la fluence est de 10mJ/cm^2 sur la valve. Le fonctionnement de la boucle OA se révèle correct à ce niveau de fluence.

Des mesures effectuées précédemment au *LCR* de *Thomson-CSF* ont montré que la valve était capable de subir jusqu'à $200\text{mJ}/\text{cm}^2$ sans dommages physiques apparents. Des gains relatifs de 77% sur CC et de 91% sur σ sont obtenus, la valeur de CC passant de $1,4\lambda$ à $0,32\lambda$ tandis que celle de σ , initialement égale à $0,32\lambda$, n'atteint plus que $0,03\lambda$ après correction.

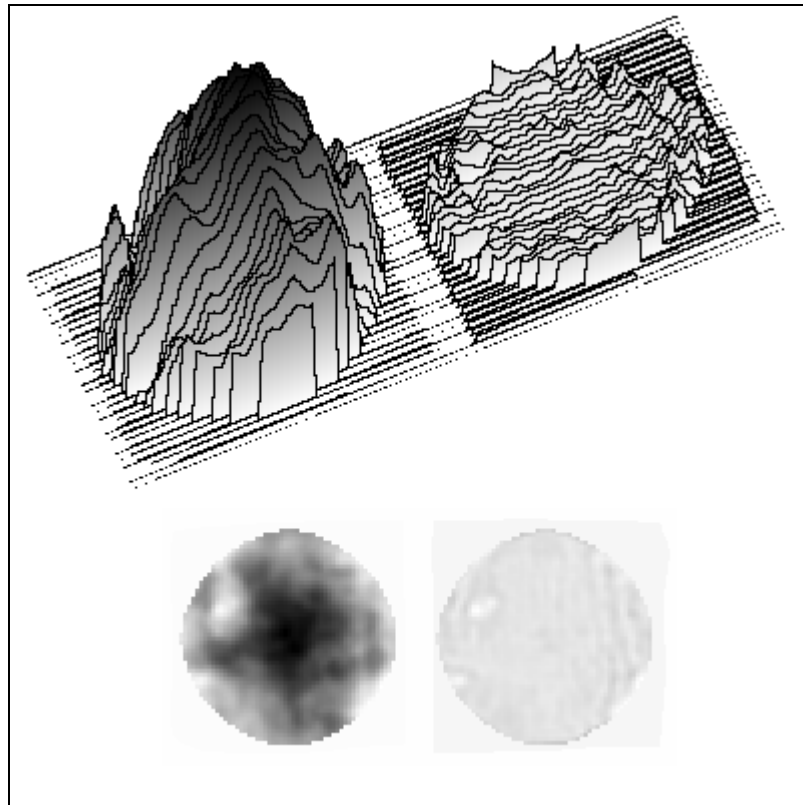


Figure II5n : Surfaces d'onde (cartes de phase en bas et vues en trois dimensions en haut) avant (à gauche) et après correction (à droite). La valeur de CC passe de $1,4\lambda$ à $0,32\lambda$ tandis que celle de σ passe de $0,32\lambda$ à $0,03\lambda$. Une lame de phase aberrante est utilisée pour distordre le faisceau à corriger.

Cette expérience permet, par ailleurs, de tester les capacités d'acquisition et de déclenchement de l'ensemble caméra/module de mémorisation des trames/carte d'acquisition de la boucle OA. La caméra sélectionnée s'est avérée à cette occasion particulièrement souple d'utilisation et adaptée aux besoins requis.

II.5.4 Correction de la surface d'onde de la chaîne 100 TW du *LULI*

L'intégration du dispositif de correction de la surface d'onde sur une chaîne laser de puissance telle que celle du *LULI* est une opération soumise à diverses contraintes qui ne se sont pas présentées lorsqu'il s'est agi de réaliser des validations en continu puis en mode déclenché (§II53) au *LCR*. En effet, lors de ces deux expériences, je disposais de toute la latitude nécessaire non seulement en termes de disponibilité du système laser de validation mais aussi de surface de travail. J'ai pu, notamment, construire un système de relais d'image permettant de disposer de nombreux plans conjugués pour le réseau, la LPA de calibration et la valve électrooptique. Au *LULI*, la chaîne 100 TW est quasiment exclusivement allouée aux expériences d'interaction des différentes équipes scientifiques. J'ai pu, au cours de ma dernière année de thèse, disposer de quelques semaines de *temps laser* pour valider ma technique.

Localisation du senseur et du correcteur de phase

Pour des raisons d'exiguïté de la salle où sont comprimées sous vide les impulsions térawatts, il ne m'a pas été possible de construire la partie senseur de la boucle OA à cet endroit. Ce n'est pas tant l'encombrement de l'IDTLA (10 par 30 cm) qui est en cause que celui lié au système afocal de réduction de la taille (90 mm) du faisceau qu'il est nécessaire de construire afin d'adapter son diamètre à celui du senseur (15 mm). En effet, l'utilisation de lentilles de grande longueur focale (1 à 2 mètres) est nécessaire afin d'autoriser une telle réduction sans dégrader la qualité du faisceau à tester. Enfin, il a déjà été précisé que le transport d'impulsions comprimées intenses avait pour corollaire l'accroissement de l'intégrale B. Pour ces raisons, le choix de la localisation du senseur de surface d'onde s'est porté sur la fin de la chaîne amplificatrice juste avant l'entrée dans la chambre de compression sous vide. Les emplacements respectifs du senseur de phase et de la valve correctrice apparaissent sur le plan de la figure II5o.

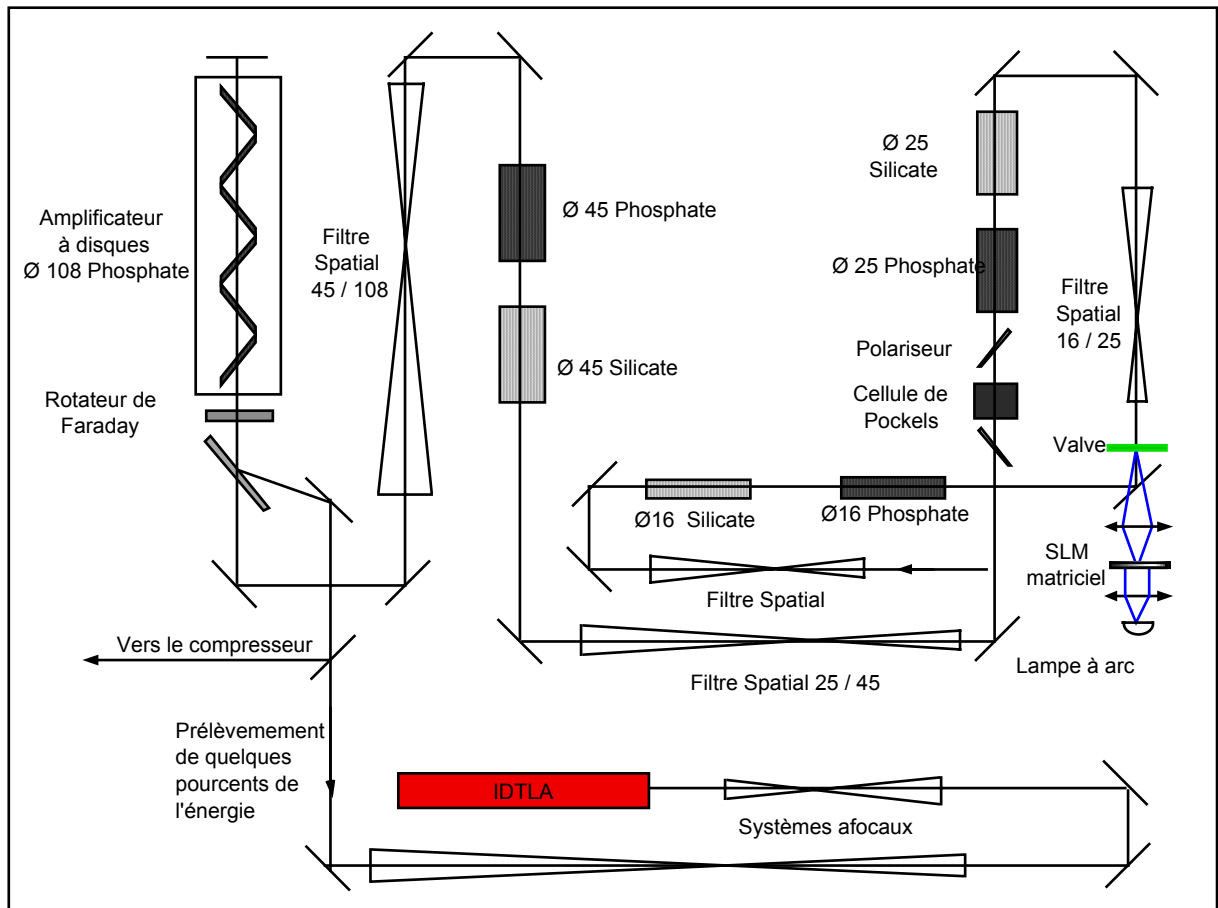


Figure II5o : Emplacement du senseur de surface d'onde (IDTLA) et du dispositif de correction de la phase sur la chaîne amplificatrice du laser 100 TW du LULI.

Etant donné l'ouverture de la valve correctrice (~ 1 cm) et la nécessité de la localiser dans un plan conjugué avec celui du réseau de l'IDTLA, peu nombreuses sont les possibilités offertes pour son emplacement. Il est par ailleurs souhaitable d'effectuer une correction en milieu de chaîne (cf. § II52). Enfin, remplacer le miroir dichroïque, utilisé lors des expériences précédentes, par un des miroirs à $1 \mu\text{m}$ de la chaîne permet de n'avoir à insérer dans le faisceau TW qu'un seul élément : à savoir la valve électrooptique. La localisation retenue apparaît sur la figure ci-dessus : entre le barreau $\text{Ø}16$ phosphate et le filtre spatial 16/25, juste après le miroir à 45° au travers duquel l'image du SLM est faite sur la valve.

Triangularisation

Cette figure laisse apparaître que le relais d'image de la valve vers le senseur s'effectue via cinq systèmes afocaux dont trois filtres spatiaux. La quantité d'optiques et de matériaux rencontrés le long de ce chemin optique donne toute son importance à l'opération de triangularisation. Notons par ailleurs que, lors de cette opération, la commande unitaire des trois pixels du SLM matriciel génère des courbures de phase locales associées à de hautes fréquences spatiales. Il est donc nécessaire de supprimer temporairement les trous des filtres spatiaux rencontrés afin de pouvoir détecter ces hautes fréquences spatiales lors de la triangularisation.

Génération du masque de correction

La méthode présentée plus avant (cf. §II52) permettant de calculer le masque de correction doit être adaptée de manière à tenir compte des différentes sources d'erreurs intervenant lors de la boucle de convergence. La gestion de ces erreurs est assurée à l'aide de la procédure expérimentale suivante, basée sur l'utilisation de l'IDTLA fonctionnant dans le mode de mesure relative (cf. §II3491).

La surface d'onde de référence est obtenue à l'aide du faisceau issu de l'amplificateur régénératif. Ses aberrations intrinsèques sont symbolisées par $R(x,y)$ ou plus simplement R . Par ailleurs, le système de détection possède des aberrations statiques $AS(x,y)$ qui lui sont propres. Enfin, à chaque mesure est ajoutée une erreur due aux fluctuations tir à tir $\delta_R(x,y)$. Le résultat de la mesure de référence est donc :

$$\text{Réf} = R + AS + \delta_R \quad (5.7)$$

Les aberrations de la surface d'onde mesurée lors d'un tir sont, quant à elles, symbolisées par $T(x,y)$ et la fluctuation associée par $\delta_T(x,y)$. Une densité étant ajoutée sur le trajet de l'impulsion, son influence sera notée $D(x,y)$. Le résultat de la mesure du tir i est donc :

$$T_i = D_i + AS + T + \delta_{Ti} \quad (5.8)$$

Le faisceau issu de l'amplificateur régénératif est utilisé pour le calcul du masque de correction \mathbf{M}_C dont la contribution est notée $M(x,y)$. Soit $C(x,y)$, la surface d'onde résultante de la boucle de convergence. Elle est obtenue par différence entre la phase mesurée lors de la dernière itération et une phase de référence à définir $\text{Réf}_C(x,y)$:

$$C = M + R + AS + \delta'_R - \text{Réf}_C \quad (5.9)$$

Les erreurs δ'_R et δ_R ne sont a priori pas identiques car associées à deux mesures différentes. En fin de boucle de convergence, C vaut zéro, à l'erreur près liée à l'utilisation d'une impulsion issue de l'amplificateur régénératif :

$$C = 0 + \delta'_R \quad (5.10)$$

Le masque obtenu a donc pour expression :

$$M = \text{Réf}_C - R - AS \quad (5.11)$$

Idéalement, le choix de Réf_C doit être tel qu'il permette d'obtenir :

$$M = -T \quad (5.12)$$

Soit :

$$\text{Réf}_C = R + AS - T \quad (5.13)$$

Les seules mesures disponibles sont celles définies par (5.7) et (5.8). Réf_C peut donc s'exprimer à partir de Réf et de la mesure associée à un tir T_1 sous forme de la combinaison linéaire suivante :

$$\text{Réf}_C = a.T_1 + b.\text{Réf} \quad (5.14)$$

Combinant (5.13) et (5.14), il résulte que :

$$a = -1 \quad (5.15)$$

tandis que b doit être égal à 2 afin d'éliminer AS et égal à 1 afin d'éliminer R. Or, en pratique, il est toujours possible d'obtenir du faisceau issu de l'amplificateur régénératif qu'il soit aussi parfait que possible ($R = 0$) ; en épurant* le faisceau laser par exemple. Il est par contre beaucoup plus difficile d'agir sur les aberrations intrinsèques au dispositif de mesure lui-même, c'est-à-dire sur AS. Le coefficient b est donc pris égal à 2 et il vient donc :

$$\text{Réf}_C = 2\text{Réf} - T_1 \quad (5.16)$$

Combinant les équations 5.7, 5.8 et 5.16, il vient :

$$\text{Réf}_C = 2R + AS - T - D_1 + 2\delta_R - \delta_{T1} \quad (5.17)$$

Si D_1 et R peuvent être négligés devant T , ce résultat est alors celui recherché : le masque compense les distorsions T de la surface d'onde d'une impulsion. Compte tenu de (5.9) et de (5.17), il vient :

$$C = M - R + T + D_1 - 2\delta_R + \delta_{T1} + \delta'_R \quad (5.18)$$

La contribution du masque obtenu a donc pour expression :

$$M = R - T - D_1 + 2\delta_R - \delta_{T1} \quad (5.19)$$

Si D_1 et R peuvent être négligés devant T , ce résultat est alors celui recherché (cf. équation 5.12) : le masque compense les distorsions T de la surface d'onde d'une impulsion.

* Epurer un faisceau laser revient à lui faire subir un filtrage spatial à très basse fréquence spatiale de coupure.

L'analyse, relativement à Réf cette fois-ci, d'un second tir T_2 , lorsque le masque correcteur M_c est appliqué sur le SLM matriciel, donne :

$$T_2 - \text{Réf} = (T + D_2 + AS + M + \delta_{T2}) - (R + AS + \delta_R) \quad (5.20)$$

où D_2 représente les distorsions de phase associées au repositionnement de la densité permettant de protéger le senseur lors d'un tir. Il vient, en introduisant (5.19) dans (5.20) :

$$T_2 - \text{Réf} = D_2 - D_1 + \delta_R + \delta_{T2} - \delta_{T1} \quad (5.21)$$

Si la densité est replacée exactement au même endroit que lors du premier tir, alors $D_1 = D_2$, et la phase obtenue lors du tir 2 est donc corrigée :

$$T_2 - \text{Réf} = 0 + \delta_R + \delta_{T2} - \delta_{T1} \quad (5.22)$$

Notons enfin que δ_R est relativement facile à évaluer car les impulsions du faisceau de référence sont issues de l'amplificateur régénératif et donc délivrées à une fréquence de 10 Hz. La valeur de δ_R est d'environ $\lambda/10$. Afin d'estimer δ_T , il faudrait pouvoir disposer d'une quantité importante de mesures, obtenues lors d'une série de tirs ayant tous été effectués dans les mêmes conditions de repos thermique de la chaîne. Autrement dit, il faudrait attendre un peu moins d'une heure entre chaque tir. Cette mesure est à effectuer.

Correction

Lors de l'expérience réalisée sur la chaîne 100 TW, il a fallu prendre en compte le fait que la valve et la source lumineuse dont je disposais alors ne permettait pas un contrôle de la phase supérieur à une valeur comprise entre $\lambda/2$ et 1λ . Il s'est donc avéré nécessaire, dans un premier temps, de trouver une configuration de pompage de la chaîne laser ne dépassant pas cette fenêtre de correction. Il est apparu que la

configuration optimale a consisté à ne pomper que les barreaux de 45 mm de diamètre. La surface d'onde obtenue lors d'un tir T_1 effectué dans ces conditions est représentée par sa carte de phase sur la gauche de la figure II5j. La référence étant une mesure enregistrée avec l'amplificateur régénératif, cette image correspond à :

$$T_1 - \text{Réf} = T + D_1 - R + \delta_{T1} - \delta_R \quad (5.23)$$

La carte de phase de droite est associée à la phase corrigée ($T_2 - \text{Réf}$) donnée par l'équation (5.22) et obtenue lors d'un second tir T_2 . Les valeurs crête-à-crête de l'amplitude des distorsions associées à ces deux mesures sont respectivement égales à $CC_1 = 0,48\lambda$ et $CC_2 = 0,20\lambda$. Pour l'écart type, il vient $\sigma_1 = 0,13\lambda$ et $\sigma_2 = 0,04\lambda$. Le gain obtenu est donc de 60% sur CC et de 70% sur σ .

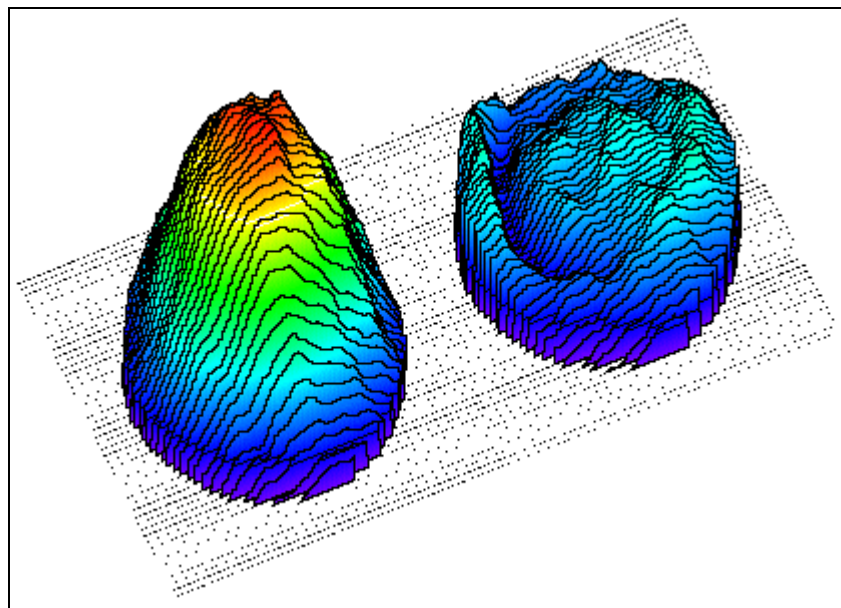


Figure II5p : Vues en trois dimensions des surfaces d'onde obtenues avant correction (à gauche) et après correction (à droite). La valeur de CC passe de $0,48\lambda$ à $0,20\lambda$ tandis que celle de σ passe de $0,13\lambda$ à $0,04\lambda$.

Un rebond annulaire apparaît clairement sur le profil de phase de droite. Son origine est liée au masque correctif M_C utilisé lors du tir T_2 . Afin d'évaluer l'influence de ce dernier, analysons Réf_M , la surface d'onde obtenue avec le faisceau issu de l'amplificateur régénératif lorsque M_C est appliqué sur la valve :

$$\text{Réf}_M - \text{Réf} = (R + AS + M + \delta_R) - (R + AS + \delta'_R) \quad (5.24)$$

Soit encore :

$$\text{Réf}_M - \text{Réf} = M + \delta_R - \delta'_R \quad (5.25)$$

La carte de phase associée met donc en évidence l'influence unique du masque correcteur. Elle apparaît à droite de la figure II5q où sont aussi reportées les cartes représentées précédemment, en trois dimensions, sur la figure II5p. Les caractéristiques de la surface d'onde obtenue ($CC_M = 0,50\lambda$ et $\sigma_M = 0,15\lambda$) sont logiquement très proches de CC_1 et σ_1 . Sur cette image, les cartes sont normalisées en tenant compte de leur CC respectives, de manière à faire apparaître leurs amplitudes relatives.

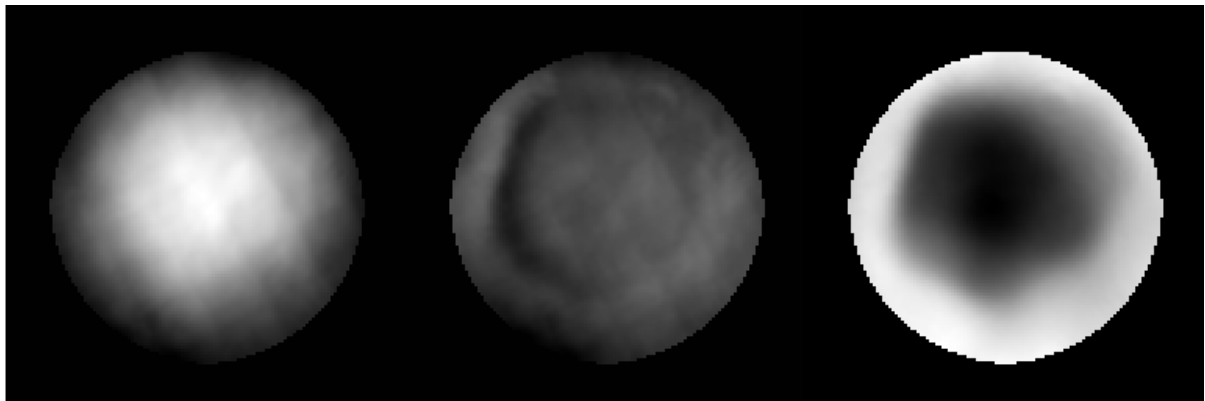


Figure II5q : Cartes de phase obtenues avant correction (à gauche) et après correction (au milieu). La surface d'onde représentée à droite est obtenue à l'aide du faisceau de référence issu de l'amplificateur régénératif lorsque le masque de correction est appliqué à la valve.

La carte de droite n'apparaît pas exactement comme étant l'opposée de celle de gauche. Ce profil de phase $\text{Réf}_M - \text{Réf}$ présente en fait de forts gradients dont la localisation apparaît corrélée à celle du rebond annulaire observé sur la phase corrigée (carte du milieu). La somme numérique des cartes de droite et de gauche présente d'ailleurs une allure quasi identique à cette dernière. Son rebond annulaire a été identifié comme provenant d'un défaut de l'algorithme de calcul du masque de correction. M_c se trouve en effet n'avoir été évalué que sur une portion de pupille définie par la zone intérieure à l'anneau. Il en résulte que la phase n'a pas été corrigée le long du pourtour interne de la pupille. De plus, le masque correctif

présentant alors une discontinuité, sa contribution M a pris la forme d'une surface d'onde diffractante, d'où le rebond annulaire observé sur la phase corrigée. Une évolution de l'algorithme a été développée et sera testée lors de la prochaine campagne expérimentale.

II.6 Conclusions et perspectives

Le tableau présenté ci-après regroupe les résultats des expériences venant d'être exposées. L'ordre de présentation des colonnes recoupe la chronologie selon laquelle elles ont été effectuées - les trois premières au *LCR* et la dernière au *LULI*. Le choix d'une telle séquence a permis de tester progressivement et indépendamment les différents paramètres à maîtriser pour mettre au point cette boucle d'optique adaptative.

Lasers	Nd :YAG continu	Nd :YAG continu	Nd :YAG déclenché	Chaîne TW monocoupe
Source de distorsions	Lame de Phase à Zone de Fresnel	Lame aberrante	Lame aberrante	essentiellement thermique
CC initiale	0,216 λ	1,9 λ	1,4 λ	0,48 λ
CC corrigée	0,023 λ	0,25 λ	0,32 λ	0,20 λ
Gain sur CC	90%	88%	77%	60%
σ initiale	0,057 λ	0,4 λ	0,32 λ	0,13 λ
σ corrigée	0,003 λ	0,026 λ	0,03 λ	0,04 λ
Gain sur σ	95%	94%	91%	70%

J'ai pu disposer de deux opportunités de temps libre, de deux semaines chacune, pour tester, sur la chaîne 100 TW du *LULI*, le dispositif tel qu'il est présenté sur la figure II50. C'est à la fois peu, compte tenu des diverses difficultés à surmonter (et au regard des trois années qu'a duré cette thèse), et beaucoup si l'on prend en compte le fait que ce laser de puissance est un instrument de recherche dont l'utilisation s'inscrit dans le cadre d'importants programmes de mise à disposition et de coopérations nationales et internationales.

Sachant, dès le début de ma thèse, que j'allais être confronté à ces inévitables contraintes de disponibilité de la chaîne laser, j'ai été amené à mettre en place cette succession de bancs d'essais spécifiques pour les diverses difficultés prévues :

- évaluation des capacités de correction transverse et longitudinale du dispositif de mise en forme de la surface d'onde (association valve/SLM matriciel),
- mise au point de l'algorithme de bouclage.

- évaluation de la tenue au flux,

sans oublier l'étude expérimentale des distorsions de surface d'onde générées par la chaîne laser.

La mise en place de cette procédure séquentielle a permis d'éviter, autant que faire se peut, d'avoir recours à une approche empirique sur la chaîne laser elle-même. J'ai pu, à l'occasion, le regretter ; mais il me semble que c'est là une contrainte commune à tout outil de recherche dont la complexité technologique, le coût et la pression des utilisateurs contingentent strictement les phases de développement.

Le tableau laisse apparaître clairement que la valeur des gains successifs obtenus décroît. Plusieurs facteurs permettent d'expliquer ce phénomène. Les fluctuations tir à tir des lasers utilisés sont notamment une source croissante de dégradation de l'efficacité globale du système OA. Leur émission s'effectue en effet selon un mode successivement continu, impulsionnel, puis monocoup. En second lieu, la complexité croissante des systèmes optiques constituant ces lasers contribue, elle aussi pour une part importante, à cette dégradation. Je fais ici référence notamment à l'accroissement du nombre de dispositifs de relais d'image mais aussi aux contraintes qu'impose la gestion des fortes densités d'énergie pour maintenir un niveau de flux raisonnable sur le senseur de surface d'onde (rotation de polarisation/ajout de densités optiques).

Néanmoins ces limitations ne sont pas fondamentales ; elles sont difficiles à reproduire sur un banc d'essai et nécessiteront donc essentiellement un travail in situ sur la chaîne 100 TW du *LULI*. Précisons enfin que les valeurs de gain de 60% et 70% présentées dans la quatrième colonne sont artificiellement basses car, comme précisé précédemment, l'expérience réalisée sur la chaîne 100 TW a dû

prendre en compte le fait que la valve et la source lumineuse dont je disposais alors ne permettaient pas un contrôle de la phase supérieur à cette valeur de $0,48 \lambda$. De nouvelles valves, plus épaisses, permettant la compensation de distorsions de phase plus importantes, sont actuellement en fabrications au *LCR*. En résumé, il n'y a, a priori, aucune raison pour que les résultats obtenus en continu (colonne 2) ne soient pas reproduits sur la chaîne du *LULI* (colonne 4).

Concernant les évolutions à court et à moyen terme, il me semble utile, dans un premier temps, de coupler la mesure de la surface d'onde des impulsions ultra-intenses avec celle de la tache focale à l'aide, par exemple, d'un diagnostic tel que celui illustré par la figure II5f et utilisé lors de l'expérience associée à la troisième colonne. Gardons en effet à l'esprit qu'un des buts de la mise en forme de la phase des impulsions est d'assurer une distribution transverse de puissance permettant d'atteindre les plus forts éclaircissements possibles sur cible.

Par ailleurs, il apparaît nécessaire de diminuer la bande passante temporelle actuelle du dispositif OA (plusieurs minutes), dans l'hypothèse de son implantation sur les futures chaînes de puissance, pompées par diodes lasers, qui devraient voir le jour au cours de la décennie à venir. Ces lasers de nouvelle génération sont, en effet, appelés à délivrer des impulsions à une fréquence de quelques Hertz.

Références de la seconde partie

Chapitre 1

- [1.1] H. W. Babcock
« The possibility of compensating astronomical seeing »
Publications of the Astronomical Society of the Pacific, Vol. 65, pp. 229-236 (1953).
- [1.2] N. Hubin et L. Noethe
« Active optics, adaptive optics, and laser guide stars »
Science, Vol. 262, pp. 1390-1394 (1993) et les références incluses.
- [1.3] G. Mourou et D. Umstater
Phys. Fluids , Vol. B4, 2315 (1992).
- [1.4] P. Gibbons et E. Foster
Plasma Phys. Control. Fusion., Vol. 38, 769 (1996).
- [1.5] L. Videau
« Lissage optique pour les chaînes laser de puissance »
Thèse de doctorat, Ecole Polytechnique (1998).
- [1.6] Y. Kato, K. Mima
« Random phase shifting of lasers beam for absorption profile smoothing and instability suppression in laser produced plasmas »
Appl. Optics, Vol. B29, No. 186 (1982).
- [1.7] M. Born et E. Wolf
« Principles of Optics »
Sixième édition, Pergamon Press, Oxford, p. 469 (1989).
- [1.8] A. Maréchal
« Etude des effets combinés de la diffraction et des aberrations géométriques sur l'image d'un point lumineux »
Revue d'Optique Théorique et Instrumentale, Vol. 26, No. 9, pp. 257-277 (1947).
- [1.9] M. Born et E. Wolf
« Principles of Optics »
Sixième édition, Pergamon Press, Oxford, p. 461-462 (1989).
- [1.10] K. Strehl
« Über Luftschlieren und Zonenfehler »
Zeitschrift für Instrumentenkunde, Vol. 22, p. 213-217 (1902).

Chapitre 2

[2.1] F. Gires et P. Tournois
« Interféromètre utilisable pour la compression d'impulsions lumineuses modulées en fréquence »
Compte Rendu Académie des Sciences de Paris, Vol. 258, pp. 6112-6115 (1964).

[2.2] E. B. Treacy
« Optical pulse compression with diffraction gratings »
IEEE J. Quant. Elect., Vol. QE-5, No. 9, pp. 454-458 (1969).

[2.3] D. Strickland et G. Mourou
« Compression of amplified chirped optical pulses »
Opt. Com., Vol. 56, No. 3, pp. 219-221 (1985).

[2.4] D. Descamps
« Développement d'une chaîne laser Ti:saphir - Nd:verres capable de délivrer une puissance de 200 TW... »
Thèse de doctorat de l'Université Paris VI (1997).

[2.5] D. E. Spence, P. N. Kean et W. Sibbett
« 60-fsec pulse generation from a self-mode-locked Ti:Sapphire laser »
Opt. Lett., Vol. 16, p. 42 (1991).

[2.6] D. Descamps
idem [2.4], Chap. II3, p. 49.

[2.7] D. Descamps
idem [2.4], Chap. IV2, p. 103.

[2.8] S. Baton et D. Descamps
« La nouvelle chaîne "femto" au LULI : de l'oscillateur à l'amplificateur régénératif »
Rapport Scientifique LULI, p. 268-274 (1994).

Chapitre 3

[3.1] Takeda, Ina et Al.
« Fourier transform method of finite-pattern analysis for computer-based topography and interferometry »
J. Opt. Soc. Am., Vol. 72, No. 1 (1982).

[3.2] G. J. Swanson
« Broad-source fringes in grating and conventional interferometers »
J. Opt. Soc. Am. A, Vol. 1, No. 012, pp. 1147-1153 (1984).

[3.3] F. Roddier
« Variations on a Hartmann theme »
Opt. Eng., Vol. 29, No. 10, pp. 1239-1242 (1990).

- [3.4] L. Sogno
« L'interféromètre à décalage Tri-latéral : une nouvelle technique d'analyse de surface d'onde »
Thèse de doctorat de l'Université Paris XI Orsay (1996).
- [3.5] J. Primot
« Three wave lateral shearing interferometer »
Appl. Opt., Vol. 32, No. 31, pp. 6242-6249 (1993).
- [3.6] J. Primot et L. Sogno
« Achromatic three-wave (or more) lateral shearing interferometer »
J. Opt. Soc. Am. A, Vol. 12, No. 12, pp. 2679-2685 (1995).
- [3.7] J. Primot, L. Sogno, B. Fracasso, K. Heggarty
« Wavefront sensor prototype for industrial applications based on a three-level phase grating »
Opt. Eng., Vol. 36, No. 3, pp. 901-904 (1997).
- [3.8] J.-C. Chanteloup, H. Baldis, A. Migus, G. Mourou, B. Loiseaux et J.-P. Huignard
« Nearly diffraction-limited laser focal spot obtained by use of an optically addressed light valve in an adaptive-optics loop »
Opt. Lett., Vol. 23, No. 6, pp. 475-477 (1998).
- [3.9] J.-C. Chanteloup, F. Druon, M. Nantel, A. Maksimchuck et G. Mourou
« Single-shot wave-front measurements of high intensity ultrashort laser pulses with a three-wave interferometer »
Opt. Lett., Vol. 23, No. 8, pp. 621-623 (1998).
- [3.10] N. Streibl
« Phase imaging by the transport equation »
Opt. Comm., Vol. 49, No. 1, pp. 6-10 (1984).
- [3.11] F. Roddier
« Wavefront sensing and the irradiance transport equation »
Appl. Opt., Vol. 29, No. 10, pp. 1402-1403 (1990).
- [3.12] R. W. Gerchberg et W. O. Saxton
« A practical algorithm for the determination of phase from image and diffraction plane pictures »
Optik (Stuttgart), Vol. 35, pp. 237-246 (1972).
- [3.13] Y. M. Bruck et L. G. Sodin
« On the ambiguity of the image reconstruction problem »
Optics Com., Vol. 30, No. 3, pp. 304-307 (1979).
- [3.14] J. R. Fienup
« Reconstruction and synthesis applications of an iterative algorithm »
SPIE Vol. 373 Transformations in Optical Signal Processing, pp. 147-159 (1981).

- [3.15] F. Roddier et Al.
« Curvature sensing and compensation : a new concept in adaptive optics »
Appl. Opt., Vol. 27, No. 7, pp. 1223-1225 (1988).
- [3.16] C. Roddier, F. Roddier
« Interferogram analysis using Fourier transform techniques »
Appl. Opt., Vol. 26, No. 9, pp. 1668-1673 (1987).
- [3.17] F. Roddier, C. Roddier
« Wavefront reconstruction using iterative Fourier transforms »
Opt. Eng. (1991).
- [3.18] G. B. Airy
« On the diffraction of an Object-glass with circular aperture »
Transactions of the Cambridge Philosophical Society, Vol. 5, pp. 283-291 (1835).
- [3.19] M. Born et E. Wolf
« Principles of Optics »
Sixième édition, Pergamon Press, Oxford, p. 395-398 (1989).
- [3.20] W. Koechner
« Solid state laser engineering »
Editor D. L. MacAdam, Springer Verlag (1976).
Chapitre 7.1 .1, p. 346
- [3.21] F. W. Quelle, Jr.
« Thermal distortion of diffraction-limited optical elements »
Appl. Opt., Vol. 5, No. 4, pp. 633-637 (1966).
- [3.22] « Catalogue des matériaux optiques utilisés dans les lasers de puissance »
CEA/CEL-V, DLPP/EME Section MD (1987).
- [3.23] T. J. Kane, J. M. Eggleston et R. L. Byer
« the slab geometry laser-Part II : Thermal effects in finite slab »
IEEE J. Quant. Elec., Vol. QE-21, No. 8, p. 1195-1209 (1985).
- [3.24] M. V. Klein
« Optics »
John Wiley and Sons, New York, pp. 502-505 (1970).
- [3.25] J. P. Zou, L. martin, S. Savalle, A. M. Sautivet-Tournade, P. Moreau
« Etude des effets thermiques dans une chaîne multi-verres »
Rapport Scientifique LULI, pp. 163-167 (1996).
- [3.26] Communication personnelle de C. Danson, Rutherford Appleton Laboratory,
Royaume-Uni.

- [3.27] O. Svelto
« Self-focusing, self-trapping, and self phase modulation of lasers beams »
Progress in Optics, Vol. XII, Edited by E. Wolf, North-Holland (1974).
- [3.28] D. Descamps
idem [2.4], Chap.VI, p. 198
- [3.29] D. Du, J. Squier, S. Kane, G. Korn, G. Mourou, C. Bogush et C. Cotton
Opt. Let., p. 2114 (1995).
- [3.30] N. L. Boling, A. J. Glass et A. Owyong
« Empirical relationship for predicting nonlinear refractive index changes in optical solids »
IEEE J. Quantum Electron., Vol. 14, pp. 601-608 (1978).
- [3.31] F. Druon, G. Chériaux, J. Faure, J. Nees, M. Nantel, A. Maksimchuk, J.-C. Chanteloup, G. Vdovin et G. Mourou
« Wave-front correction of femtosecond terawatt lasers by deformable mirrors »
Opt. Let., Vol. 23, No. 13, pp. 1043-1045 (1998).
- [3.32] O. E. Martinez
« Grating and prism compressors in the case of finite beam size »
J. Opt. Soc. Am. B, Vol. 3, No. 7, pp. 929-934 (1986).
- [3.33] C. Fiorini, E. Mazataud, I. Allais, A. Pierre, S. Seznec, C. Sauteret, G. Mourou, et A. Migus
« Temporal aberrations due to Misalignment of stretcher-compressor system and compensation »
IEEE J. of Quantum Electronics, Vol. 30, No. 7, p. 1662 (1994)

Chapitre 4

- [4.1] O. Lehman
« Über fließende Krystalle »
Z. Physik. Chem., Vol. 4, p. 462 (1889).
- [4.2] F. Reinitzer
« Beiträge zur Kenntniss des Cholesterins »
Monatsch. Chem., Vol. 9, p. 421 (1888).
- [4.3] G. Friedel
« Les états mésomorphes de la matière »
Ann. Phys., Vol. 18, p. 273 (1922).
- [4.4] H. Kelker
« History of liquid crystals »
Molecular crystal and liquid crystals, Vol. 21, Nos. 1 et 2, pp. 1-48 (1973).

[4.5] P. G. de Gennes et J. Prost
« The physics of Liquid Crystal »
Second Edition, Oxford Science Publication (1995).

[4.6] A. Yariv, P. Yeh
« Optical waves in crystals »
Chap. 5, Willey-Interscience Publication (1984).

[4.7] P. Aubourg, J.-P. Huignard, M. Hareng et R. A. Mullen
« Liquid crystal light valve using bulk monocrystalline $\text{Bi}_{12}\text{SiO}_{20}$ as the photoconductive material »
Appl. Opt., Vol. 21, No. 20, pp. 3706-3712 (1982).

[4.8] M. Henry
« Propriétés de l'Oxyde de Bismuth Silicium, photoconductivité, effet électrooptique, photoréfringence »
Doctorat d'état ès Sciences Physiques, Université Paris VI (1984).

Chapitre 5

[5.1] B. Y. Zel'dovich, V. I. Popovichev, V. I. Ragul'skii et F. S. Faizullov
Sov. Phys. JETP, Vol. 15, p. 109 (1972).

[5.2] P. Yeh
« Two-wave mixing in nonlinear media »
IEEE J. Quant. Elec., Vol. 25, No. 3, pp. 484-519 (1989).

Résumé :

Ce mémoire de thèse traite du contrôle et de la mise en forme des fronts de phase et d'énergie d'impulsions lasers brèves ultra-intenses.

La première partie est consacrée à la conception et la réalisation d'une boucle d'optique adaptative pour la correction des distorsions de surface d'onde sur la chaîne laser de puissance 100 Téravatts du Laboratoire pour l'Utilisation des Lasers Intenses. Cette boucle repose sur l'utilisation d'un dispositif à cristaux liquides comme modulateur de phase et d'un interféromètre à décalage comme senseur de front d'onde. L'association de ces deux dispositifs a permis la construction d'un système innovant de mesure et mise en forme de la surface d'onde d'impulsions lasers ultra-intenses. Il est démontré qu'il permet de corriger une surface d'onde présentant d'importantes distorsions et ainsi améliorer grandement la qualité de focalisation de faisceaux lasers. Cette boucle d'optique adaptative a été testée avec succès sur la chaîne 100 Téravatts et une correction de la surface d'onde de l'ordre de 60% a ainsi pu être démontrée.

La seconde partie du mémoire traite de la mise en forme d'une impulsion laser inhomogène brève permettant le pompage du milieu à gain (un plasma) d'un laser à rayons X. L'idée consiste à jouer sur le parallélisme du système de compression d'impulsions utilisé en fin de chaîne 100 Téravatts. Un modèle expliquant la génération d'une impulsion inhomogène laser brève à l'aide de ce compresseur à réseaux de diffraction est développé. Une campagne expérimentale *Laser X* a notamment permis de valider les prédictions théoriques annoncées par ce modèle et a montré la nécessité d'utiliser une telle impulsion inhomogène afin d'obtenir une émission laser X lorsque le pompage s'effectue par impulsion brève.

Mots clés :

Optique adaptative, Surface d'onde, Front d'onde, Phase spatiale, Interférométrie à décalage, Modulateur spatial de lumière, Cristaux liquides, Laser de puissance, Impulsions brèves, Amplification à dérive de fréquence, Compresseur à réseaux de diffraction, Laser à rayons X, Impulsion inhomogène.

Abstract :

This thesis deals with the control of wave front and energy front of ultra-intense short laser pulses.

The first part is dedicated to the conception and realization of an adaptive optics loop for wave front distortions corrections of the 100 TW laser chain of the Laboratoire pour l'Utilisation des Lasers Intenses.

This loop is based on the association of a liquid crystal device used as a phase modulator, and a shearing interferometer as wave front sensor. The combination of these two devices allowed the building of an innovative system for measuring and controlling the phase of ultra-intense laser pulses. This loop is shown to allow the correction of wave fronts exhibiting significant distortions. The focusing quality of laser beam can then be greatly improved. This technique was successfully tested on the 100 TW laser chain and a wave front correction of the order of 60% was demonstrated.

The second part of the thesis deals with the generation of an inhomogeneous laser pulse for X-ray laser pumping - the gain medium being a plasma. The principle is based on the misalignment of the parallel gratings compressor used at the end of the 100 TW CPA chain. A model describing the generation of an inhomogeneous short pulse with this device is developed. A *X-ray Laser* experimental campaign allowed the validation of theoretical results predicted by the model. It also revealed the necessity of using such an inhomogeneous pulse in order to observe an X-ray emission when the pumping of the gain medium is achieved with a short pulse.

Key words :

Adaptive Optics, Wave front, Spatial Phase, Shearing interferometry, Liquid Crystal, Spatial Light Modulator (SLM), High power laser, Chirped Pulse Amplification (CPA), Ultrafast optics, Grating compressor, X-ray laser, Inhomogeneous wave.