HAL
open science

Micro- et nano-usinage par laser à impulsions ultracourtes : amélioration de procédés par des méthodes tout optique

Sébastien Landon

▶ **To cite this version:**

Sébastien Landon. Micro- et nano-usinage par laser à impulsions ultracourtes : amélioration de procédés par des méthodes tout optique. Autre. Université Jean Monnet - Saint-Etienne, 2011. Français. NNT : 2011STET4031 . tel-00719223

HAL Id: tel-00719223

https://theses.hal.science/tel-00719223v1

Submitted on 19 Jul 2012

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.

Micro- et nano-usinage par laser à impulsions ultracourtes

Amélioration de procédés par des méthodes tout optique

THESE DE DOCTORAT

présentée par

Sébastien LANDON

pour obtenir le titre de :

Docteur en Sciences, mention Image Vision Signal

Soutenue le 21 octobre 2011 devant le jury composé de :

E. AUDOUARD	Directeur
E. BAUBEAU	Examinateur
S. BENAYOUN	Examinateur
P. CHAVEL	Président
F. COURVOISIER	Examinateur
K. HEGGARTY	Rapporteur
C. LARGERON	Examinateur
R. STOIAN	Co-Directeur
J. DUDLEY	Rapporteur

Université Jean Monnet SAINT-ETIENNE

LABORATOIRE Hubert CURIEN UMR • CNRS • 5516 • ST-ETIENNE

Membre de UNIVERSITÉ DE LYON

Micro- and nano-processing using ultrafast lasers: all-optical enhancing

Abstract

Femtosecond laser machining processes present many interesting properties owing to the specificities of the light/matter interaction in ultrafast regime. Thus the process may be of prime interest in industrial applications. However some aspects are not compatible with industrialization: namely a lack of flexibility and productivity. To overcome this limitations we propose to add beam shaping techniques in the process that allow control of the beam both in size and shape. These techniques are based on Spatial Light Modulators (SLM). Two different solutions are proposed: amplitude modulation in a geometrical conjugation scheme, and pure phase modulation in a Fourier scheme. Both are integrated in a prototype workstation. We justify the different choices made during the development by the analysis of the formalisms and specific problematics. Finally, enhancements of the femtosecond laser machining process are practically demonstrated in three different fields: reducing the resolution to nanometric scale, reducing the processing time of different texturations and enhancing the quality of simple grooves by modifying only the beam shape.

Résumé

La technique d'usinage par impulsions laser femtosecondes possède de nombreux avantages du fait des spécificités physique de l'interaction laser/matière en mode ultra-bref et est donc susceptible d'intéresser le monde industriel. Néanmoins elle présente aussi certaines limitations, principalement en terme de flexibilité et de productivité, limitant l'accès à ce marché. Pour repousser ces limites, nous proposons d'adjoindre des techniques de contrôle du faisceau, à la fois en taille, et plus généralement en forme, exploités par ailleurs dans d'autres domaines scientifiques (pincettes optiques notamment). Ces techniques reposent sur l'utilisation de modulateurs spatiaux de lumière (SLM). Deux solutions sont proposées : la modulation d'amplitude en configuration d'imagerie, et la modulation de phase pure en configuration de Fourier. Le formalisme, les différentes problématiques et la mise en œuvre de ces deux techniques au sein d'une station de travail prototype que nous avons développée sont présentés. Enfin, nous mettons en évidence le gain apporté par ces techniques sur des problématiques concrètes, tels que l'usinage de réseaux résonant à l'échelle nanométrique, la réduction du temps d'usinage de ces réseaux (ou d'autres motifs), et l'amélioration de la qualité d'usinage de rainures.

Mots clés

Usinage femtoseconde, mise en forme, Modulateur Spatiaux de Lumiře,micro- et nano-usinage

Key words

Femtosecond machining, beam shaping, Spatial Light Modulators, micro and nano-processing

Le meilleur moyen d'éviter les risques consiste
à affirmer que toute activité est techniquement irréalisable
pour des raisons beaucoup trop compliquées à expliquer

Scott Adams

Je voudrais revenir sur Terre un instant, dans mille ans,
juste le temps de voir ce que trente générations de savants auront su découvrir,
et entendre ce que les hommes de science seront alors en humeur de dire

Hubert Curien

Remerciements

Un travail de thèse n'est jamais le fruit d'une seule personne : il est le résultat de nombreuses interactions et discussions, que ce soit dans un cadre professionnel ou personnel. A ce titre, je souhaite remercier les différents contributeurs m'ayant accompagné et soutenu durant ces quatre années.

Le travail présenté ici a été réalisé au sein du Laboratoire Hubert Curien de l'Université Jean Monnet. Je souhaite donc remercier son directeur, Florent Pigeon, pour l'accueil qui m'a été accordé au sein de cette unité.

Je remercie également les membres du jury, et en particulier les rapporteurs (officiels et officieux), Kevin Heggarthy, John Dudley et François Courvoisier, pour le temps passé à la lecture et l'analyse de ce mémoire.

Je remercie chaleureusement mon directeur de thèse, Pr. Eric Audouard. D'abord pour avoir accepté ma candidature (et j'en profite pour remercier Nicolas Huot qui m'a présenté le sujet et accompagné les premiers temps), mais aussi pour les nombreux échanges, scientifiques ou non, que nous avons eu durant la durée de ces travaux. J'espère m'être montré à la hauteur de la confiance qu'il m'a accordée en me confiant le développement de cette station de travail prototype.

Merci à tous mes collègues de l'équipe de la Plateforme Femtoseconde et d'Impulsion (David Bruneel, Alexandra Cheyne, Anthony Da Silva, Yoan Di Maio, Benjamin Dusser, Gregory Egaud, Nicolas Faure, Julien Granier, Romain Jouglet, Hervé Soder), ainsi que de l'équipe interaction laser/matière du laboratoire (Razvan Stoian, Jean-Philippe Colombier, Cyril Mauclair, Konstantin Michkin) pour leur compagnie et leur intérêt pour mes travaux. L'ambiance de travail de ce groupe m'a souvent aidé dans les moment les plus durs, et je considère nombre d'entre eux comme des amis. Un merci particulier au Dr. Razvan Stoian pour ses nombreuses remarques fort à propos, en particulier durant la rédaction de ce mémoire.

Je souhaite remercier également les membres du laboratoire avec qui il m'a été donné de travailler. Je pense en particulier à Nadège Ollier et Manuel Flury, côtoyés dans le cadre pédagogique du monitorat, effectué au sein de Telecom Saint Etienne ; mais également l'ensemble de l'administration, des ateliers mécanique et électronique et du service informatique, régulièrement exploités/consultés.

Merci enfin à mes parents, mes amis, ma famille pour leur présence à mes côtés et leur soutien. C'est principalement parmi eux que j'ai su trouver la motivation et les ressources nécessaires à la réalisation de ce projet. Un merci très particulier à Aurélie Dehais, ma partenaire, qui a su partager au jour le jour les joies, les peines, les colères et les sautes d'humeur inhérentes à un projet de cette importance.

Il est difficile de citer tout le monde en oubliant personne. Je présente donc mes excuses à toutes les personnes dont le nom n'apparaîtrait pas explicitement ici et qui se sentiraient lésées. Sous quelque forme que ce fut, leur participation à ce projet a dans tous les cas été utile et je les en remercie également.

Pour finir, je souhaite dédier ces travaux à mes grands-parents paternels : Henri et Marie-Lucie Landon, qui nous a quittés le 14 février 2010 ; en ésperant que leur «petit chercheur» ait été á la hauteur de leurs espérances.

Table des matières

Introduction générale 1

Chapitre 1. Le potentiel de la mise en forme de faisceau appliquée à l'usinage laser femtoseconde 5

1.1 La croissance de l'intérêt pour l'usinage femtoseconde 5
1.1.1 Un procédé précis au micron 6
1.1.2 Les limites des procédés femtosecondes 10
1.2 Notre solution : la mise en forme de faisceau 13
1.2.1 Deux approches de la mise en forme : l'holographie et les pincettes optiques 13
1.2.2 Application au micro-usinage : un fort potentiel 15
1.3 Applications actuelles de la mise en forme de faisceau et de l'usinage femtoseconde 18
1.3.1 Domaine scientifique 19
1.3.2 Domaine industriel 21
1.4 Conclusion 22

Chapitre 2. La modulation optique et la mise en forme de faisceau 23

2.1 La propagation de faisceaux cohérents 23
2.1.1 Les équations de Maxwell et l'équation de Helmoltz 23
2.1.2 Propagation libre 24
2.1.3 Champ proche et champ lointain ; diffraction de Fraunhofer et de Fresnel 25
2.1.4 Diffraction de Fraunhofer ou spectre spatial 26
2.1.5 Une onde progressive particulière : le faisceau gaussien 26
2.2 La modulation optique 28

2.2.1 Définition de la modulation : transmission complexe 28
2.2.2 Effet de la modulation sur la propagation et la diffraction 29
2.2.3 Un cas particulier : la lentille 30
2.3 La mise en forme de faisceau 32
2.3.1 Solution exacte et solutions approchées 32
2.3.2 Modulation d'amplitude ou de phase ? 33
2.3.3 Mise en forme par modulation de phase 35
2.4 Conclusion : pourquoi la mise en forme en configuration de Fourier par modulation de phase ? 38

Chapitre 3. La phase en optique : définition, modulation et mesure 39

3.1 Qu'est-ce que la phase ? 39
3.1.1 Phase temporelle et phase spatiale 39
3.1.2 Phase spatiale et marche optique 40
3.1.3 Description du front d'onde 41
3.2 Les modulateurs de phases 42
3.2.1 Les miroirs déformables 42
3.2.2 Les Elements d'Optique Diffractive 43
3.2.3 Les Modulateur Spatiaux de Lumière 43
3.2.4 Quel modulateur pour quelle application ? 44
3.3 Les mesures de front d'onde 45
3.3.1 Le Schack-Hartmann 45
3.3.2 L'interféromètre à décalage de phase 46
3.4 Conclusion 47

Chapitre 4. Le calcul de carte de phase 49

4.1 Notes préliminaires 49
4.1.1 Un compromis entre efficacité et fidélité 49
4.1.2 Le critère d'optimisation 50
4.1.3 Quantification de la phase 51
4.1.4 Taille de fenêtre et précision des plans objet et image 52
4.2 Les différents algorithmes 53
4.2.1 Calcul direct 53

4.2.2 Des prismes et des lentilles - cas monopoint 53
4.2.3 Algorithmes d'optimisation classiques 55
4.2.4 Algorithmes (micro)génétiques et évolutionnaires 59
4.2.5 *Iterative Fourier Transform Algorithms* 65
4.2.6 La famille des *input-output* 67
4.3 Mise en série 69
4.3.1 Les algorithmes génétiques et évolutionnaires 69
4.3.2 Les algorithmes d'optimisation locale 71
4.4 Comparaison 71
4.4.1 Détails des différents algorithmes 72
4.4.2 Résultats comparatifs 74
4.5 La mise en forme 3D 79
4.5.1 Algorithme de Gerchberg-Saxton par somme 79
4.5.2 Algorithme de Gerchberg-Saxton par propagations multiples 80
4.6 Conclusion 81

CHAPITRE 5. Station de micro-/nano-usinage : les outils 83

5.1 Schéma complet 83
5.2 Les sous-modules 84
5.2.1 Source laser à impulsions femtosecondes 84
5.2.2 Miroir déformable 85
5.2.3 SLM nematic parallèle : modulateur de phase 87
5.2.4 SLM nematic twisté : modulateur d'amplitude 94
5.2.5 Contrôle de la modulation par interféromètre à décalage de phase 96
5.2.6 Systèmes afocaux de conjugaison optique 97
5.2.7 Platines de translation trois axes: XYZ 98
5.2.8 Système de visualisation temps réel du plan de travail 99
5.3 Conclusion 100

CHAPITRE 6. Station de micro-/ nano-usinage : les fonctions 102

6.1 Les fonctions de traitement optiques 102
6.1.1 La correction de front d'onde 102

6.1.2 La mise en forme au plan focal par modulation de phase 105
6.1.3 La mise en forme au plan image par masque d'amplitude 109
6.2 Les fonctions mécaniques et opto-mécaniques 110
6.2.1 Fonctionnement direct - gravure/découpe de motifs complexes 110
6.2.2 Mesure *in sit*u et contrôle automatique de focalisation 110
6.3 Conclusion 114

Chapitre 7. Les réalisations 115

7.1 Usinage sub-micrométrique 115
7.1.1 Usinage en limite d'ablation 116
7.1.2 Application à l'usinage de composants plasmoniques 118
7.2 Parallélisation de procédé et réduction des temps d'usinage 120
7.2.1 Marquage rapide par mise en forme multi-point 120
7.2.2 Mise en forme dynamique de faisceau 127
7.3 Contrôle de la qualité d'usinage par la forme du faisceau 128
7.3.1 Formes de faisceau 129
7.3.2 Densité surfacique d'énergie, énergie par impulsion et puissance moyenne 130
7.3.3 Usinage de rainure - impact sur la qualité d'usinage 131
7.4 Conclusion 135

Conclusion et perspectives 137

Annexe Abbreviations 141

Introduction générale

Depuis la première mise en œuvre pratique du laser dans les années 60 [1], ses évolutions scientifiques et techniques n'ont cessé de croître. En particulier, l'apparition relativement rapide de sources laser pulsées - c'est-à-dire de sources émettant une succession d'impulsions plus ou moins brèves à une cadence donnée - a permis de mieux sonder, et donc de mieux comprendre, des phénomènes se déroulant à des échelles de temps jusqu'alors mal connues. En effet, le développement du pompage flash en 1960, de la technique dite de *Q-switching* en 1961-1962 [2], puis des différentes méthodes de blocage de modes entre 1964 et le début des années 80 [3–5] a permis d'atteindre des durées d'impulsions respectivement de l'ordre de la milli-(10^{-3}), de la nano-(10^{-9}), de la pico-(10^{-12}) et enfin de la femto-(10^{-15}) seconde, rendant possibles des observations du même ordre de grandeur.

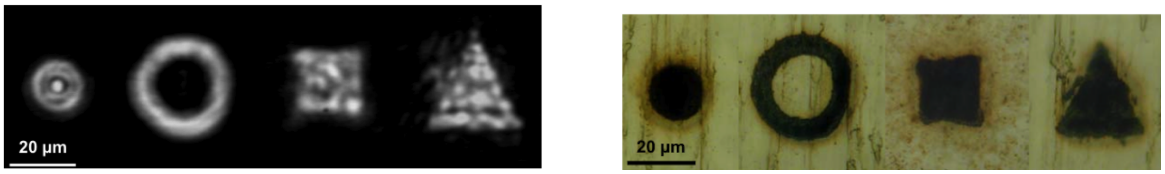
Outre le fait de rendre possible l'observation de phénomènes de plus en plus courts, la réduction de la durée d'impulsion permet l'augmentation radicale de la puissance crête, définie comme le rapport de l'énergie contenue dans l'impulsion sur sa durée. De plus, l'apparition et le développement d'une autre technique : l'amplification par dérive de fréquence (ou *CPA* pour *Chirped Pulse Amplification*), initialement présentée par D. Strickland et G. Mourou en 1985 [6], a rendu possible un gain supplémentaire sur la puissance crête des sources laser. En effet, l'augmentation de ces puissances crêtes met en évidence des phénomènes non linéaires intra-cavité, limitant l'énergie disponible dans les impulsions. Le principe *CPA* consiste en l'étirement temporel de l'impusion, l'amplification de cette impulsion «longue», puis sa re-compression. Les étapes d'étirement et de compression sont réalisées en introduisant dans la chaîne laser un ensemble volontairement chromatique : une impulsion courte étant nécessairement polychromatique (et d'autant plus polychromatique qu'elle est courte), il suffit pour l'étirer (respectivement la compresser) de déphaser (respectivement mettre en phase) temporellement ses différentes composantes colorées. Ce concept de maîtrise de la phase spectrale pour le contrôle de la forme temporelle de l'impulsion s'est d'ailleurs largement développé et on parle aujourd'hui de mise en forme (temporelle) d'impulsions ultrabrèves, appliquée par exemple aux techniques d'optimisation de certains aspects de l'interaction laser/matière [7].

La combinaison de ces différentes techniques est aujourd'hui réalisée dans un contexte industriel et il existe à l'heure actuelle des dizaines de sources ultrabrèves commerciales aux propriétés variées. Il n'est donc par rare de trouver dans un laboratoire de recherche une source laser solide émettant des impulsions

d'une durée typique de cent femtosecondes, d'une énergie de l'ordre du millijoule à une cadence de quelques kilohertz. Une fois focalisé, ce type de source donne accès à une densité surfacique de puissance de l'ordre de 10^{15} W/cm^2. Une telle densité a permis de mettre en évidence le comportement hautement non linéaire de l'interaction laser/matière. Des effets tels que l'autofocalisation, l'auto-modulation de phase, la génération d'harmoniques d'ordre élevé ou la modification d'indice optique ont pu être mieux observés et donc mieux compris. Ainsi, certains de ces effets nous permettent d'aller encore plus loin : la génération d'harmoniques d'ordre élevé par exemple permet aujourd'hui de réaliser des sources atto-(10^{-18}) [8] et d'envisager le domaine zeptoseconde (10^{-21}) [9].

En outre, cette densité est du même ordre de grandeur que celle liant les éléments constituants la matière entre eux (électrons, ions, molécules). Il devient alors possible de rompre ces liaisons, et donc d'usiner n'importe quel matériau avec une telle source. En outre, l'aspect ultrabref du dépôt d'énergie permet d'éviter que celle-ci ne se diffuse thermiquement à partir de la zone irradiée, limitant les modifications des propriétés du matériau au voisinage de la zone visée. Les sources laser ultracourtes ont donc ouvert la voie de l'usinage laser dit «athermique». L'association de la résolution micrométrique de cette interaction avec les techniques actuelles de déplacement (du faisceau ou de la cible) permet donc la réalisation de composants structurés à deux échelles . Par ailleurs, l'épaisseur ablatée est elle aussi contrôlable. Le procédé d'usinage par laser ultrabref permet donc une structuration précise de grandes surfaces sans modification du matériau. Ces spécificités en font une technique intéressante dans un cadre industriel ; c'est pourquoi certaines applications existent déjà dans ce cadre : la texturation de buses d'injection, la découpe d'implants chirurgicaux (*stents*) ainsi que la correction des amétropies de l'œil par procédé LASIK (*LAser in-SItu Keratomileusis*).

Pour aller plus loin dans cette voie, une compréhension précise de l'interaction du rayonnement avec la cible est nécessaire. Si aujourd'hui plusieurs points restent discutés, il a été observé que la morphologie des cratères obtenus par ce que l'on appellera une ablation femtoseconde est très similaire à celle de la répartition spatiale d'énergie du faisceau lumineux. Ainsi est apparue de façon naturelle la question du contrôle de cette répartition : tel un opérateur changeant la fraise ou l'outil de son tour afin de l'adapter au mieux au travail à réaliser, est-il possible de contrôler la forme de la tache focale du laser ? La réponse, positive, à cette question a en particulier été donnée au début du siècle par le groupe *Interraction laser/matière* du *Laboratoire Hubert Curien (LaHC) de l'Université Jean Monnet (UJM)* [10, 11]. Les travaux de Sanner *et al.* ont en effet démontré qu'il est possible, à l'aide d'un modulateur de phase en configuration de Fourier, de contrôler le forme du faisceau dans le plan d'usinage comme indiqué par la figure 1(a). Les spécificités de la physique de l'interaction laser/matière en régime utlrabref, et en particulier femtoseconde, induit alors une ablation de la même forme sur la cible, comme l'illustre la figure 1(b). Ces travaux montrent également que la seule correction des aberrations du faisceau incident permet une nette amélioration de la qualité d'usinage [12].



(a) Mises en forme de faiceau

(b) Ablations

Figure *1: Résultats présentés par Sanner et al. dans [11] comme démonstration de la faisabilité de la technique d'ablation par laser mis en forme.*

Le transfert de technologie basé sur une expertise recherche peut conduire à des applications très innovantes lorsqu'il concerne des procédés scientifiquement complexes. C'est l'une des raisons pour lesquelles l'*UJM* s'est dotée d'une structure adaptée pour cette mission : la *Plateforme Femtoseconde (PF)*. Cette entité, partenariat entre l'*UJM*, *Telecom Saint-Etienne*, *le Pôle Optique Rhône-Alpes* et la société *Impulsion*, permet la mise en œuvre de ce transfert du laboratoire vers l'industrie dans des secteurs précis (santé, automobile, marquage). Citons comme exemple concret de ce transfert le développement de la première machine de production de pièces automobiles basée sur un procédé femtoseconde en 2010.

Le travail de thèse présenté ici a été réalisé dans le contexte de la *PF*. Son objectif principal est le développement d'une station prototype de micro-/nano- usinage intégrant des techniques de contrôle de la forme spatiale du faisceau similaire à celle exploitée au sein du LabHC afin de prouver l'adaptabilité et l'apport de ces techniques dans un contexte industrio-commercial. L'applicabilité de l'outil en particulier à la réalisation de composants optiques spécifiques (à résonnance plasmonique) et au marquage d'éléments de traçabilité a été démontrée.

Pour présenter ce travail, ce mémoire est divisé en quatre grandes parties :

- La première partie présente les spécificités de l'usinage par laser à impulsion femtoseconde. Comme solution à certaines de ses limites, nous proposons la mise en œuvre de techniques de mise en forme de faisceau ; le potentiel de l'association des deux techniques est également présenté (**chapitre 1**).
- La deuxième partie s'intéresse aux différents aspects de la technique de mise en forme de faisceau et justifie des choix faits lors du développement de l'outil. Cette deuxième partie s'intéresse plus particulièrement au formalisme des différentes techniques de modulation pour la mise en forme de faisceaux optiques, en particulier par modulation de phase pure (**chapitre** 2), aux outils permettant cette modulation en pratique (**chapitre** 3), et au calcul de carte de phase associée à une forme donnée (**chapitre** 4).
- La troisième partie présente en détail la station de travail développée : après une description complète des éléments la composant et des effets réels sur la forme du faisceau (**chapitre 5**), les fonctions optiques et opto-mécaniques développées sont détaillées (**chapitre 6**).

- Une quatrième et dernière partie présente différentes applications de ces outils à des usinages spécifiques (usinages nanométriques, marquage de codes identifiants) démontrant l'intérêt de leur utilisation en terme de réduction des durées d'usinage, d'amélioration et/ou d'automatisation du procédé.

Chapitre 1

Le potentiel de la mise en forme de faisceau appliquée à l'usinage laser femtoseconde

Aujourd'hui l'utilisation de sources lasers est courante dans de nombreux domaines aussi variés que l'instrumentation (télémétrie, microscopie cohérente, tomographie cohérente, etc.), la biologie (micromanipulation, nanochirurgie cellulaire, etc.), la médecine (chirurgie de l'oeil, traitements épidermiques etc.) et la mécanique (soudure, découpe, texturation). Depuis le début du XXIe siècle dans ce dernier domaine, les lasers à impulsions femtosecondes se sont imposés grâce à leur nombreux avantages et en particulier la qualité et la précision des usinages qu'ils permettent. Si les particularités de l'interaction entre un rayonnement laser femtoseconde et la matière sont encore principalement étudiées et exploitées en laboratoire, de plus en plus d'applications industrielles voient le jour, apportant de nouveaux défis en terme d'efficacité, de simplicité et de flexibilité de mise en œuvre. Notre travail est une contribution à l'effort d'accès à cette technologie pour les marchés industriels et consiste en la combinaison d'une source à impulsions femtosecondes avec des techniques de mise en forme de faisceau.

1.1 La croissance de l'intérêt pour l'usinage femtoseconde

L'évolution des techniques mises en œuvre dans les sources lasers a mené au développement de produits commerciaux dont les caractéristiques permettent d'usiner tous types de matériaux ; nous nous intéressons en particulier ici au cas des métaux (aciers inoxydables particulièrement). Le principal intérêt de ce type de source (femtoseconde) pour l'usinage est la précision du dépôt d'énergie et *a fortiori* de l'usinage réalisé. Pour le comprendre nous présentons succintement le principe de l'interaction laser femtoseconde/métal.

1.1.1 Un procédé précis au micron

Les métaux sont des matériaux aux propriétés optiques spécifiques (forte réflexion et absorption) du fait de leur structure. Ils peuvent être décrits comme un réseau d'ions entourés par un nuage d'électrons libres. Les transferts énergétiques entre électrons libres ont une durée caractéristique de l'ordre de la picoseconde (1 à 10 ps), alors que ceux depuis le nuage d'électrons vers la matrice d'ions sont plus lents (typiquement $0,1$ à 1 ns). Lors de l'exposition à une impulsion femtoseconde, l'énergie lumineuse est absorbée quasi instantanément par le nuage d'électrons ; mais celle-ci ne se diffuse donc pas dans un premeir temps. Le solide se trouve alors dans un non-équilibre, composé d'un nuage d'électrons chauds entourant une matrice d'ions froids. S'opère ensuite une thermalisation électrons-réseau qui permet le transfert de l'énergie déposée vers la matrice d'ions. Dès lors, selon la quantité d'énergie, différents mécanismes de relaxation peuvent apparaître menant à l'ablation de matériau à une échelle de temps typique de l'ordre de la centaine de picosecondes à la nanoseconde [13]. Si l'énergie incidente n'est pas suffisante pour atteindre cette ablation, le matériau irradié est néanmoins fortement modifié et peut subir une réorganisation, telle que l'apparition de structures périodiques couramment appelées *ripples* ou *Laser Induced Periodic Structures (LIPS)*.

D'un point de vue spatial, compte-tenu des ordres de grandeur temporels des différents phénomènes, la diffusion thermique n'a lieu que sur des distances faibles, *i.e.* quelques microns [14]. Pour la décrire, un *modèle à deux températures* (celle du nuage d'électrons et celle de la matrices d'ions) est habituellement utilisé dans une version à deux dimensions : une direction transverse correspondant à la surface du matériau (r) et celle de l'axe laser (z) [13]. Il faut tenir compte dans cette dernière d'un effet de peau, illustrant que l'énergie optique n'est déposée qu'en surface du matériau cible (épaisseur de peau typique de quelques dizaines de nanomètres). Au final, la zone complète affectée par le dépôt et la diffusion est couramment appelée *Zone Affectée Thermiquement (ZAT)*. L'extension de cette zone dépend fortement de la durée d'impulsion [15] comme l'illustre la figure 1.1 montrant des impacts de tirs lasers sur de l'acier inoxydable avec des durées d'impulsion de l'ordre de la nanoseconde et de la centaine de femtosecondes, le premier laissant des traces clairement visibles de modifications thermiques au voisinage de l'impact.

(a) 8 ns (b) 180 fs

Figure *1.1: Ablation d'acier inoxydable par des impulsions de durées nanoseconde (a) et femtoseconde (b) : mise en évidence des effets thermiques. Photographies issues de [16]*

La limitation spatiale de ce transfert d'énergie permet donc de contrôler précisément la zone effectivement modifée et en particulier l'étendue de la zone ablatée dans les deux directions (transverse et axiale). Ce contrôle s'appuie sur la connaissance du *taux d'ablation* et du *seuil d'ablation*, que nous détaillons par la suite.

1.1.1.1 Contrôle de la profondeur d'usinage : notion de taux d'ablation

De nombreux travaux se sont intéressés à la profondeur d'ablation obtenue par irradiation d'un échantillon par une impulsion laser femtoseconde [13, 17, 18]. La notion d'un taux d'ablation se retrouve systématiquement dans ces études, c'est-à-dire que l'on peut définir une profondeur ablatée par impulsion. Ce taux est lié à l'épaisseur caractéristique du transfert d'énergie dans la direction de l'axe laser (z). Il est donc cohérent qu'il dépende à la fois des propriétés du matériau (en particulier de sa conductivité thermique) et de la quantité d'énergie déposée, elle même fonction de la quantité d'énergie incidente. Les mesures de taux d'ablation d'un matériau s'illustrent donc souvent sous la forme d'une courbe donnant la profondeur d'ablation d'une impulsion en fonction de la densité surfacique d'énergie. Donnons pour exemple les résultats obtenus sur de l'acier inoxydable de type 316.

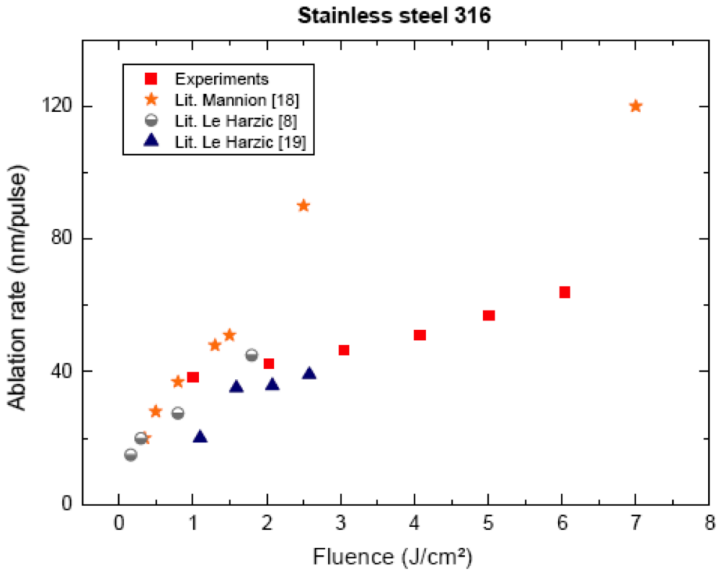


Figure *1.2: Courbe de taux d'ablation de l'acier inoxydable 316 ; graphique issu de [18]*

Notons que dans le cas de ce matériau et dans des conditions d'éclairement courantes (1 à 5 J/cm^2), chaque impulsion ablate une couche de quelques dizaines de nanomètres. Le contrôle du nombre d'impulsion auquel est exposé l'échantillon permet donc le contrôle de la profondeur d'usinage avec une précision du même ordre de grandeur. En comparaison aux différentes méthodes d'usinage plus classiques (comme les machines-outils), cette précision représente un gain d'au moins trois à quatre ordres de grandeur.

1.1.1.2 Contrôle des dimensions transverses : notion de seuil d'ablation

Une autre notion importante dans le domaine de l'usinage laser femtoseconde est le seuil d'ablation. Comme nous l'avons présenté précédemment, lorsqu'un métal est irradié par une impulsion femtoseconde, l'énergie est déposée très localement et diffuse peu. Ainsi, seule la zone irradiée et son voisinage proche peuvent être modifiés. Pour que l'ablation ait lieu, la quantité d'énergie déposée doit être suffisante pour déclencher les différents mécanismes de relaxation menant à l'expulsion de matière. La quantité d'énergie minimale pour que ces phénomènes aient lieu est appelée seuil d'ablation. En pratique, ce seuil n'est pas défini en terme d'énergie déposée mais en terme d'énergie incidente sur le matériau. Le lien entre les deux étant fortement dépendant des propriétés de l'échantillon (absorption, réflexion, conductions thermiques etc.), la valeur de ce seuil varie avec le matériau. Cependant Stuart *et al* ont montré qu'il est indépendant de la durée de l'impulsion en régime femtoseconde [19].

Dans l'hypothèse d'un faisceau laser gaussien, l'énergie transportée par une impulsion est répartie spatialement en suivant une loi gaussienne dont la dimension est celle du faisceau optique. Ainsi la taille de l'impact créé par une telle impulsion est donnée par :

$$F_{Max}\ e^{-2\left(\frac{r_i}{w_0}\right)^2} = F_{Seuil} \quad \Longleftrightarrow \quad \left(\frac{r_i}{w_0}\right)^2 = ln\left(\sqrt{\frac{F_{Max}}{F_{Seuil}}}\right) \tag{1.1}$$

où r_i est la dimension de l'impact, w_0 est la dimension du faisceau optique, appelée *waist*, F_{Max} et F_{Seuil} sont respectivement les densités surfaciques d'énergie atteintes au centre du faisceau et au seuil d'ablation.

Cette relation s'illustre graphiquement sous la forme suivante :

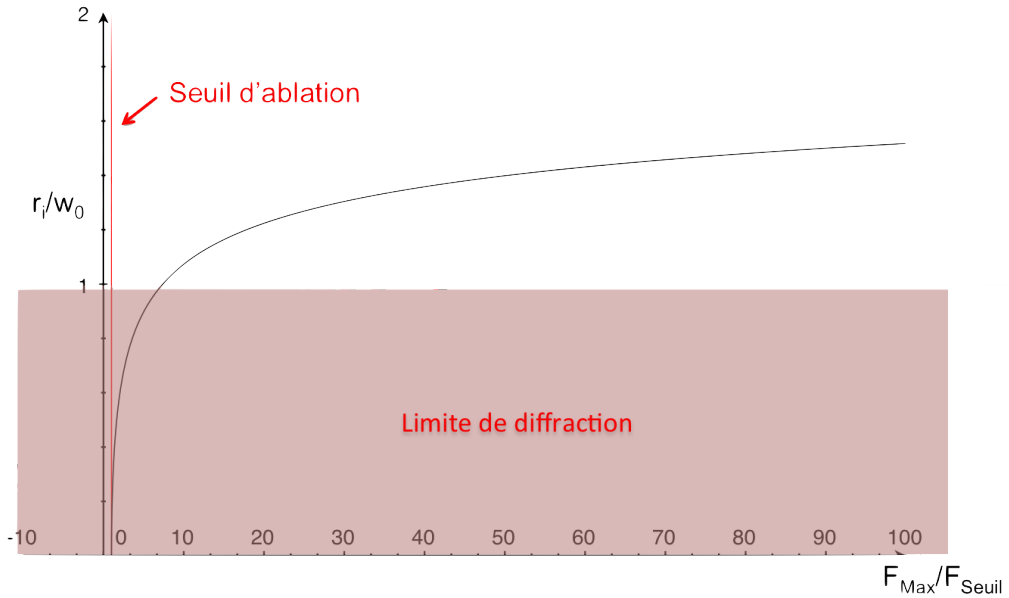


Figure *1.3: Dimension théorique (relative à la dimension du faisceau) de l'impact marqué en fonction de l'énergie*

Notons qu'il est possible d'exploiter des conditions dans lesquelles la dimension de l'impact est inférieure à la limite de diffraction donnée par la taille du faisceau optique (zone en rouge sur le graphique correspondant à un ratio $\frac{r_i}{w_0}$ inférieur à 1). Ce principe est illsutré par la figure 1.4(b). Le cas général est quant à lui représenté par la figure 1.4(a).

(a) Cas d'une ablation femtoseconde usuelle

(b) Cas d'une ablation à la limite du seuil

Figure *1.4: Illustration de l'évolution de la taille d'impact lors d'une ablation supérieure (a) et proche (b) du seuil*

Plus généralement, le graphique 1.3 illustre clairement que le choix de l'énergie par impulsion (liée à F_{Max}) permet théoriquement de faire varier la taille de l'impact. De manière raisonnable, le ratio $\frac{F_{max}}{F_{Seuil}}$ sera rarement supérieur à quelques dizaines, de sorte que les impacts couramment observés ont une dimension voisine de celle du waist optique (le ratio $\frac{r_i}{w_0}$ est typiquement entre 0,8 et 1,2). Celui-ci peut être choisi en modifiant la distance focale de l'optique d'usinage ; la dimension usuelle est cependant de l'ordre de la dizaine de microns. Cette précision représente là encore un gain d'un à deux ordre(s) de grandeur par rapport aux outils mécaniques usuels d'usinage.

1.1.1.3 Des dimensions accessibles du micron au décimètre

Ainsi par les notions de seuil et taux d'ablation, la taille d'impact est fixée dans les deux directions (diamètre et profondeur) par le couple de paramètres énergie par impulsion et taille de faisceau. Le choix de ces paramètres permet donc le contrôle des dimensions des impacts réalisés. En outre, les précisions accessibles sont de l'ordre de la dizaine de nanomètres en profondeur, et du micromètre pour le diamètre [1]. Signalons que cet ordre de grandeur se retrouve dans des domaines proches tels que celui de la photopolimerisation à deux photons.

Par ailleurs, la création de motifs complets ou la texturation de grandes surfaces nécessitent un déplacement relatif de l'échantillon par rapport au faisceau laser. Dans les deux cas (déplacement du fais-

1. Ces ordres de grandeurs concernent l'ablation réalisé au niveau du point focal dans des conditions "classiques" ; en pratique il faut évidemment tenir compte des propriétés optiques du faisceau, notamment son ouverture, qui fixe une profondeur de champ d'usinage

ceau ou de l'échantillon), les technologies actuelles (platines de translation/de rotation, scanners galvanométriques, etc.) permettent ce déplacement sur des courses centi- voire décimétriques avec des précisions micro- voire nanométriques. L'usinage laser femtoseconde permet donc la réalisation de marquages/découpes/texturations sur de grandes surfaces avec une très grande précision. Ce double avantage en fait donc un outil très prometteur dans un cadre industriel.

1.1.1.4 Conclusion

L'usinage par laser à impulsions femtosecondes possède donc des arguments de poids pour s'imposer comme une technique de micro-usinage, les principaux étant sa flexibilté et son contrôle précis des dimensions accessibles à l'échelle micro- et nanométrique par des paramètres simples (nombre d'impulsion, quantité d'énergie par impulsion et taille du faisceau focalisé). Ces arguments sont suffisamment convaincants pour que le procédé soit peu à peu transféré depuis les laboratoires vers les sites industriels ; divers exemples de ce transfert sont donnés en fin de ce chapitre.

1.1.2 Les limites des procédés femtosecondes

Bien évidement, les procédés d'usinage femtoseconde ne sont pas une solution universelle. Il existe certaines limites à leur applicabilité : la forte dépendance du résultat au matériau utilisé ainsi qu'une faible productivité et flexibilité comme détaillé ci-après.

1.1.2.1 Une interaction sensible au matériau

Seuil et taux d'ablation

Comme nous venons de le voir, le contrôle des dimensions de l'impact laser n'est possible qu'à condition de connaitre le comportement du matériau cible, *i.e.* de disposer des valeurs du seuil et du taux d'ablation. Ce n'est qu'à partir de ces deux valeurs qu'un dimensionnement peut être réalisé de manière optimale. Or la définition exacte, et par conséquent la mesure, de ces deux propriétés ne sont pas universelles, ce qui explique la dispersion des valeurs données dans la littérature. Cette confusion est d'autant plus marquée par l'existence de différents seuils : d'ablation, de marquage, de dommage etc. Le développement d'un procédé femtoseconde nécessite donc en premier lieu l'acquisition d'une connaissance empirique du comportement du matériau grâce à des réalisations simples telles que des impacts statiques ou des rainures. Ce processus d'apprentissage rallonge le temps d'accès à la technique.

Certains aspects de l'interaction encore non maitrisés

Si les aspects fondamentaux de l'interaction laser/matière en régime femtoseconde que nous avons présentés jusqu'ici sont relativement connus et maîtrisés, d'autres sont encore discutés aujourd'hui. Citons l'apparition d'une nanostructuration périodique (*ripples* ou *LIPS*) en surface de nombreux métaux après

irradiation, telle que visible sur la figure 1.5. Les conditions et la dynamique d'apparition de cette réorganisation de surface sont le sujet de nombreux travaux de recherche. Ceux-ci ont permis de déterminer certaines de ses propriétés (orientation, période) ; citons pour exemple la rotation de cette structuration avec la polarisation du faisceau laser incident. Ces connaissances permettent l'exploitation de ces *ripples*, en particulier dans le domaine de la tribologie et de la mouillabilité de surface [20], mais aussi celui de la traçabilité [21, 22]. Cependant, dans la plupart des cas cet effet reste nuisible à la qualité de l'usinage réalisé en créant une rugosité de surface.

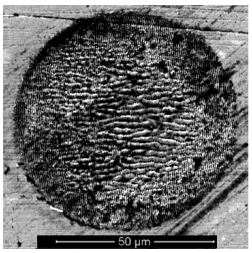


Figure *1.5: Restructuration de la surface d'un échantillon d'acier inoxydable après irradiation femtoseconde*

1.1.2.2 Des durées d'usinage longues

La durée d'usinage est limitée par la durée physique nécessaire à l'ablation. Celle-ci est fixée par les dimensions de l'usinage à réaliser.

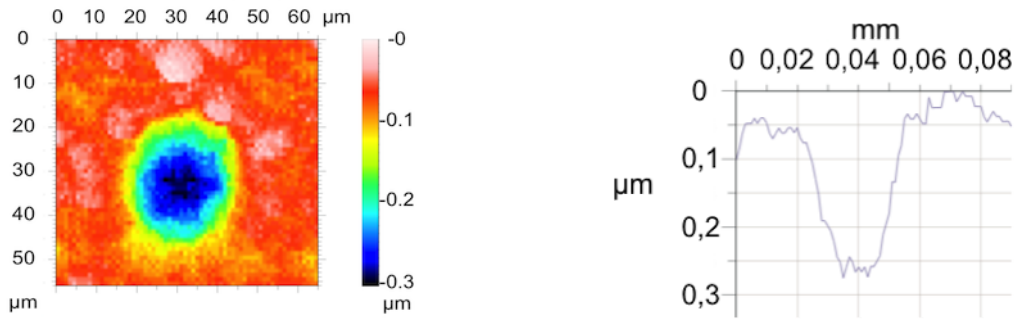
Tout d'abord sa profondeur par l'intermédiaire du taux d'ablation. Dans le cas de l'inox 316, celui-ci peut être estimé à une cinquantaine de nanomètres par impulsion pour une valeur médiane. Ainsi, pour ablater une profondeur d'un micromètre, vingt impulsions sont nécessaires. Le temps de génération de ces impulsions dépend de la cadence de la source utilisée. Ancona *et al.* ont montré que celle-ci est limitée à quelques centaines de kilohertzs [23]. En effet, si la cadence laser augmente, la durée entre impulsions diminue, de sorte que le matériau dispose d'une durée moindre pour se relaxer et revenir dans l'état initial avant l'exposition à une seconde impulsion. Cette relaxation comporte deux aspects principaux : l'évacuation des particules éjectées durant l'ablation et la diffusion de l'énergie résiduelle. Si la durée entre deux impulsions est trop courte, les particules éjectées risquent d'écranter la zone cible, et donc de réduire l'énergie effectivement incidente, et par suite l'épaisseur de matériau ablatée par la seconde impulsion. Par ailleurs, si l'énergie résiduelle après ablation n'a pas le temps de se diffuser avant l'arrivée de cette seconde impulsion, celle-là va s'accumuler, augmentant la température de la cible et déclenchant de nouveaux effets thermiques au voisinage de l'impact, dégradant *in fine* la qualité de l'usinage. Dans le cas des aciers inoxydables, la cadence limite typique d'apparition de ces effets est de 300 kHz [23]. A cette cadence le temps nécessaire à l'ablation d'une épaisseur d'un micromètre est donc environ de 70 µs.

Il faut ensuite tenir compte de l'étendue spatiale de l'usinage considéré. En effet, comme nous l'avons vu au §1.1.1.2, le diamètre d'impact est typiquement de l'ordre de la dizaine de micromètres. Le surfaçage

ou la texturation de grandes surfaces (de l'ordre du mm^2 au cm^2) implique donc un grand nombre de répétitions spatiales, et donc un temps de réalisation d'autant plus long. En outre, pour atteindre la durée d'usinage réelle, ce temps physique sera augmenté du temps mécanique nécessaire au déplacement relatif de l'échantillon par rapport au faisceau. En pratique, la plupart des usinages réalisés sur la PF présentent une durée moyenne unitaire de l'ordre de quelques minutes à quelques dizaines de minutes, pour des surfaces utiles de quelques centimètres carrés. Cet ordre de grandeur est long en comparaison aux chaînes de production industrielles produisant jusqu'à des millions de pièces par jour.

1.1.2.3 Une constante à prendre en compte : le faisceau gaussien

Enfin, les réalisations effectuées par usinage laser en général, et à impulsions femtosecondes en particulier, sont limitées par l'abscence de flexibilité en terme d'outil (optique). En effet, un faisceau laser pésente une répartition spatiale d'énergie gaussienne, dont seule la dimension caractéristique (*waist*) peut être modifiée [2]. Lors de l'interaction avec un matériau, le faisceau dépose donc plus d'énergie au centre de la zone ciblée que sur les bords. Ainsi la profondeur ablatée variera en fonction de la position à l'intérieur d'un impact laser. Cependant, cette profondeur n'est pas proportionnelle à la densité surfacique d'énergie, comme l'illustre le graphique 1.2 dans le cas particulier de l'acier inoxydable 316. Le profil d'impact ne conservera donc pas le profil gaussien du faisceau optique ; en outre ce profil varie d'un matériau à l'autre du fait de la variation de la courbe de taux d'ablation. Un profil typique est donné par la figure 1.6.



(a) (b)

Figure *1.6: Profil bi-dimensionnel (a) et radial (b) typique d'un impact d'ablation femtoseconde (l'inox 316)*

Un profil d'impact sera donc intrinsèquement non uniforme et non prévisible sans connaissance des seuils et taux d'ablation du matériau cible. La réalisation de texturations ou de surfaçages devra donc tenir compte de cet effet. Citons comme exemple l'impossibilité de réaliser des zones anguleuses du fait de la forme circulaire de l'impact : le surfaçage d'une zone carrée ou triangulaire présentera donc des angles arrondis. Cependant, le rayon de cet arrondi est lié à la taille de l'impact élémentaire. Selon l'ordre de grandeur du motif complet, cet effet sera plus ou moins marqué.

2. en changeant l'optique d'usinage.

1.2 Notre solution : la mise en forme de faisceau

Nous proposons d'adjoindre une technique de mise en forme de faisceau à une station de micro-usinage laser femtoseconde afin d'acroître son potentiel. En effet, le contrôle de la répartition spatiale d'énergie dans la zone d'usinage permet un meilleur contrôle du dépôt d'énergie et donc de l'usinage réalisé. Nous présentons ici deux domaines liés à la mise en forme de faisceau : l'holographie et les pincettes optiques - signalons cependant qu'il existe bien d'autres domaines d'application tels que la correction de faisceau et les systèmes de lecture des support de type CD, DVD et Blu-Ray. A partir des résultats obtenus dans ces deux contextes, nous présentons le gain potentiel que représente la mise en place de cette technique dans un contexte d'usinage laser par impulsions femtosecondes.

1.2.1 Deux approches de la mise en forme : l'holographie et les pincettes optiques

1.2.1.1 L'holographie

L'holographie a été découverte par D. Gabor en 1947-1948 et récompensée du prix Nobel en 1971. Elle s'est développée grâce à l'apparition de sources laser à partir de 1960. Son principe consiste en l'enregistrement d'une figure d'interférence créée par somme d'une onde dite de référence et d'une autre transportant une information (par exemple après réflexion sur un objet physique). Si cette figure est ensuite éclairée par l'onde de référence, l'information est restituée, recréant une image virtuelle de l'objet. Le formalisme associé est présenté ci-après. Le schéma classique du montage permettant l'enregistrement d'un hologramme est donné en figure 1.7

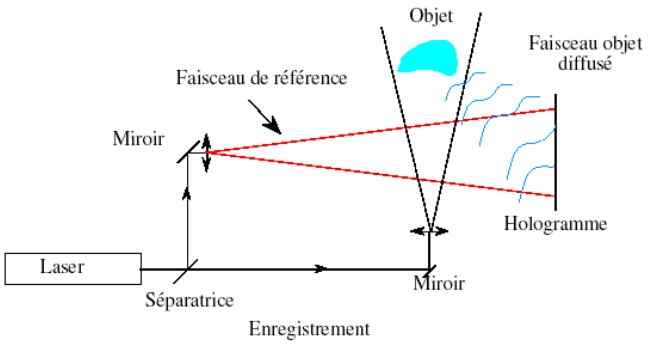


Figure *1.7: Schéma d'un montage classique pour l'enregistrement d'un hologramme*

La figure d'interférence est composée par la somme de l'onde objet O et de l'onde de référence R. La plaque photosensible enregistre cette figure. Pour illustrer simplement le concept, supposons que la transmission de l'hologramme après révélation est proportionnelle à l'éclairement reçu. Elle s'écrit alors :

$$T_H = T_0\ (O+R)(O+R)^* = T_0\ \left[|O|^2 + |R|^2 + OR^* + O^*R\right] \tag{1.2}$$

Lorsque cette plaque est éclairée par l'onde de référence, on obtient alors une onde diffractée O' vérifiant:

$$O' = R \times T_H = T_0 \ \left[R\ (|O|^2 + |R|^2) + O\ |R|^2 + RO^*R\right] \tag{1.3}$$

L'onde O' est donc composée de trois termes. Chacun d'entre-eux peut être interprété de la façon suivante :

- $R\ (|O|^2+|R|^2)$ est une transmission directe de l'onde de référence éclairant l'hologramme. On l'appelle ordre 0 de la diffraction.
- $O\ |R|^2$ est une onde proportionnelle à l'onde objet O. Elle forme donc une image de l'objet ayant servi à enregistrer l'hologramme. C'est l'ordre 1 de la diffraction.
- RO^*R correspond à l'ordre -1 de la diffraction, c'est-à-dire qu'elle crée une image conjuguée de l'objet considéré O.

Si à l'origine l'hologramme était physiquement enregistré dans un matériau photosensible, l'évolution des systèmes de caméra a permis le développement de *l'holographie numérique*[3] ; l'hologramme est alors enregisré numériquement. La reconstruction peut alors être simulée par ordinateur. Ce concept, initialement introduit par Goodman et Lawrence [24], a ensuite été adapté à la microscopie pour la mesure simultanée de contraste d'amplitude et de phase à l'échelle du micromètre [25, 26]. L'intérêt est que l'acquisition des hologrammes peut être faite à cadence vidéo, et donc qu'une vue dynamique de l'objet est accessible. En outre, l'aspect numérique de la reconstruction permet d'y appliquer des traitements permettant son amélioration.

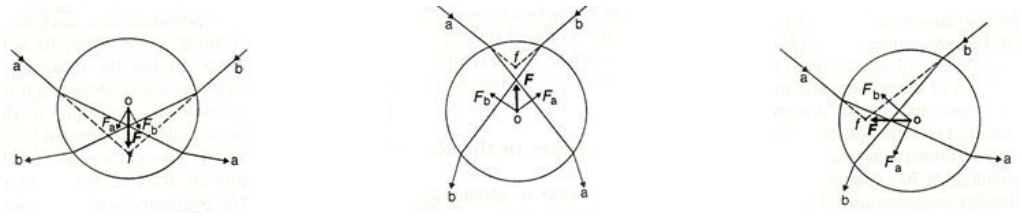
L'approche que nous avons ici est inverse : il s'agit de pré-calculer une modulation (en fait un hologramme) qui permet d'obtenir un objet donné (ici, une répartition spatiale d'énergie dans le plan d'usinage) à partir d'une onde de référence gaussienne. Il s'agit donc d'obtenir une reconstruction de notre objet, mais en partant de celui-ci et non de l'hologramme comme dans le cas précédent. Malgré cette inversion de nombreux travaux du domaine de l'holographie, et en particulier de l'holographie numérique, sont applicables ici.

1.2.1.2 Les pincettes optiques

En 1970, Ashkin a montré que la focalisation d'un faisceau laser sur une particule de latex ou de verre en suspension dans une solution aqueuse permet de la déplacer [27]. En effet, les rayons pénetrant dans ladite particule subissent une réfraction, c'est-à-dire un changement de direction. Les photons constituant le rayonnement voient donc leur quantité de mouvement modifiée. Cette variation est équilibrée par l'exercice d'une force dite radiative s'appliquant sur la particule. Si celle-ci se trouve en amont du point focal, ces forces la repoussent vers cette position. Si elle est en aval, elle est tirée vers celui-ci. Si enfin elle se trouve

3. Cette terminologie ne doit pas être confondue avec *l'holographie synthétique* désignant l'utilisation d'hologramme calculés par ordinateurs.

décalée transversalement, la force s'exerce de sorte à la rapprocher du point de focalisation. Ces trois cas sont illustrés par la figure 1.8. Ainsi, dans tous les cas, le déplacement de la particule induit par les forces radiatives est dirigé vers le point de focalisation du faisceau. Celle-ci se retrouve donc piégée dans la zone focale ; d'où l'appellation de *pincette optique*. Cet outil présente l'avantage de rendre possible la manipulation de particules sans contact ni pollution de l'échantillon.



(a) (b) (c)

Figure *1.8: Forces radiatives exercées sur une particule placée en amont (a), en aval (b) ou à côté (c) du point focal d'un faisceau laser ; schémas issus de [28]*

Cependant, les possibilités techniques initiales étaient relativement limitées : un système comportait une source focalisée en un point et permettait donc la manipulation d'une unique particule. Pour augmenter cette capacité, différents systèmes basés sur une séparation spatiale [29] ou temporelle [30] de faisceau ont permis le contrôle indépendant de plusieurs particules. C'est au cours des années 90, grâce à l'évolution des techniques de contrôle de faisceau et en particulier aux modulateurs optiques de type *SLM* (*Spatial Light Modulators*) qu'est apparue l'idée d'une mise en forme multi-point du champ lointain [4]. Similaire à la lecture d'un hologramme, cette technique est souvent désignée par le sigle *HOT* (*Holographic Optical Tweezers*). Elle permet de démultiplier un faisceau initial en un très grand nombre de points focaux dont les positions peuvent être arbitraires. En outre, cette approche a permis de passer progressivement d'une micromanipulation bi-dimensionnelle (dans le plan de mise en forme, souvent confondu avec le plan d'observation d'un microscope) à une manipulation dans les trois dimensions d'espace en tenant compte des propriétés de propagation des faisceaux [31–33]. Enfin, l'exploitation des ces modulateurs en dynamique a ouvert la voie du tri optique de microparticules, et plus généralement de la micromanipulation de plusieurs objets biologiques indépendants [34–37].

1.2.2 Application au micro-usinage : un fort potentiel

La mise en œuvre d'une technique de mise en forme de faisceau nous permet d'envisager l'amélioration de plusieurs aspects du micro-usinage par laser à impulsions femtosecondes. En premier lieu, un gain de productivité par parallélisation de procédé en exploitant des formes de faisceau composées de plusieurs points focaux. Ensuite, un gain en flexibilté en ouvrant la possibilité de changer d'outil exactement comme

4. Technique qui sera détaillée dans le chapitre **2**.

sur une machine mécanique. Enfin une augmentation de la résolution par réduction de la taille du faisceau focalisé en corrigeant le front d'onde de la source, ou plus largement en exploitant la technique dite d'*ingénierie de la tache focale.*

1.2.2.1 Parallélisation de procédé et augmentation de productivité

La plupart des systèmes lasers femtosecondes actuels destinés à l'usinage sont surdimensionnés (en terme d'énergie disponible). En considérant une source typique délivrant des impulsions transportant chacune 500 µJ et focalisées sur un diamètre de 30 µm, une densité spatiale d'énergie (dans l'hypothèse d'un faisceau uniforme) d'environ 70 J/cm^2 est atteinte. Le seuil d'ablation de la plupart des métaux étant inférieur à 1 J/cm^2, cette valeur représente près de cent fois plus d'énergie que nécessaire pour une ablation. En pratique ce surplus est souvent inutilisé.

En appliquant une mise en forme de faisceau, une plus grande part de l'énergie peut être exploitée. Le faisceau peut en effet être modulé afin d'obtenir plusieurs points focaux arbitrairement répartis. Ainsi devient-il possible de créer de multiples impacts à partir d'une impulsion unique. Le temps nécessaire à la réalisation de texturations peut donc être réduit d'un facteur égal au nombre d'impacts simultanés. En outre, la répartition d'énergie entre les différents points peut être contrôlée. Dans la majorité des cas on cherchera à l'uniformiser ; néanmoins il est concevable de focaliser une plus grande part de cette énergie sur certains points spécifiques, afin d'ablater une épaisseur plus importante par exemple.

1.2.2.2 Création d'une «boîte à outil» optique

La mise en forme de faisceau rend accessible quasiment n'importe quelle répartition spatiale d'énergie. Certaines présentent vraisemblablement un intérêt pratique dans le cadre du micro-usinage de surfaces métalliques. Nous citons quelques exemples.

Taille de faisceau

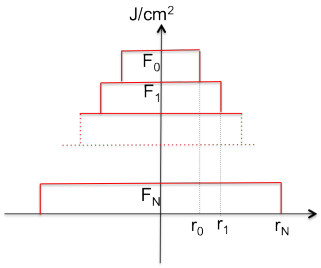
En exploitant une technique de mise en forme, la taille optique du faisceau focalisé n'est plus uniquement dépendante de l'optique choisie. Il devient donc possible de changer la taille des impacts sans changer l'énergie par impulsion. En outre la plage des diamètres accessibles avec une même optique devient bien supérieure à celle présentée au §1.1.1.2 (ratio $\frac{r_i}{w_0}$ typiquement compris entre $0,8$ et $1,2$). En outre, la mise en forme choisie peut ne présenter aucune symétrie (mais au prix d'une complexité accrue).

Détermination du seuil d'ablation

Lors de l'étude du comportement d'un matériau irradié par une impulsion laser femtoseconde, la première étape est la détermniation des seuils d'ablation. Celle-ci est rendue d'autant plus difficile par la répartition spatiale d'énergie gaussienne du faisceau laser. En effet, lors de l'exploitation, il est parfois difficile de

déterminer une valeur locale de densité surfacique d'énergie. L'utilisation de faisceaux uniformes simplifie ce problème. Pour aller plus loin et accélerer la recherche desdits seuil et taux, il est envisageable d'utiliser une forme de faisceau multi-niveaux uniformes afin de scanner plusieurs valeurs en un tir. On aurait alors une répartition spatiale d'énergie de la forme :

$$F(r) = \begin{cases} F_0 & r \leq r_0 \\ \vdots & \vdots \\ F_N & r_{N-1} < r \leq r_N \end{cases}$$



1.2.2.3 Augmentation de la résolution par *Ingénierie de la tache focale*

Enfin, la mise en œuvre d'une technique de mise en forme de faisceau dans un station de micro-usinage laser femtoseconde permet d'envisager une réduction de la taille limite d'impact en exploitant le concept d'*ingénierie de la tache focale*.

Classiquement, le diaphragme qui limite la taille maximale du faiseau traversant un système catadioptrique est appelé pupille. La présence de celle-ci impose au système une réponse percusionnelle de type tache d'Airy. La taille de cette tache détermine la résolution optique, appelée limite de diffraction. Celle-ci est d'autant plus petite que le diamètre de la pupille est grand.

Cependant, il existe des figures de diffraction qui présentent un aspect similaire à la tache d'Airy, c'est-à-dire un pic central intense entouré de rebonds plus ou moins prononcés, mais dont les dimensions diffèrent. En particulier, le pic central peut être plus étroit ; les rebonds seront alors plus prononcés. Le faisceau de Bessel, dont la répartition d'intensité suit la fonction de Bessel de première espèce et d'ordre zéro, en est un exemple ; les profils radiaux d'intensité d'un faisceau gaussien, d'une tache d'Airy et d'un faisceau de Bessel sont représentés sur le graphique 1.9 qui montre bien un pic central plus étroit dans le cas de ce dernier.

Ces figures particulières sont exploitées pour augmenter la résolution dans le domaine de la microscopie, notamment non linéaire [38] sous l'appellation de *superrésolution*. En les couplant avec d'autres techniques avancées de mise en forme de polarisation ou de traitement d'image par exemple il est possible d'atteindre des résolutions extrêmes. On trouve aujourd'hui des systèmes optiques avec une limite de résolution de l'ordre de grandeur de la centaine de nanomètres [39–41] alors que, dans le visible, la limite de diffraction est plus proche du micromètre.

Dans le contexte du micro-usinage, nous avons vu que le diamètre des impacts est fortement lié à la taille du faisceau optique, comme l'illustre le graphique 1.3 dans le cas d'un faisceau gaussien. La réduction

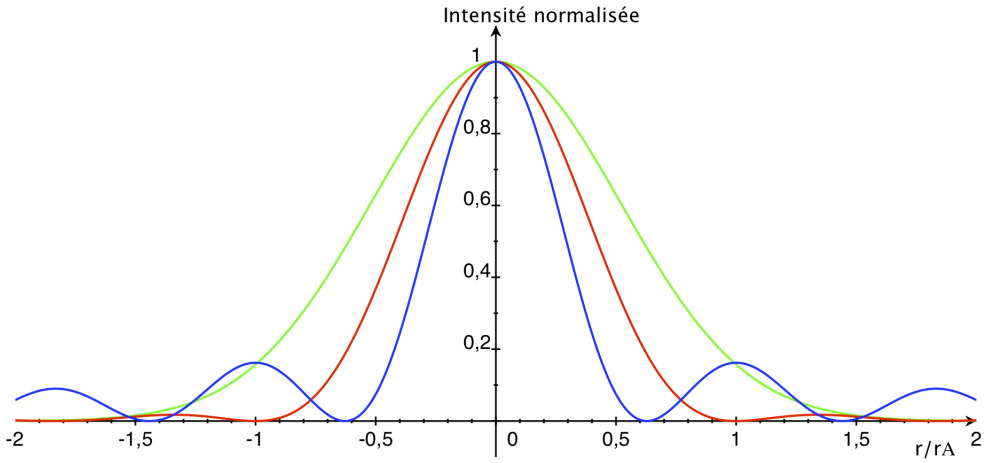


Figure *1.9: Profils radiaux de trois faisceaux pour une même taille de pupille : faisceau gaussien (vert), tache d'Airy (rouge) et faisceau de Bessel (bleu) ; l'axe des abscisses est normalisé à la limite de diffraction (premier zéro de la tache d'Airy) ; dans le cas du faisceau gaussien, la troncation est de 0,5.*

de la taille du faisceau signifie donc la réduction du diamètre d'impact. Dans le cas du faisceau de Bessel illustré ci-avant, la dimension du faisceau est réduite de 30%. On peut donc envisager ce même gain sur le diamètre minimal d'impact.

1.2.2.4 Conclusion

A travers les quelques exemples présentés ici, il apparaît donc que l'application d'une technique de mise en forme de faisceau dans un contexte d'usinage laser femtoseconde permet à la fois la mise en place de nouveaux outils potentiellement plus adaptés et/ou performants pour la mise en œuvre cette technique, mais également l'amélioration du procédé et en particulier l'augmentation de sa productivité. Ce double apport présente d'autant plus d'intérêt qu'il est applicable simultanément dans les domaines scientifiques et industriels malgré des objectifs parfois différents. La validation des concepts présentés ici sous-entend leur démonstration pratique. Cette démonstration nécessite le développement d'une station de travail flexible, objectif des travaux présentés ici.

1.3 Applications actuelles de la mise en forme de faisceau et de l'usinage femtoseconde

Comme nous l'avons exprimé en première partie de chapitre, l'usinage par laser à impulsions courtes, et en particulier femtosecondes, est un procédé présentant un fort potentiel pour différentes applications. Par ailleurs, la technique de mise en forme de faisceau connaît un fort développement depuis la fin du XX^{e}siècle, en particulier dans le domaine des pincettes optiques. Cette dernière section vise à donner quelques exemples concrets et actuels de l'utilisation de ces deux techniques, à la fois dans un contexte

scientifique et de recherche, que dans un domaine industriel.

1.3.1 Domaine scientifique

Dans un premier temps, nous illustrons les mises en œuvre des deux techniques dans le domaine scientifique. Ne sont regroupés ici que quelques exemples illustrant les techniques en cours de développement présentés dans la littérature. Ces exemples concernent la mise en forme de faisceau pour les pincettes optiques d'une part, et l'usinage par laser à impulsions ultrabrèves d'autre part.

1.3.1.1 La mise en forme de faisceau pour les pincettes optiques

Comme nous l'avons vu, le domaine des pincettes optiques est l'un des domaines phare de la mise en forme de faisceau. C'est en particulier dans ce contexte que les modulateurs de phase à cristaux liquides ont initialement été exploités pour le contrôle de la forme du faisceau, et par extension la manipulation d'objets microscopiques et la mesure de forces d'interactions.

Les travaux actuels dans ce domaine visent à l'amélioration de la qualité du piégeage optique, et en particulier la raideur de la pincette. En effet, les forces radiatives exercées sur une microparticule sont faibles. De ce fait, celles exercées par le milieu ambiant sur la particule piégée ne peuvent être négligées et mènent à une oscillation de sa position. L'action de la pincette peut alors être assimilée à celle d'un ressort dont la raideur dépend à la fois des propriétés de la particule et de celle du faisceau. Le contrôle de ce dernier permet d'envisager l'augmentation de cette raideur et donc un piégeage plus précis.

Une première idée est la correction des aberrations du faisceau par le modulateur induisant la mise en forme. Padgett *et al.* ont en effet montré [42] qu'un faisceau corrigé voit sa raideur augmentée de 25% dans le cas d'une particule de taille 1 µm. En outre, dans le cas de particules plus grosses, ils montrent que la correction des aberations permet une uniformisation de l'amplitude du déplacement de la particule dans toutes les directions, vraisemblablement associée à une forme de faisceau plus circulaire.

Par extension, il peut en être conclu que la forme du piège de manière générale influe sur sa raideur. Ce principe a été montré en 2010 par Bowman *et al.* [43]. Dans ces travaux, un masque d'amplitude est placé dans la pupille d'entrée d'un objectif de microscope afin de modifier la forme d'un piège optique. La modification de ce masque (ouvertures circulaires et annulaire de taille différentes) induit la variation de la raideur mesurée du piège associé. En particulier, il est montré que la raideur axiale augmente depuis la valeur du faisceau non mis en forme jusqu'à une valeur similaire à celle transverse. La mise en forme de faisceau permet donc la réalisation de pincettes multiples dont la raideur axiale peut être contrôlée dynamiquement.

Enfin, la raideur d'une pincette peut également être contrôlée par mise en forme tri-dimensionnelle. Bowman *et al.* ont montré qu'il est possible d'augmenter d'un facteur 300 la raideur axiale, et d'un facteur 10 la raideur radiale d'un système de pincette optique en configuration «macro-tweezers»par mise en

forme dynamique de faisceau en boucle fermée [44]. Dans cette configuration, la particule est piégée entre deux points focaux associés à deux faisceaux contra-propageants. La position axiale du piège peut alors être contrôlée soit par translation de l'ensemble, soit par modification de la quantité d'énergie relative des deux faisceaux, et donc des forces radiatives associées. Dans les travaux qu'ils présentent, les deux points focaux sont réalisés par mise en forme tri-dimensionnelle d'un faisceau unique à l'aide d'un modulateur de phase. La contra-propagation est assurée par l'insertion d'un miroir entre les deux points focaux ainsi créés. Le contrôle de l'énergie relative contenue dans les deux points focaux est alors réalisé par le SLM, dirigé par une boucle d'asservissement. L'activation de cette boucle permet l'amélioration de la raideur du piège annoncée ci-avant.

Ainsi, nous pouvons voir que dans le domaine des pincettes optiques, la mise en forme de faisceau, à la fois axiale et transverse, permet le développement de nouvelles techniques de manipulation d'objets micrométriques en solution. Ces nouvelles techniques s'appuient sur un contrôle dynamique de la modulation permettant une manipulation dont les caractéristiques (force de piégeage, position) peuvent évoluer au cours du temps.

1.3.1.2 L'usinage par impulsions ultrabrèves mises en forme

Dans le contexte de l'usinage par laser à impulsions courtes, il existe également différents travaux proches de ceux présentés ici et qui exploitent la mise en forme de faisceau. Quelques exemples sont donnés par la suite.

En 2009, lors de la conférence sur le micro-usinage laser LAMP (Kobé, Japon), Liu *et al.* présentent un système similaire à celui que nous avons développé mais basé sur une source picoseconde [45]. Comme illustration de la flexibilité et du potentiel de cet outil, ils présentent la réalisation de divers usinages par mise en forme multi-points comportant respectivement 15, 10 et 40 points focaux, chacun associé à un impact de l'ordre de la dizaine de micromètres. Ces différents exemples mettent un évidence le gain, en particulier sur la durée d'usinage, apporté par la technique de mise en forme de faisceau dans ce contexte, tel qu'annoncé précédemment.

Comme nous le verrons par la suite, la mise en œuvre d'un usinage multi-point soulève la problématique de l'uniformité de la mise en forme. En effet, dans la plupart des cas, l'objectif est d'obtenir des impacts identiques pour les différents points focaux. Dans ce contexte, Hayasaki *et al.* ont démontré que la prise en compte et la correction des effets réels des modulateurs pixelisés permettent l'amélioration de cette uniformité [46]. En particulier, la prise en compte de la variation de l'efficacité de diffraction du modulateur avec la fréquence spatiale de modulation leur permet la réalisation d'une forme composée de dix points focaux alignés dont l'uniformité pratique est améliorée depuis 74% jusqu'à 92%. Cette amélioration permet l'uniformisation du diamètre des impacts dans un échantillon de verre asscociés de 76% à 84% pour des

diamètres compris entre 0.94 µm et $1,24$ µm dans le cas optimisé. Par l'utilisation de mises en forme multi-point défocalisées, ils présentent également la réalisation d'un marquage multi-plan dans la masse du verre.

Par ailleurs, la modulation de phase d'un faisceau peut également être utilisée pour pré-corriger les aberrations induites par le procédé d'usinage. Booth *et al.* ont en effet exploité les spécifictés de l'interaction laser/matière en régime femtoseconde pour réaliser un cristal photonique de niobate de lithium [47]. Cependant, lorsque focalisé dans un matériau translucide, le faisceau laser est modulé par la couche traversée entre la surface et la zone d'usinage. Cette modulation est principalement composée d'aberration sphérique. Celle-ci peut donc être pré-compensée par un modulateur de phase. La mise en œuvre de cette correction permet alors la réalisation de voxels identiques quelle que soit la profondeur, améliorant nettement les qualités spectrales du cristal photonique ainsi réalisé.

L'utilisation d'un faisceau mis en forme permet également un gain en flexibilité. En 2009, Courvoisier *et al.* montrent qu'un modulateur de phase utilisé comme un axicon (cône de verre) permet la réalisation d'un faisceau de Bessel [48]. Ce type de faisceau a la particularité de présenter une évolution lente de sa taille transverse avec la propagation, en comparaison au faisceau gaussien. La mise en place de cette technique permet en effet un gain d'un facteur proche de 10 sur ce que l'on peut appeler la *profondeur de champ d'usinage*. En outre, comme présenté précédement dans ce chapitre, le lobe central d'un tel faisceau est plus petit que celui du faisceau gaussien de même énergie. Ce double avantage permet la réalisation de micro-canaux dans un échantillon de verre présentant un fort facteur de forme (jusqu'à 100) [49, 50].

Enfin, la modulation de faisceau permet la mise en place d'étude portant sur les effets liés à la polarisation. En effet, comme discuté précédemment dans ce chapitre, l'interaction laser/matière présente des aspects sensibles à la polarisation du rayonnement. En particulier, Kraus *et al.* ont montré [51] qu'un rayonnement polarisé azimutalement permet un perçage plus rapide d'une feuille d'acier. En outre, la comparaison de perçages réalisés en polarisation azimutale et radiale met en évidence une varitaion de la conicité : le premier présente une conicité négative tandis que le second présente des bords plus raides et un diamètre plus large. Cette étude démontre que la mise en forme de faisceau au sens large, et pas simplement en intensité, permet d'envisager de nombreuses avancées du procédé de micro-usinage laser.

1.3.2 Domaine industriel

Mais le domaine scientifique n'est pas le seul à exploiter les idées présentées jusqu'ici : le domaine industriel est également sensible aux avantages spécifiques du procédé. Néanmoins, et de manière logique, il existe peu de publications de résultats de réalisations industrielles. Citons néanmoins l'existence de deux brevets et d'une présentation invitée à la conférence *Photon Processing in Microelectronics and Photonics IV*.

Le premier brevet est détenu par la société *Panasonic Technologies* et a été déposé en 1998 [52]. Il concerne l'utilisation d'un faisceau femtoseconde de longueur d'onde UV, séparé en au moins quatre parties ; chacune d'entre elle dispose d'une énergie insuffisante pour réaliser une ablation du matériau. Ainsi, l'ablation de matériau pour la texturation de celui-ci ne peut avoir lieu que dans une zone de recouvrement de plusieurs desdites parties. Le système optique utilisé exploite donc un séparateur de faisceau de type réseau, ou *DOE(Diffractive Optical Element).*

Le second brevet concerne la mise en œuvre d'une technique d'imagerie d'un masque d'amplitude avec un grandissement optique inférieur à 1 [53]. Ledit masque permet de créer, à partir d'un faisceau laser à impulsion courtes ou excimer, plusieurs sous-faisceaux. Ceux-ci sont ensuite imagés sur l'échantillon à texturer. Le grandissement de la conjugaison optique est tel que la densité d'énergie sur le masque est insuffisante pour le déteriorer alors qu'elle est suffisante pour ablater l'échantillon. L'image du masque est donc directement imprimée sur la cible.

Par ailleurs, comme application plus récente, la société *Panasonic* présente la mise en œuvre d'une technique de micro-usinage en parallèle de buses d'injections d'encre par lasers à impulsions picosecondes [54]. La génération de plusieurs centaines de faisceaux est réalisée par un élément d'optique diffractive.

1.4 Conclusion

Les sources lasers à impulsions femtosecondes s'imposent donc comme un outil de micro-usinage incontournable au XXIe siècle. Les spécificités de l'interaction laser/matière à cette échelle de temps permettent de réaliser une ablation de matériau avec une grande précision et un contrôle du volume ablaté. Les paramètres clés sont de surcroît simples à contrôler : nombre d'impulsion, énergie par impulsion et taille de faisceau. Pour faciliter l'accès de cette technologie aux marchés industriels, nous proposons d'y adjoindre une technique de mise en forme de faisceau. Cette ajout permet en effet une amélioration des capacités en terme de productivité, de flexibilité et de résolution.

Chapitre 2

La modulation optique et la mise en forme de faisceau

Si l'objectif de la mise en forme de faisceau est simple et clair : contrôler la répartition spatiale de l'énergie du faisceau, il existe cependant plusieurs techniques pour y parvenir. Il convient donc de choisir la plus adaptée à l'ensemble des problématiques posées pour l'usinage laser femtoseconde. Nous présentons d'abord le formalisme de la modulation optique, depuis la propagation libre jusqu'à l'utilisation d'une modulation contrôlée. Puis une présentation plus spécifique de la configuration choisie : mise en forme de champ lointain par modulation de phase, clôt ce chapitre.

2.1 La propagation de faisceaux cohérents

2.1.1 Les équations de Maxwell et l'équation de Helmoltz

Les *équations de Maxwell* régissant le lien entre le champ électrique $\vec{\mathcal{E}}(r,\theta,z,t)$ et le champ magnétique $\vec{\mathcal{B}}(r,\theta,z,t)$ et s'écrivent dans le vide :

$$\overrightarrow{rot}\left(\vec{\mathcal{E}}(r,\theta,z,t)\right) = -\frac{\partial\vec{\mathcal{B}}(r,\theta,z,t)}{\partial t} \qquad div\left(\vec{\mathcal{E}}(r,\theta,z,t)\right) = 0 \tag{2.1}$$

$$\overrightarrow{rot}\left(\vec{\mathcal{B}}(r,\theta,z,t)\right) = \mu_0\epsilon_0\frac{\partial\vec{\mathcal{E}}(r,\theta,z,t)}{\partial t} \qquad div\left(\vec{\mathcal{B}}(r,\theta,z,t)\right) = 0 \tag{2.2}$$

En combinant ces quatre équations et en tenant compte de la relation mathématique entre les opérateurs :

$$\overrightarrow{rot}\left(\overrightarrow{rot}(\vec{A})\right) = \overrightarrow{grad}\left(div(\vec{A})\right) - \Delta\vec{A} \tag{2.3}$$

On arrive après simplification à l'équation différentielle suivante :

$$\vec{\nabla}^2\vec{\mathcal{E}}(r,\theta,z,t) = \frac{1}{c^2}\frac{\partial^2\vec{\mathcal{E}}(r,\theta,z,t)}{\partial t^2} \tag{2.4}$$

souvent appelée *équation de propagation* ou *équation de Helmoltz*. Elle implique des solutions oscillantes de la forme :

$$\mathcal{E}(r,\theta,z,t) = E(r,\theta,z,t)e^{i(\omega t - kz)} + cc \tag{2.5}$$

où cc signifie le complexe conjugé du premier terme explicité ici, ω et k sont respectivement la pulsation et le vecteur d'onde et sont liés par les relations :

$$\omega = 2\pi c\nu = 2\pi\frac{c}{\lambda} = \frac{2\pi}{T} \tag{2.6}$$

$$k = \frac{2\pi}{\lambda} = \frac{\omega}{c} \tag{2.7}$$

λ étant la longueur d'onde (ou période spatiale) de l'onde considérée, ν le nombre d'onde (inverse de la longueur d'onde), T sa période (temporelle) d'oscillation et c la célérité, ou vitesse de la lumière, supposée constante de valeur approximative 3.10^8 m/s.

Dans le cas particulier où $E(r,\theta,z)$ est constante, on retrouve le cas d'école de l'onde plane progressive monochromatique qui s'avère d'une grande utilité pour une compréhension rapide de beaucoup de situations d'électromagnétisme et d'optique.

2.1.2 Propagation libre

La formulation $(\omega t - kz)$ de l'argument de l'exponentielle de la formule (2.5) montre un lien explicite entre le temps t et la distance selon l'axe z, signature d'une propagation. Cela signifie que les photons situés dans le plan de cote z_1 à l'instant t_1 se retrouveront dans le plan de cote z_2 à l'instant t_2 vérifiant la relation:

$$\frac{z_2 - z_1}{t_2 - t_1} = \frac{\omega}{k} \tag{2.8}$$

La vitesse de propagation de l'onde $v = \frac{\omega}{k}$ lie l'espace et le temps, c'est la raison pour laquelle l'une des dépendances est souvent omise. Dans la suite de ce mémoire, notre attention se portant sur la répartition spatiale d'énergie, la dépendance en temps sera donc sous-entendue.

Dans le cas général les valeurs du champ électrique entre deux plans transverses à la propagation d'un onde monochromatique peuvent être liées par la relation suivante [1] :

$$E(\overrightarrow{r_2}, z_2) = \frac{e^{ikd}}{i\lambda d}\iint E(\overrightarrow{r_1}, z_1)e^{\frac{i\pi(\overrightarrow{r_1}-\overrightarrow{r_2})^2}{\lambda d}}d\overrightarrow{r_1} = E(\overrightarrow{r_1}, z_1) \underset{\overrightarrow{r_2}}{\otimes} \left(\frac{e^{ikd}}{i\lambda d}e^{i\frac{\pi r^2}{\lambda d}}\right) \tag{2.9}$$

où $\overrightarrow{r}$ et z sont les coordonnées cylindriques usuelles ($\overrightarrow{r}$ est la coordonnée spatiale transverse et z la cote ou coordonnée axiale), l'indexation 1 (respectivement 2) se rapporte au plan initial (respectivement final), $d = |z_1 - z_2|$ est la distance de propagation et $\otimes$ est l'opérateur de convolution (voir figure 2.1 page suivante).

1. dans l'approximation scalaire paraxiale

La partie droite de l'équation (2.9) est parfois nommée *réponse percussionnelle de l'espace libre* définie dans le domaine spatial. Compte tenu de l'isomorphisme produit/produit de convolution entre un espace et l'espace de Fourier associé, l'équation (2.9) est parfois remplacée par son équivalent fréquentiel (*fonction de transfert de l'espace libre*) comme illustré par le schéma 2.1. Cette notation correspond en fait à une propagation en deux étapes. L'onde étudiée est décomposée en un «paquet» d'ondes monochromatiques progressives par transformation de Fourier. Puis chacune de ces ondelettes est propagée sur une distance d par l'opérateur d'espace libre $H(\overrightarrow{\sigma}, d)$. Le résultat est donné par recomposition, c'est-à-dire interférence, des ondelettes propagées ; cette recomposition est opérée mathématiquement par la transformation de Fourier inverse.

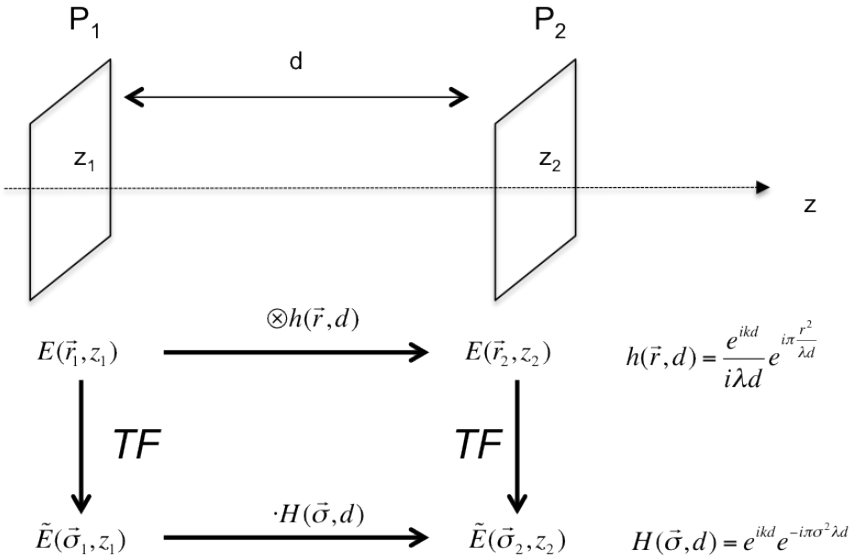


Figure *2.1: Propagation libre d'un faisceau dans les deux domaines (spatial et fréquentiel)*

2.1.3 Champ proche et champ lointain ; diffraction de Fraunhofer et de Fresnel

En développant l'identité remarquable de la relation (2.9), celle-ci peut être présentée de la manière suivante :

$$E(\overrightarrow{r_2}, z_2) = \frac{e^{ikd}}{i\lambda d} e^{i\pi \frac{r_2^2}{\lambda d}} TF\left[E(\overrightarrow{r_1}, z_1) e^{i\pi \frac{r_1^2}{\lambda d}}\right]_{\left(\overrightarrow{\sigma} = \frac{\overrightarrow{r_2}}{\lambda d}\right)} \tag{2.10}$$

où TF symbolise l'opérateur transformation de Fourier. Cette écriture permet de définir deux domaines de propagation. Ces deux domaines concernent la négligeabilité de la phase quadratique $e^{i\pi \frac{r_1^2}{\lambda d}}$. En effet, lorsque la distance de propagation d est très grande cette courbure tend vers une phase plane. On distinguera donc :

- La diffraction de Fraunhofer, lorsque l'approximation est valable, *i.e.* que $d >> \frac{R_1^2}{\lambda}$ où R_1 est la borne du domaine d'intérêt (rayon d'une optique ou d'un diaphragme par exemple) du plan P_1 (et supposée grande devant la longueur d'onde λ). Notons que lorsque cette approximation est vérifiée, la courbure de phase supplémentaire (terme $e^{i\pi \frac{r_2^2}{\lambda d}}$) est elle aussi souvent négligeable. Cette propagation

se base donc sur une transformation de Fourier exacte.

- La diffraction de Fresnel, dans le cas contraire. Cette propagation se base quant à elle sur une transformation dite de Fresnel.

Il existe également le domaine dit de *champ proche*, lorsque la distance d est voisine de la longueur d'onde λ (et donc que l'approximation scalaire paraxiale n'est pas vérifiée).

Ces trois domaines sont illustrés par la figure 2.2.

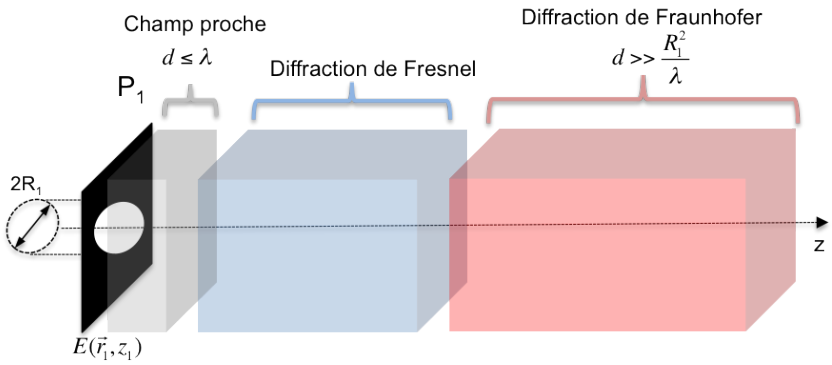


Figure *2.2: Les trois domaines de la diffraction : champ proche, diffraction de Fresnel et de Fraunhofer*

2.1.4 Diffraction de Fraunhofer ou spectre spatial

Nous venons de voir qu'à partir d'une répartition transverse de champ électrique il est possible de calculer la répartition obtenue après propagation libre de manière relativement simple. En particulier, lorsque la distance de propagation est grande, l'approximation de Fraunhofer est vérifiée, de sorte que la répartition transverse en champ électrique devient proportionnelle à la transformée de Fourier de la répartition initiale.

$$E(\overrightarrow{r_2}, z_2) = \frac{e^{ikd}}{i\lambda d} e^{i\pi \frac{r_2^2}{\lambda d}} TF\left[E(\overrightarrow{r_1}, z_1)\right]_{\left(\overrightarrow{\sigma} = \frac{\overrightarrow{r_2}}{\lambda d}\right)} \tag{2.11}$$

L'observation de la diffraction de Fraunhofer d'une onde est donc équivalente à l'observation de son spectre spatial. En particulier, en notant que le ratio $\frac{\overrightarrow{r_2}}{d}$ représente un angle de propagation, la variable $\overrightarrow{\sigma}$ du plan d'observation est alors équivalente à la composante radiale du vecteur propagation. La figure de diffraction de Fraunhofer est donc équivalente au spectre en vecteur $\overrightarrow{k_r}$. L'existence de ce lien impose donc à notre contexte les contraintes usuelles, notamment en terme d'échantillonnage.

2.1.5 Une onde progressive particulière : le faisceau gaussien

Dans le domaine des lasers l'onde progressive la plus connue est l'onde gaussienne. En effet, une cavité laser est un oscillateur, et sa modélisation fait donc intervenir la notion de modes : il n'existe que certaines ondes propagatives qui peuvent exister à l'équilibre. La plus courante d'entre elles est le mode TEM_{00},

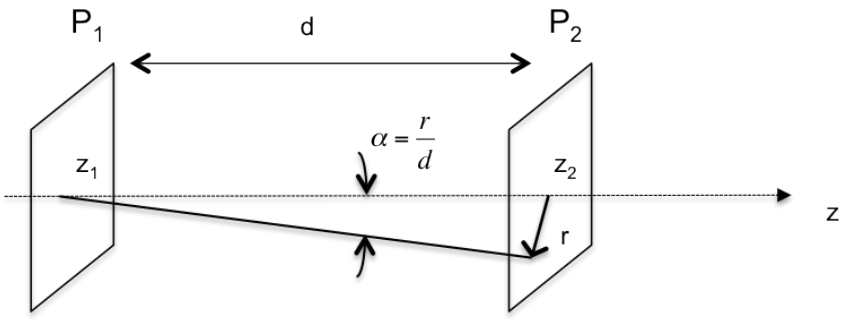


Figure *2.3: La diffraction de Fraunhofer vue comme le spectre spatial en vecteur d'onde*

ou faisceau gaussien, dont la répartition d'éclairement est une gaussienne de révolution [2]. Un tel faisceau lumineux possède un champ électrique de la forme:

$$E(r,z) = \frac{E_0}{w(z)} e^{-ik\frac{r^2}{2q(z)}+i\zeta(z)} \tag{2.12}$$

avec

$$\frac{1}{q(z)} = \frac{1}{R(z)} - \frac{2i}{kw^2(z)} = \frac{1}{q_0+z} \tag{2.13}$$

$R(z)$ représente le rayon de courbure de la phase de l'onde, $w(z)$ l'évolution du rayon de la gaussienne déclairement évalué à e^{-2}, c'est-à-dire à 13% de sa valeur maximale, et $\zeta(z) = \arctan\left(\frac{\lambda z}{\pi w_0^2}\right)$ est la *phase de Gouy* qui induit notament un saut de phase d'amplitude π au passage d'un point focal.

La propagation libre impose des évolutions de la forme :

$$R(z) = z\left[1+\left(\frac{\pi w_0^2}{\lambda z}\right)^2\right] \tag{2.14}$$

$$w^2(z) = w_0^2\left[1+\left(\frac{\lambda z}{\pi w_0^2}\right)^2\right] \tag{2.15}$$

où w_0 est la taille de la gaussienne à e^{-2} au niveau de l'origine de l'axe z, placée dans le plan de plus petite taille du faisceau. Cette origine est appelée *waist* du faisceau gaussien. Les évolutions de $w(z)$ (et donc de la taille spatiale du faisceau) et de $R(z)$ (son rayon de courbure) sont présentées en figure 2.4.

Un autre paramètre important de cette évolution est la *distance de Rayleigh*, notée z_R, pour laquelle la surface du faisceau est doublée. On a donc la relation :

$$w^2(z_R) = 2w_0^2 \Rightarrow z_R = \frac{\pi w_0^2}{\lambda} \tag{2.16}$$

Cette distance sera un paramètre d'autant plus important dans notre contexte d'usinage laser qu'elle représente la précision avec laquelle l'échantillon devra être placé et maintenu en position pour un usinage le plus petit possible.

En outre, dans le cas où le faisceau laser est étudié loin (à l'échelle de la distance de Rayleigh) de ce

2. Toujours dans l'approximation scalaire paraxiale

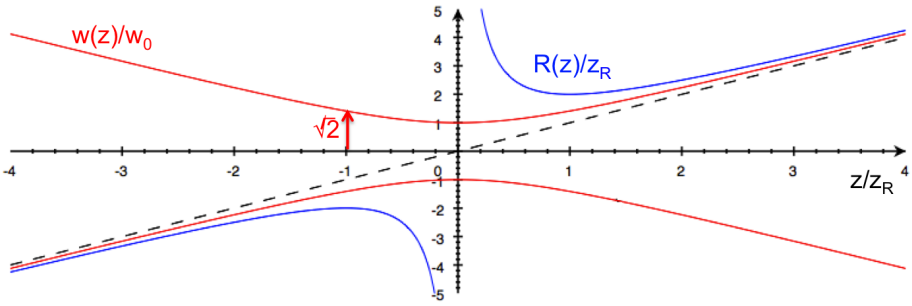


Figure *2.4: Illustration des propriétés d'un faisceau gaussien : taille de la répartition d'intensité à* e^{-2} *(en rouge) et rayon courbure (en bleu)*

waist, les équations (2.14) et (2.15) peuvent être simplifiées sous la forme :

$$w(z) \simeq w_0 \cdot \frac{z}{z_R} = \theta \cdot z \tag{2.17}$$

$$R(z) \simeq z \tag{2.18}$$

où θ est appelé *divergence* du faisceau laser, par analogie avec un faisceau divergent au sens de l'optique géométrique. Par substitution des équations précédentes, on obtient la relation :

$$\theta \cdot w_0 = \frac{\lambda}{\pi} \tag{2.19}$$

Cette relation délivre une information capitale dans notre cas : le faisceau pourra atteindre une taille d'autant plus petite qu'il est très focalisé, en analogie avec le principe de la diffraction dont la dimension est inversement proportionnelle à l'ouverture numérique de l'optique focalisante. Cependant, un faisceau de petite taille ayant une distance de Rayleigh d'autant plus petite, il convient de trouver un juste compromis d'un point de vue pratique.

2.2 La modulation optique

En exploitant les règles de propagation que nous venons de citer nous pouvons prévoir l'effet d'une modulation sur la propagation d'un faisceau optique. Dans la suite de ce chapitre, cette modulation est explicitée dans le cas général ainsi que dans le cas particulier de la lentille mince, permettant selon la configuration la conjugaison des images géométriques, du champ électrique ou l'observation de la figure de diffraction de Fraunhofer.

2.2.1 Définition de la modulation : transmission complexe

D'un point de vue optique, les différents objets modifiant les popriétés du faisceau peuvent être représentés par leur transmission complexe. De manière classique en optique linéaire, elle est défnie comme le

ratio des champs électriques sortant et incident sur ledit modulateur :

$$T(\overrightarrow{r}) = \frac{E_S(\overrightarrow{r})}{E_E(\overrightarrow{r})} = \left|\frac{E_S(\overrightarrow{r})}{E_E(\overrightarrow{r})}\right| e^{i[\varphi_S(\overrightarrow{r})-\varphi_E(\overrightarrow{r})]} \tag{2.20}$$

où l'indice E (respectivement S) signifie le champ électrique entrant (respectivement sortant). L'amplitude de la transmission complexe représente donc l'énergie sortante normalisée à celle entrante ; tandis que l'argument représente le déphasage introduit entre la sortie et l'entrée.

En optique, ce déphasage est lié à la marche optique vue à la traversée du modulateur, définie comme le produit de la distance physique parcourue par l'indice optique local. En effet d'après la formulation des solutions propagatives vue précédemment, la phase spatiale due à la propagation est donnée par :

$$\varphi = kz = \frac{2\pi}{\lambda} z \tag{2.21}$$

de sorte qu'un déphasage de 2π correspond à une distance de propagation égale à la longueur d'onde λ, elle-même fonction de l'indice optique.

2.2.2 Effet de la modulation sur la propagation et la diffraction

Grâce à la fonction de transfert de l'espace libre $h(\overrightarrow{r}, d)$ que nous avons défini (cf. figure 2.1), l'effet d'une modulation quelconque sur un champ électrique connu peut être calculé de façon exacte dans le cas général donné par le schéma 2.5 [3].

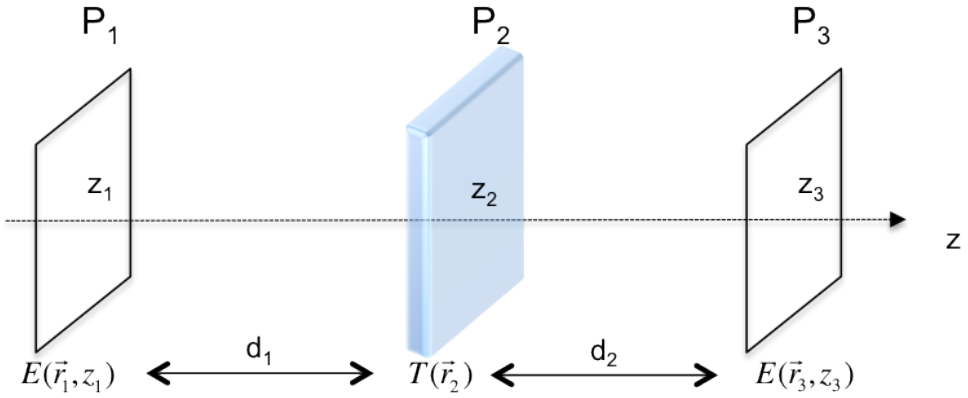


Figure *2.5: Effet d'une modulation sur le champ électrique au cours de sa propagation*

Dans ce cas, la relation s'écrit [4] :

$$E(\overrightarrow{r_3}, z_3) = -\frac{e^{ik(d_1+d_2)}}{\lambda^2 d_1 d_2} e^{i\pi\frac{r_3^2}{\lambda d_2}} \iint_{P_2}\iint_{P_1} E(\overrightarrow{r_1}, z_1)\, T(\overrightarrow{r_2}) e^{i\pi\frac{r_1^2}{\lambda d_1}} e^{i\pi\frac{r_2^2}{\lambda d_1}} e^{i\pi\frac{r_2^2}{\lambda d_2}} e^{-2i\pi\overrightarrow{r_2}\left(\frac{\overrightarrow{r_1}}{\lambda d_1}+\frac{\overrightarrow{r_3}}{\lambda d_2}\right)} d\overrightarrow{r_1} d\overrightarrow{r_2} \tag{2.22}$$

3. les notations utilisées sont les mêmes que pour la relation (2.9) et illustrées par la figure 2.5 ; l'indexation 1 (respectivement 2, respectivement 3) se rapporte au plan initial (respectivement du modulateur, respectivement final). Ces notations seront conservées dans toute la suite de ce manuscrit.

4. Ce résultats, ainsi que les cas particuliers en découlant dans la suite (relations (2.22) à (2.29) peuvent par exemple être trouvés, avec des notations différentes, dans le livre de J.W Goodman [55].

Il est donc clair que le résultat de cette modulation dépend à la fois de la transmission complexe $T(\overrightarrow{r_2})$ du modulateur, mais aussi de l'onde initiale $E(\overrightarrow{r_1}, z_1)$ ainsi que de la configuration choisie à travers les paramètres d_1 et d_2. Un modulateur optique conçu pour créer une mise en forme donnée ne sera donc efficace **que dans la configuration de sa conception**. En particulier on distinguera les configurations de Fresnel et de Fourier correspondant à la mise en forme dans les domaine de la diffraction associés.

2.2.3 Un cas particulier : la lentille

La lentille est un outil simple de modulation optique. Sa transmission complexe, dans l'approximation des lentilles minces, est un terme de phase quadratique pur, de rayon de courbure égal à sa distance focale, et à symétrie de révolution :

$$T(\overrightarrow{r_2}) = e^{-i\pi \frac{r_2^2}{\lambda f'}} \tag{2.23}$$

En considérant cette modulation dans le cas général vu précédemment (2.22), on obtient :

$$E(\overrightarrow{r_3}, z_3) = -\frac{e^{ik(d_1+d_2)}}{\lambda^2 d_1 d_2} e^{i\pi \frac{r_3^2}{\lambda d_2}} \iint_{P_1} \left(\iint_{P_2} e^{i\pi \frac{r_2^2}{\lambda d'}} e^{2i\pi \overrightarrow{r_2} \left(\frac{\overrightarrow{r_1}}{\lambda d_1} + \frac{\overrightarrow{r_3}}{\lambda d_2} \right)} d\overrightarrow{r_2} \right) E(\overrightarrow{r_1}, z_1) e^{i\pi \frac{r_1^2}{\lambda d_1}} d\overrightarrow{r_1} \tag{2.24}$$

$$\frac{1}{d'} = \left(\frac{1}{d_1} - \frac{1}{f'} + \frac{1}{d_2} \right) \tag{2.25}$$

Plusieurs cas particuliers peuvent émerger de la relation (2.24). La lentille, suivant la configuration choisie, peut en effet permettre le transport d'images géométriques, l'observation de la figure de diffraction de Fraunhofer ou la recopie **à l'identique** du champ initial.

2.2.3.1 Imagerie géométrique

Dans le cas de plans conjugués optiquement (hors conjugaisons infini/foyer), la relation (2.25) s'écrit alors $\frac{1}{d'} = 0$. Après simplifications la relation (2.24) devient :

$$E(\overrightarrow{r_3}, z_3) = -\frac{e^{ik(d_1+d_2)}}{\lambda^2 d_1 d_2} E\left(-\overrightarrow{r_3} \frac{d_1}{d_2}, z_1 \right) e^{i\pi \frac{r_3^2}{\lambda f'} \left(\frac{d_1}{f'} - 1 \right)} \tag{2.26}$$

On retrouve le fait que les images, c'est-à-dire les éclairementss - proportionnels au carré du module du champ électrique - sont les mêmes, au grandissement transversal $(-\frac{d_2}{d_1})$ près. Cependant, il est à noter qu'apparaît une courbure de phase (terme $e^{i\pi \frac{r_3^2}{\lambda f'} \left(\frac{d_1}{f'} - 1 \right)}$) supplémentaire qui ne peut être annulée. Il est donc impossible d'obtenir une image exacte du champ électrique objet en relation d'imagerie géométrique avec une seule lentille. Nous verrons par la suite qu'un système à deux lentilles dans une configuration dite 4f le permet.

2.2.3.2 Observation de la diffraction de Fraunhofer

Dans le cas où le plan image est confondu avec le plan focal image, *i.e.* que la distance d_2 est égale à la distance focale de la lentille f', (2.25) devient $d' = d_1$. Après calcul, la relation (2.24) se simplifie sous

la forme :

$$E(\overrightarrow{r_3}, z_3) = \frac{e^{ik(f'+d_1)}}{2i\lambda f'} e^{\frac{i\pi r_3^2}{\lambda f'}\left(1-\frac{d_1}{f'}\right)} TF\left[E(\overrightarrow{r_1}, z_1)\right]_{\left(\overrightarrow{\sigma}=\frac{\overrightarrow{r_3}}{\lambda f'}\right)} \tag{2.27}$$

Si en plus du cas précédent la distance objet d_1 est elle aussi égale à la distance focale, le terme de phase quadratique dans (2.27) s'annule et le champ électrique en z_2 devient alors exactement proportionnel à la transformée de Fourier de celui dans le plan z_1, comme exprimé par :

$$E(\overrightarrow{r_3}, z_3) = \frac{e^{2ikf'}}{2i\lambda f'} TF\left[E(\overrightarrow{r_1}, z_1)\right]_{\left(\overrightarrow{\sigma}=\frac{\overrightarrow{r_3}}{\lambda f'}\right)} \tag{2.28}$$

Ces deux derniers cas illustrent le fait qu'une lentille «ramène l'infini dans son plan focal». En effet, comme nous l'avons vu, la figure de diffraction de Fraunhofer d'une onde, observée après une propagation longue, est lié à sa transformée de Fourier. Cette figure peut donc également être observée dans le plan focal image d'une lentille. On retiendra en particulier la conjugaison foyer-foyer comme transformation de Fourier exacte.

N.B.: Le cas symétrique, c'est-à-dire lorsque la distance d_1 est égale à la distance focale de la lentille, peut être obtenu par principe du retour inverse de la lumière. Cette conjugaison est donc basée sur une transformée de Fourier inverse.

2.2.3.3 Imagerie de champ électrique

Comme nous venons de le voir il est impossible de réaliser une imagerie exacte en champ électrique à l'aide d'une lentille unique du fait de l'apparition d'un terme de courbure de phase (voir (2.26)). Cependant, pour la suite de ces travaux, cette imagerie exacte s'avère nécessaire pour identifier le plan de modulation avec le plan objet objet de la lentille d'usinage.

En exploitant deux lentilles, chacune dans une configuration foyer-foyer, une imagerie exacte est obtenue. En effet, en combinant la relation (2.28) pour la première lentille avec la relation inverse pour la seconde, on obtient la relation de conjugaison foyer-foyer d'un télescope [5] :

$$E(\overrightarrow{r_3}, z_3) = -\frac{e^{2ik(f_1'-f_2')}}{4\lambda^2 f_1' f_2'} E\left(-\overrightarrow{r_3}\frac{f_1'}{f_2'}, z_1\right) \tag{2.29}$$

Un télescope permet donc à la fois de réaliser une imagerie exacte (au grandissement près) du champ électrique en conjugaison foyer-foyer, et l'adaptation de la taille d'un faiceau collimaté. Notre station de travail exploite cette conjugaison. Dans le cas particulier où une imagerie à grandissement unitaire est nécessaire, il suffit de choisir deux lentilles de même distance focale. Le configuration est alors dite 4f, rappelant que la distance séparant les plans objet et image est égale au quadruple de la distance focale.

5. Avec les mêmes notations que précédement et illustrées par la figure 2.6.

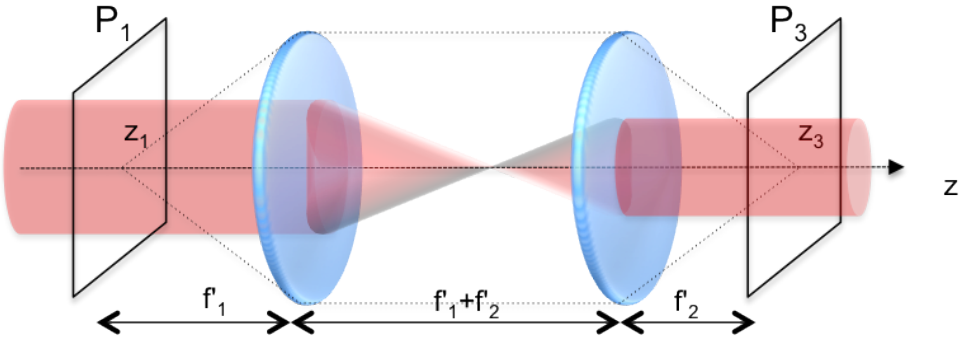


Figure *2.6: Imagerie de champ électrique en conjugaison foyer-foyer par un système afocal ou 4f'*

2.3 La mise en forme de faisceau

2.3.1 Solution exacte et solutions approchées

Notre objectif est la mise en forme contrôlée de champ électrique. Que la configuration choisie concerne la diffraction de Fresnel ou de Fraunhofer, il existe une relation directe entre l'onde modulée initiale et sa mise en forme, basée sur une transformation de Fresnel dans le premier cas et une transformation de Fourier dans le second. Ces deux transformations étant bijectives, il existe une solution exacte à chaque mise en forme souhaitée. Dans le cas général elle est donnée par inversion de la relation (2.22). Dans le cas particulier de la configuration de Fourier exploitant une lentille placée à une distance d_1 après le modulateur, la solution exacte de l'onde modulée est donnée par inversion de la relation (2.27) :

$$E(\overrightarrow{r_1}, z_1) = i\lambda f' e^{-ik(f'+d_1)} TF^{-1}\left[\sqrt{I_d(\lambda f'\overrightarrow{\sigma}, \theta_2)}\ e^{i\psi(\lambda f'\overrightarrow{\sigma})}\ e^{-i\pi\lambda f'\overrightarrow{\sigma}\left(1-\frac{d_1}{f'}\right)}\right] = A(\overrightarrow{r_1})\ e^{i\varphi(\overrightarrow{r_1})} \tag{2.30}$$

où la phase image ($\psi(\overrightarrow{r_3}) = \psi(\lambda f'\overrightarrow{\sigma})$) est choisie arbitrairement.

Cette solution exacte impose **à la fois** une répartition d'amplitude $A(\overrightarrow{r_1})$ **et** de phase $\varphi(\overrightarrow{r_1})$ particulières. Sa mise en œuvre nécessite donc l'utilisation de deux modulations indépendantes. Jesacher *et al.* [56] ont exploité cette approche en conjugant la moitié (droite) de leur modulateur sur l'autre moitié (gauche) comme illustré sur le schéma 2.7 : la première moitié (droite) permet d'obtenir l'amplitude $A(\overrightarrow{r_1})$ dans le plan de la seconde moitié (gauche) ; celle-ci impose la phase $\varphi(\overrightarrow{r_1})$.

Dans la plupart des cas, pour simplifier le montage et exploiter l'intégralité du modulateur, seule l'une des modulations (phase ou amplitude) est exploitée. Le problème de mise en forme s'intéresse donc à une **solution approchée** tenant compte des différentes contraintes du système : onde incidente gaussienne de taille donnée, longueurs de propagation, taille physique des modulateurs etc.

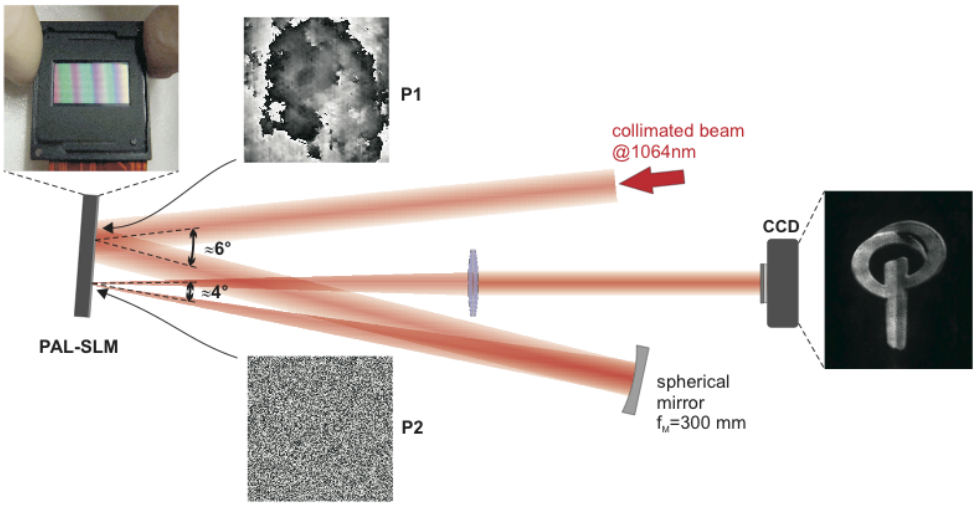


Figure *2.7: Schéma du montage pour mise en forme par solution exacte ; image issue de [56]*

2.3.2 Modulation d'amplitude ou de phase ?

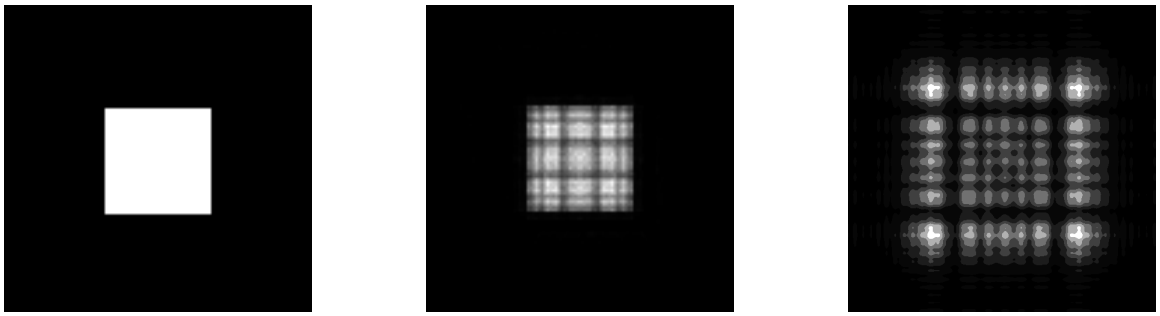
Comme nous l'avons vu, les répartitions spatiales d'énergie et de phase de l'onde modulée ont toutes deux une influence au cours de la propagation. Ainsi paraît-il logique de contrôler le faisceau en modifiant l'une ou l'autre de sorte que le résultat de la propagation soit tel qu'on le souhaite *in fine*. Cependant, dans la plupart des cas c'est la modulation de phase qui est choisie. Nous indiquons ici différentes raisons de ce choix.

2.3.2.1 La modulation d'amplitude : une perte brute d'énergie

La modulation d'amplitude présente le désavantage de limiter l'efficacité énergétique du procédé. En effet, l'énergie transportée par une onde électromagnétique est liée au carré du module du champ électrique : c'est donc l'amplitude de celui-ci qui la transporte. Moduler cette amplitude revient donc à ôter une part de l'énergie incidente sur le modulateur. Pour exemple nous présentons la mise en forme en configuration de Fourier par modulation d'amplitude : la cible est une répartition d'énergie uniforme carrée et le faisceau initial est gaussien.

Dans le cas présenté en figure 2.8(c), le ratio de l'énergie transportée par le faisceau après modulation sur l'énergie incidente est de **30%** seulement. Dans un cas idéal, l'efficacité énergétique de la technique de mise en forme est donc bornée à cette valeur. Cette grande perte d'énergie n'est pas compatible avec l'idée de parallélisation de procédé.

En outre, dans la majorité des cas, le masque d'amplitude est un masque par absorption, *i.e.* l'énergie non transmise est absorbée par le masque. Dans notre contexte d'usinage laser, la part d'énergie transmise doit être suffisante pour atteindre le seuil d'ablation. L'énergie absorbée par le masque représente donc une puissance crête importante à laquelle il devra résister.



(a) Cible (b) Mise en forme simulée (c) Masque d'amplitude calculé

Figure *2.8: Exemple de mise en forme par modulation d'amplitude ; les images (b) et (c) sont liées par une transformation de Fourier*

2.3.2.2 La phase comme support de l'information

Il est de l'avis général que l'information transportée par un signal est majoritairement contenue dans la phase de sa transformée de Fourier. Cette assertion est en particulier validée par les travaux d'Oppenheim et Lim [57]. Pour l'illustrer empiriquement, il suffit de prendre deux images : nous avons choisi les deux photographies [2.9(a) Aurélie] et [2.9(b) Sébastien]. Puis nous avons calculé les transformées de Fourier de ces deux photographies et séparé l'amplitude de la phase. Deux images sont ensuite reconstruites à partir du croisement de ces quatre termes : la phase de la transformée de Fourier de la première image [2.9(a)] est associée à l'amplitude de la transformée de Fourier de la seconde [2.9(b)]. La reconstruction par transformée de Fourier inverse donne l'image [2.9(c)]. De même, le croisement inverse (association de l'amplitude de la transformée de Fourier de la première image [2.9(a)] et de la phase de la transformée de Fourier de la seconde image [2.9(b)]) donne par reconstruction l'image [2.9(d)]. Ces deux reconstructions font clairement apparaître que l'information contenue dans la phase est prépondérente sur celle contenue dans l'amplitude : l'image 2.9(c) fait apparaître la photographie d'Aurélie 2.9(a) , et l'image 2.9(d) fait apparaître la photographie de Sébastien 2.9(b).

Notons cependant que dans certains cas particuliers, l'amplitude transporte également tout ou partie de l'information, et que la modification d'un pixel peut fausser cette conclusion [58].

Dans notre contexte de mise en forme de faisceau, la reconstruction d'image est remplacée par une reconstruction de type holographique/interférométrique/diffractive ; mais le principe reste le même. La modulation de phase est donc préférable (dans la majorité des cas qui nous intéressent ici) car elle comporte l'information prépondérante.

2.3.2.3 Conclusion

La modulation optique offre le choix d'une modulation d'amplitude ou de phase. Cependant ces éléments ont chacun un rôle spécifique. Nous avons vu que l'amplitude d'une onde est directement liée à la quantité

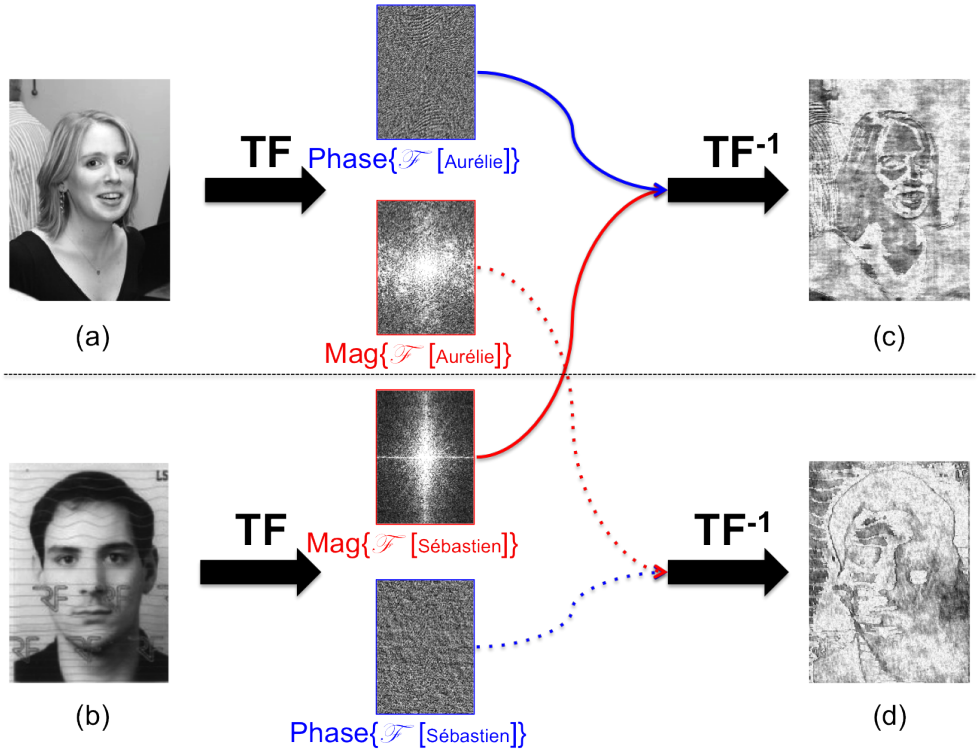


Figure *2.9: Illustration de l'importance de la phase dans la reconstruction d'image par transformée de Fourier*

d'énergie transportée ; la moduler revient donc à filtrer une partie de cette énergie, réduisant l'efficacité du montage. En parallèle, nous avons illustré le fait que l'information d'une image est majoritairement contenue dans la phase de sa transformée de Fourier. Ainsi la forme de l'amplitude de la figure de diffraction de Fraunhofer est principalement contenue dans la phase du champ initial. Il en est de même pour la figure de diffraction de Fresnel qui se construit à l'aide d'une transformation de Fresnel, très similaire à celle de Fourier.

Nous nous intéressons donc dans la fin de ce chapitre aux deux approches pour la conception des modulateurs de phase pour la mise en forme de champ : l'approche réfractive par systèmes asphériques, et l'approche diffractive.

2.3.3 Mise en forme par modulation de phase

2.3.3.1 Approche réfractive : les systèmes asphériques

Depuis la maîtrise de l'utilisation et de la fabrication des éléments optiques simples tels que miroirs et lentilles minces sphériques, différents domaines se sont intéressés à l'utilisation de systèmes asphériques, plus adaptés car présentant de nouveaux paramètres (les coefficients d'ordre supérieur du polynôme décrivant le profil radial). L'existence de ces coefficients pour la conception d'optiques complexes a permis, dans certains domaines tels que la correction d'aberrations, d'atteindre des résultats très significatifs. Cela étant les problèmes majeurs restent leur réalisation (en particulier pour les systèmes introduisant des asphéricités

d'ordre impair et perdant donc la symétrie de révolution), et *a fortiori* leur coût, ainsi que leur mise en œuvre.

Le principe général de cette technique est présenté par Dickey et Holswade [59], Erdei *et al.* [60] ainsi que par Fuse [61] et est souvent appliqué à la géneration de faisceaux uniformes dont l'éclairement est constant sur une zone d'intérêt donnée, souvent de forme géométrique simple (disque, carré, anneau, etc.). Pour en comprendre l'idée il faut considérer les rayons lumineux utilisés en optique géométrique comme des «canaux d'énergie». La densité locale de ces canaux serait directement liée à l'éclairement : ainsi un faisceau gaussien disposerait de ces canaux en plus grand nombre proche de l'axe optique. Afin de mettre en forme cette répartition, certains canaux vont être déviés de leur trajet initial vers une zone en déficit d'énergie par rapport à la répartition voulue. Cette déviation locale est réalisée par réfraction de la lumière à l'aide d'un système asphérique. Ce concept est illustré par la figure 2.10 pour la transformation d'un faisceau gaussien en un faisceau uniforme à base circulaire.

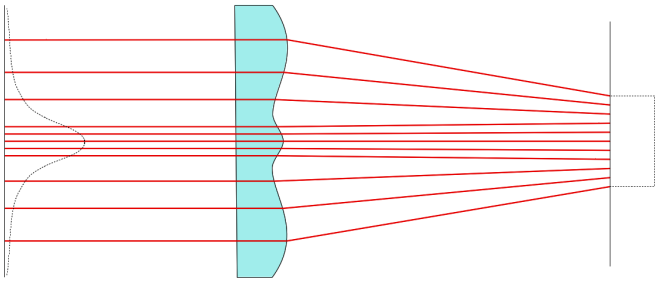


Figure *2.10: Mise en forme de faisceau par optique réfractive ; transformation d'un faisceau gaussien en un faisceau uniforme à base circulaire.*

Cette technique est fondée sur la propagation de rayons lumineux, et non pas d'ondes. Elle permet donc la conception de ces éléments asphériques en exploitant les capacités des codes de conception optique. (Zemax, Code V, etc.).

Bien qu'efficace, elle présente néanmoins deux limitations majeures dans le cadre de notre application. La première est évidemment son manque de flexibilité : un système asphérique généré par celle-ci aura été conçu pour des conditions bien spécifiques (forme et taille du faisceau entrant, forme et taille du faisceau mis en forme, distance de travail, etc.). Hors de ces conditions la mise en forme obtenue présenterait des défauts ; en particulier, la cohérence du faisceau peut engendrer des effets interférométriques non prévus dans l'optimisation initiale puisque non pris en compte par le modèle, impliquant des oscillations de l'éclairement qui ne concordent pas avec une génération de faisceau uniforme. Par ailleurs, le résultat obtenu en pratique sera très sensible à la fois à l'alignement dudit élément, mais également à la stabilité du faisceau optique ; ces deux derniers point imposant une forte limitation de à la mise en œuvre pratique de la technique.

En outre, dans le domaine de l'usinage laser par impulsions ultrabrèves, la durée d'impulsion a une

influence non négligeable sur la qualité du travail réalisé. Or, par effets non linéaires, cette durée augmente lorsque l'impulsion traverse des matériaux dispersifs tels que les verres. La présence d'un élement de type asphérique induit non seulement un étirement de l'impulsion, mais de surcroît cet étirement sera variable dans un plan transverse à la propagation dans la mesure où l'épaisseur de verre traversée varie. Il est ainsi probable que certaines spécificités de l'interaction soient modifiées. Cependant, cet effet ne sera visible que sur des impulsions initialement très courtes (de l'ordre de quelques dizaines de femtosecondes).

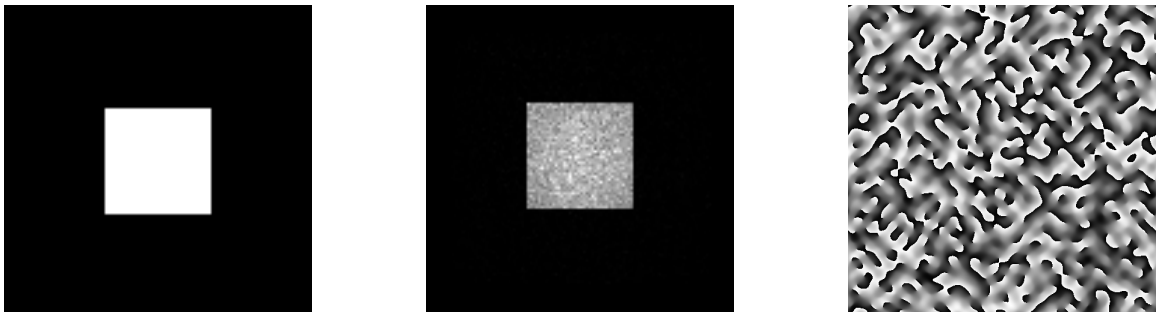
Enfin, là encore de par l'approche géométrique et la non prise en compte d'effets interférométriques, la taille des motifs créés est limitée (typiquement à une dizaine de fois la limite de diffraction). Si des tailles plus petites peuvent être atteintes par des systèmes d'imagerie à fort rétrécissement, la mise en place dans un contexte industriel reste compliquée.

Ainsi, si elle peut s'avérer d'une grande efficacité pour certaines applications spécifiques, cette technique de mise en forme par réfraction ne paraît pas adaptée au développement d'une station de travail de type prototype qui vise à répondre à des problématiques variées, aussi bien scientifiques qu'industrielles. On peut néanmoins imaginer qu'un tel dispositif trouve sa place dans le cadre d'une machine spécifique. Le développement du système asphérique nécessiterait alors une étude complète pour que la mise en forme réalisée soit parfaitement adaptée.

2.3.3.2 Approche diffractive : les hologrammes

Plus généralement, la conception de modulations optiques de phase pure pour la mise en forme est réalisée par une approche diffractive, comme présentée dans la première partie de ce chapitre. Le modulateur optique prend alors le nom d'*hologramme (de phase pure), de masque de phase* ou de *kinoform*.

Pour illustrer ce principe, une mise en forme de faisceau gaussien en faisceau uniforme carré par modulation de phase pure est donnée par la figure 2.11.



(a) Cible (b) Mise en forme simulée (c) Hologramme calculé

Figure *2.11: Exemple de mise en forme d'un faisceau gaussien sous la forme d'un carré par modulation de phase ; les images (b) et (c) sont liées par une transformation de Fourier*

On observe que la reconstruction 2.11(b) est bien meilleure que dans le cas similaire présenté dans

le cas de la modulation d'amplitude (2.8(b)), la répartition d'énergie à l'intérieur de la zone cible étant plus uniforme. En outre, il y a bien conservation théorique de l'énergie incidente puisque l'intégralité de l'énergie contenue dans la source se retrouve dans le plan de mise en forme 2.11(b). Il s'agit donc d'une **réorganisation spatiale de l'énergie**.

2.4 Conclusion : pourquoi la mise en forme en configuration de Fourier par modulation de phase ?

Dans le cadre du développement de notre station de travail prototype, nous avons donc choisi d'exploiter une technique de mise en forme en configuration de Fourier (dans le plan focal d'une lentille, dite lentille d'usinage) par modulation de phase. En effet, comme nous venons de le voir, c'est la phase (du spectre spatial) d'une onde qui transporte la majeure partie de l'information de forme dans la plupart des cas. En outre, cette technique a l'avantage d'exploiter théoriquement l'intégralité de l'énergie incidente sur le modulateur alors qu'une modulation d'amplitude n'en exploite intrinsèquement qu'une (relativement petite) partie. La technique choisie présente donc le double avantage de limiter le risque de dégradation du matériel lié à l'utilisation d'impulsions courtes, tout en ne bridant pas le rendement de la machine : l'utilisation d'une série de points est alors envisageable pour paralléliser le procédé et optimiser le rendement de production.

Par ailleurs, l'un des objectifs de cette station de travail est de réaliser un usinage aux dimensions les plus petites possibles. Par ailleurs, comme nous l'avons vu au **chapitre 1**, la taille de l'impact est directement liée à la taille du faisceau. L'utilisation de la modulation de phase permet de mettre en œuvre la technique d'*Ingénierie de la tache focale* pour réduire celle-ci et donc augmenter la résolution des usinages.

Se pose alors une série de questions quant à la mise en œuvre de cette technique : comment moduler la phase d'une onde ? Comment contrôler cette modulation ? Quelle carte de phase doit-on appliquer pour obtenir une forme particulière ? Quelles sont les contraintes techniques associées à sa mise en pratique et sont-elles compatibles avec le contexte d'une machine industrielle ? Les réponses que nous avons trouvées sont exposées dans les **chapitres 3** et **4** en ce qui concerne la modulation, et le **chapitre 5** pour ce qui est de la mise en œuvre pratique.

Chapitre 3

La phase en optique : définition, modulation et mesure

Comme illustré tout au long du **chapitre 2**, le champ électrique est une valeur complexe définie par deux éléments : amplitude et phase. Notre système visant à contrôler ce second terme, ce chapitre présente plus en détails ce qu'est la phase d'une onde ainsi que les moyens actuels de modulation et de mesure de celle-ci.

3.1 Qu'est-ce que la phase ?

3.1.1 Phase temporelle et phase spatiale

En électromagnétisme, les ondes solutions de l'équation de Helmoltz (2.4) se propageant, elles présentent une forte relation entre la dépendance en temps et la dépendance en espace selon la direction de propagation (z). Ainsi, on pourra décrire une onde se propageant en l'étudiant au choix :

- dans un unique plan transverse et au cours du temps (étude temporelle).
- dans l'espace entier en un instant donné (étude spatiale).

Dans le premier cas c'est l'évolution temporelle qui est privilégiée ; la dépendance spatiale est donc implicite et le champ s'écrit :

$$E(t) = |E(t)|e^{i\varphi(t)} \tag{3.1}$$

Le terme de phase est alors appelé *phase temporelle.*

Dans le second cas, seule la dépendance spatiale est considérée. Le champ électrique s'écrit alors sous la forme :

$$E(\overrightarrow{r}, z) = |E(\overrightarrow{r}, z)|e^{i\varphi(\overrightarrow{r},z)} \tag{3.2}$$

Le terme $\varphi(\overrightarrow{r}, z)$ est alors appelé *phase spatiale*. Son analyse repose sur la représentation du *front d'onde*, surface des points équiphase.

La distinction de ces deux termes tient donc du type d'analyse (spatiale ou temporelle) menée, chacune amenant à des conclusions spécifiques. Une distinction similaire est par ailleurs faite lors de l'étude de la cohérence : on parle là aussi de cohérence temporelle et/ou spatiale ; la première s'intéresse à la cohérence du champ électrique émis en deux instants distincts tandis que la seconde est l'étude de la cohérence entre les champs électriques émis par deux sources ponctuelles séparées spatialement (mais qui peuvent appartenir à la même source macroscopique) Dans le domaine de la mise en forme qui nous intéresse, ces deux notions sont d'autant plus difficiles à dissocier que les techniques de mise en forme spatiale et temporelle reposent sur une même opération mathématique : la transformation de Fourier. Ceci explique les résultats similaires obtenus dans les deux cas.

Dans la suite de ce mémoire seule l'approche spatiale nous intéresse, notre attention portant sur l'incidence de la répartition spatiale d'énergie sur l'usinage. Notons que divers travaux, notamment au sein du *LabHC* s'intéressent à l'approche temporelle.

3.1.2 Phase spatiale et marche optique

Comme indiqué ci-dessus, la phase spatiale représente une différence de marche optique entre deux points du plan transverse. Cette marche optique est définie comme la distance parcourue, multipliée par l'indice optique. Ainsi, une lame de verre d'épaisseur e et d'indice n apporte au faisceau une marche optique $\delta = n \cdot e$. La phase spatiale est en fait une grandeur sans dimension représentant cette différence de longueur de trajet en terme d'oscillations du champ électrique. Ainsi une différence de marche égale à une longueur d'onde λ, c'est-à-dire à une période spatiale, correspond à une phase de 2π, de sorte que le lien théorique entre ces deux grandeurs est donné par la relation :

$$\varphi = \delta \frac{2\pi}{\lambda} \tag{3.3}$$

On pourra donc simplement retenir qu'un déphasage de 2π correspond à une différence de marche de λ.

En réalité une lame de verre n'est pas parfaitement une lame à faces parallèles : la rugosité de ses surfaces engendre une variation de l'épaisseur traversée. Dans ce cas, la phase induite par la lame sur le front d'onde est une image directe de son épaisseur.

De la même façon, l'indice optique d'un matériau peut varier localement par la présence de défauts dans sa matrice cristalline, ou de contraintes physiques. Ces défauts induisent eux-aussi une variation de marche optique, et donc de phase spatiale.

Il apparaît donc que la phase spatiale est modifiée de manière relativement simple. Cela implique que le moindre élément optique apportera sa contribution propre, et qu'il ne sera donc pas aisé de connaître le

front d'onde de manière sûre.

3.1.3 Description du front d'onde

Le front d'onde est défini comme la surface des points équiphase. Il peut donc être représenté par une fonction bi-dimensionnelle, que l'on notera $\Delta(r, \theta)$, ayant pour valeur l'écart de phase entre le faisceau et une surface de référence, par exemple un plan ou une sphère. Ce principe est illustré par la figure 3.1.

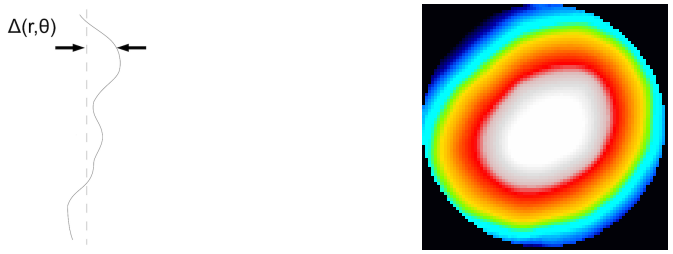


Figure *3.1: Exemples de représentation du front d'onde par rapport à une référence plane*

La fonction $\Delta(r, \theta)$ peut être analysée mathématiquement de multiples façons. La plus courante est la décomposition sur une base de fonctions élémentaires. En particulier lorsqu'un système est centré [1] (à symétrie de révolution), on peut décrire son front d'onde dans le plan de la pupille sous la forme [62] :

$$\Delta(r, \theta, y) = \sum_{(i,j,k)\in\mathbb{N}^3} A_{ijk}\, u^{2i}\, y^{2j}\, \left(uy\cos(\theta)\right)^k = \sum_{(i,j,k)\in\mathbb{N}^3} A'_{ijk}\, u^{2i+k}\, y^{2j+k}\, \cos(k\theta) \tag{3.4}$$

où $u = \frac{r}{r_0}$ est la coordonnée radiale réduite, c'est-à-dire qu'elle prend des valeurs entre 0 et 1 (r_0 est le rayon pupille du système) ; y est la coordonnée radiale du point image étudié, centre de la sphère de référence ; θ est la coordonnée azimutale.

Le second développement (partie de droite) est appelé développement de Seidel. Le front d'onde est décomposé sur la base des polynômes du même nom. Chaque couple (i, j, k) donne alors lieu à une dénomination différente comme indiqué dans le tableau 3.1.

Il existe d'autres bases de décomposition que celle de Seidel que nous venons de voir. La plus utilisée est la base des polynômes de Zernike [63]. Son principal avantage est que cette base est orthonormale. Cette propriété assure l'unicité de la décomposition de tout front d'onde. En outre, elle permet la simplification de certains calculs (en particulier ceux d'écart quadratique moyen et de rapport de Strehl) mais aussi de s'affranchir d'effets de bords lors de mesures et donc de rendre plus robustes les applications liées, en particulier dans le domaine de l'optique adaptative. Néanmoins, chacun des polynômes de cette base est une combinaison des termes de Seidel et la classification est moins évidente. Cependant, par abus de langage, on conservera les appellations du tableau 3.1 [2].

1. Pour les systèmes non centrés un terme similaire en $(uy\sin(\theta))^k$ ou $\sin(k\theta)$ est ajouté.
2. Voir tableau 3.2 en fin de chapitre ; le polynômes n°3 est une combinaison des termes de *defocus* et de *piston* au sens de Seidel.

Couple (i, j, k)	Polynôme de Seidel	Noms de l'aberration
$(1, 0, 0)$	u^2	Défaut de mise au point ou *defocus*
$(0, 1, 0)$	y^2	Piston
$(0, 0, 1)$	$uy\cos(\theta)$	Basculement ou *tilt*
$(1, 1, 0)$	u^2y^2	Courbure de champ
$(1, 0, 1)$	$u^3y\cos(\theta)$	Coma
$(2, 0, 0)$	u^4	Aberation sphérique
$(0, 0, 2)$	$u^2y^2\cos(2\theta)$	Astigmatisme

Table *3.1: Aberrations de Seidel du premier et troisième ordre*

En pratique, il existe plusieurs définitions de ces polynômes : certains sont normalisés en écart crête à crête, d'autre en écart quadratique. En outre l'écriture peut se faire en coordonnées cartésiennes ou polaires. Le tableau 3.2 en fin de chapitre présente la définition des 15 premiers polynômes normalisés en écart quadratique en coordonnées carthésiennes et polaires ainsi qu'une représentation graphique de l'écart associé.

Il est important de se souvenir que ces polynômes ne peuvent servir de base que si la pupille de mesure est un disque. S'il s'agit d'une autre forme, le formalisme proposé n'est plus adapté et une autre famille doit être trouvée ; par exemple la famille des polynômes de Legendre sur une pupille rectangulaire.

Les notions de phase et de front d'onde ayant été introduites, il convient maintenant, dans notre objectif de contrôle de la forme du faisceau dans le plan focalimage d'une lentille, de comprendre comment ce front d'onde peut être modulé, et comment cette modulation peut être controlée.

3.2 Les modulateurs de phases

Les produits disponibles commercialement composent deux grandes familles : les SLMs (*Spatial Light Modulator*) et les miroirs déformables. Les technologies utilisées étant différentes, ces deux grandes familles répondent à des problématiques différentes, voire complémentaires.

3.2.1 Les miroirs déformables

Le principe d'un miroir déformable est, comme son nom l'indique, de déformer la surface réfléchissante d'un miroir. Ainsi, localement, la distance à parcourir pour atteindre cette surface peut être contrôlée. Cette modulation est réalisée à l'aide d'actionneurs qui pourront attirer ou repousser la surface. Elle aura pour conséquence de créer une différence de marche locale et donc une déformation du front d'onde. Ce

principe est illustré par la figure 3.2(a). Il est important de noter la présence d'un facteur deux entre la déformation du miroir et la différence de marche introduite, qui correspond au double trajet aller et retour.

(a) Principe de fonctionnement (b) Exemple de carte d'actionneurs

Figure *3.2: Le miroir déformable*

Ces systèmes sont souvent utilisés dans les boucles d'optique adaptative, en particulier en astronomie. En effet, leur temps de réponse rapide et la densité d'actionneurs disponible permet de corriger efficacement les aberrations liées aux turbulences atmosphériques. Cependant, en ce qui concerne les produits commerciaux, il est peu probable de les voir utilisés seuls dans des techniques de mise en forme complexe de faisceau. En effet les cartes de phase à appliquer comportent souvent de hautes fréquences spatiales qui ne peuvent être atteintes par des miroirs n'ayant qu'une dizaine d'actionneurs sur un diamètre.

3.2.2 Les Elements d'Optique Diffractive

Les DOEs - *Diffractive Optical Elements* - sont des éléments optiques conçus sur mesure et qui modulent la phase de l'onde incidente, soit par modulation d'indice, mais plus souvent par modulation de l'épaisseur de matériau traversée. Il s'agit en fait de la version figée des modulateurs à cristaux liquides présentés ci-après. Si leur utilisation peut être envisagée dans le cadre d'une problématique fixe, leur manque de flexibilité est évidemment rédhibitoire pour le développement de notre station prototype. En outre leur réalisation fait apparaître de nouvelles problématiques, par exemple sur le contrôle de l'épaisseur à l'échelle de la longueur d'onde.

3.2.3 Les Modulateur Spatiaux de Lumière

Le terme SLM (*Spatial Light Modulator*) quant à lui se réfère le plus souvent aux modulateurs à cristaux liquides. Contrairement aux précédents, ceux-ci exploitent la propriété d'anisotropie des cristaux liquides pour moduler la marche optique et donc la phase. En effet, il est possible d'orienter une molécule de cristal liquide à l'aide d'un champ électrique. Ainsi, comme illustré sur le schéma 3.3, en plaçant une couche de cristaux liquides entre deux électrodes pixélisées et en adressant indépendamment chacun des pixels, il est possible de dresser une carte d'orientation des cristaux liquides. Pour une polarisation incidente donnée,

cette carte d'orientation de cristaux se traduit en une carte d'indices optiques, et donc de phase (l'épaisseur de la couche de cristaux étant constante) ; ce principe permet donc d'imposer au faisceau lumineux une carte de phase complexe avec une grande résolution.

(a) Orientation des cristaux au repos (b) Orientation controlée des cristaux

Figure *3.3: Les SLMs*

Cependant, les valeurs de biréfringences des cristaux liquides étant de l'ordre de 10^{-1}(valeure élevée pour une biréfringence), la dynamique de modulation de ces éléments est souvent limitée à 2π ou 4π pour limiter l'épaisseur de cristaux traversée afin d'éviter des effets indésirables tels que l'auto-adressage (rotation induite par le faisceau à moduler), l'absorption et la dispersion, la réduction du temps de réponse ou la nécessité d'une tension de commande élevée.

3.2.4 Quel modulateur pour quelle application ?

Ainsi, comme nous venons de le voir, en terme de modulateur de phase, un choix doit être fait entre résolution et dynamique de modulation. Lorsque qu'une grande dynamique est nécessaire, l'utilisation de miroirs défromables (ou autres modulateurs de distance parcourue) est à privilégier. Lorsque c'est la résolution spatiale qui prime, les solutions de type SLMs sont plus adaptées. Cependant certaines applications nécessitent une modulation à la fois sur une grande dynamique et avec une grande résolution spatiale ; c'est le cas des mises en forme que nous exploitons ici. La combinaison des deux types d'éléments peut alors s'avérer utile.

Néanmoins, la possibilité de moduler («à l'aveugle») le front d'onde n'est pas le seul pré-requis pour la mise en place de la technique. En effet, le calcul de carte de phase permet de trouver une solution de front d'onde à placer dans le plan focal objet de la lentille d'usinage pour obtenir la forme souhaitée. Appliquer ce résultat à l'aide d'un modulateur tel que ceux que nous venons de présenter aura pour effet d'ajouter cette déformation au front d'onde initial du faisceau. Celui-ci se comporte alors comme un bruit de phase présent et aura pour effet de dégrader la mise en forme. Pour éviter cela il est nécessaire de contrôler la phase effective après modulation pour quantifier ce bruit, voire d'adapter la modulation pour le compenser.

Dans les deux cas, la mesure du front d'onde du faisceau est nécessaire. La fin de ce chapitre s'intéresse donc aux outils commerciaux permettant cette mesure.

3.3 Les mesures de front d'onde

Le souci majeur de la problématique de mesure de front d'onde est que le principe même d'une mesure physique est incompatible avec la phase : aucun capteur n'y est directement sensible. Il est donc nécessaire de transformer cette information en une autre optiquement exploitable ; dans la plupart des cas, il s'agit d'un éclairement.

A l'heure actuelle, à notre connaissance, seuls deux systèmes commerciaux de mesure *in situ* du front d'onde existent : le système Schack-Hartmann et l'interféromètre à décalage de phase.

3.3.1 Le Schack-Hartmann

Le principe du Schack-Hartmann s'illustre parfaitement à l'aide des règles de base de l'optique géométrique. Son fonctionnement [3] repose sur ses deux composants principaux : un capteur optique matriciel placé dans le plan focal d'une matrice de micro-lentilles. Chacune des micro-lentilles analyse une partie du front d'onde incident. Si le front d'onde est relativement lisse, à chaque micro-lentille est associée une portion du front d'onde incident comportant uniquement un basculement, comme illustré en figure 3.4(b). Cette pente locale du front d'onde correspond à des rayons qui proviendraient d'un objet situé à l'infini

(a) Cas du front d'onde plan

(b) Cas du front d'onde aberrant

Figure *3.4: Le Schack-Hartmann*

hors d'axe, de sorte que leur point de focalisation se trouve transversalement décalé sur le capteur matriciel d'une distance proportionnelle à la pente locale du front. Cette situation peut aussi s'expliquer à l'aide du calcul mené au **chapitre 2** en remplaçant la modulation par une rampe de phase (le calcul se simplifie en exploitant la règle de translation de la transformation de Fourier). Ainsi, en mesurant le décalage des points focaux sur le capteur on peut obtenir les pentes locales du front d'onde. Par intégration, il est possible de reconstruire celui-ci.

3. pour une analyse formelle, voir [64]

Pour aller plus loin dans l'analyse, la portion de front d'onde analysée par chacune des lentilles est non seulement entachée de basculement, mais aussi d'une éventuelle déformation d'ordre supérieur. Cette déformation aura un impact sur la forme de la tache focale, exactement avec le même principe que celui utilisé pour la mise en forme présentée ici. Ainsi, au-delà du décalage, on peut s'intéresser à la forme de la tache focale pour reconstruire plus précisément le front d'onde par morceaux. Cependant cette solution n'existe pas, à notre connaissance, dans les versions commercialisées, certainement pour des raisons de temps et de lourdeur de calcul et de précision de capteurs.

3.3.2 L'interféromètre à décalage de phase

Le principe général de l'interférométrie peut lui aussi servir à évaluer le front d'onde d'un faisceau. En effet, si l'on superpose deux champs électriques pour les faire interférer, la carte de contraste de la figure d'interférences est donnée par :

$$I(x,y) = |E_1(x,y)+E_2(x,y)|^2 = |E_1(x,y)|^2+|E_2(x,y)|^2+2|E_1(x,y)E_2(x,y)|cos(\varphi_1(x,y)-\varphi_2(x,y)) \quad (3.5)$$

Ainsi le contraste d'une figure d'interférence comporte à la fois l'information des amplitudes des deux ondes interférant, mais surtout le déphasage les séparant. En supposant les amplitudes connues par ailleurs, l'analyse de cette figure permet la détermination de cet écart. Cependant, cela sous-entend qu'une onde de référence doit être disponible et synchronisée avec le faisceau à étudier et qui, de surcroît, ne doit présenter aucune aberration, sous peine de ne pas pouvoir les détecter.

Pour pallier ce problème, des solutions de mesures interférométriques auto-référencées ont été développées ; dans la plupart des cas, il s'agit de dédoubler l'onde à analyser, de modifier de façon parfaitement connue l'un des bras et de recombiner les deux parties. L'analyse de la figure d'interférence combinée avec la connaissance de la modification permet de remonter, sans ambiguïté, à la phase de l'onde étudiée.

La modification apportée peut être l'ajout d'un terme de phase connu, ou la modification du comportement de l'onde ; une mise en pratique de la seconde est la méthode dite de *décalage de phase*. Le principe est là encore de démultiplier l'onde initiale. Chacune des subdivisions est propagée dans une direction différente. Au cours de cette propagation apparaît un décalage transverse relatif des différentes parties. Si celui-ci est relativement faible, le terme de contraste de la figure d'interférence sera l'image des variations locales de la phase comme explicité par :

$$cos\left(\varphi_1(x,y) - \varphi_2(x,y)\right) = cos\left(\varphi(x,y) - \varphi(x+\Delta x, y+\Delta y)\right) \quad (3.6)$$

où Δx et Δy représentent l'écart relatif transverse. Cette approche permet de remonter au gradient de phase dans la direction relative de déplacement. En démultipliant cette méthode à plusieurs directions relatives (typiquement trois ou quatre), il est possible d'obtenir le gradient de phase dans ces directions et donc de reconstruire le front d'onde sans ambiguïté. En outre, le choix de la distance de co-propagation

des répliques permet un choix de la précision de la mesure [65].

3.4 Conclusion

Après un rappel de la définition de la phase et du front d'onde, nous avons présenté les moyens actuels de modulation de la phase spatiale. En outre, nous avons vu comment cette modulation peut être mesurée et donc contrôlée. Néanmoins pour mettre en forme le faisceau il convient maintenant de se poser la question suivante : quelle est la modulation de phase à imposer au faisceau afin que celui-ci se focalise sous la forme d'un carré, par exemple ? Pour répondre à cette question, différents algorithmes de calcul de carte de phase sont détaillés au chapitre suivant.

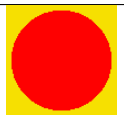
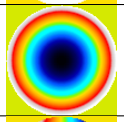
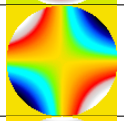
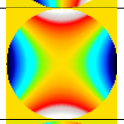
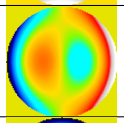
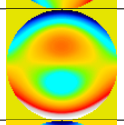
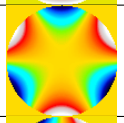
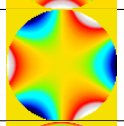
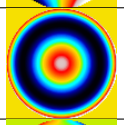
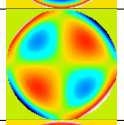
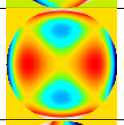
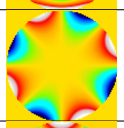
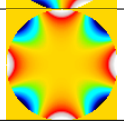
#	Aberration	Ecriture carthésienne	Ecriture polaire	Illustration de l'écart
0	Piston	1	1	
1	Tilt X	$\sqrt{4}\,x$	$\sqrt{4}\,u\cos(\theta)$	
2	Tilt Y	$\sqrt{4}\,y$	$\sqrt{4}\,u\sin(\theta)$	
3	Defocus	$\sqrt{3}\,(2x^2+2y^2-1)$	$\sqrt{3}\,(2u^2-1)$	
4	Astigmatisme 0°	$\sqrt{6}\,(x^2-y^2)$	$\sqrt{6}\,u^2\cos(2\theta)$	
5	Astigmatisme 45°	$\sqrt{6}\,(2xy)$	$\sqrt{6}\,u^2\sin(2\theta)$	
6	Coma X	$\sqrt{8}\,(3x^3+3xy^2-2x)$	$\sqrt{8}\,(3u^3-2u)\cos(\theta)$	
7	Coma Y	$\sqrt{8}\,(3y^3+3x^2y-2y)$	$\sqrt{8}\,(3u^3-2u)\sin(\theta)$	
8	Trefoil 30°	$\sqrt{8}\,(x^3-3xy^2)$	$\sqrt{8}\,u^3\cos(3\theta)$	
9	Trefoil 0°	$\sqrt{8}\,(3x^2y-y^3)$	$\sqrt{8}\,u^3\sin(3\theta)$	
10	Aberration sphérique	$\sqrt{5}\,(6x^4+12x^2y^2+6y^4-6x^2-6y^2+1)$	$\sqrt{5}\,(6u^4-6u^2+1)$	
11	2^{nd}Astigmatisme 0°	$\sqrt{10}\,(4x^4-3x^2+3y^2-4y^4)$	$\sqrt{10}\,(4u^4-3u^2)\cos(2\theta)$	
12	2^{nd}Astigmatisme 45°	$\sqrt{10}\,(8x^3y+8xy^3-6xy)$	$\sqrt{10}\,(4u^4-3u^2)\sin(2\theta)$	
13	Tetrafoil 0°	$\sqrt{10}\,(x^4-6x^2y^2+4y^4)$	$\sqrt{10}\,u^4\cos(4\theta)$	
14	Tetrafoil 22,5°	$\sqrt{10}\,(4x^3y-4xy^3)$	$\sqrt{10}\,u^4\sin(4\theta)$	

Table *3.2: Polynômes de Zernike*

Chapitre 4

Le calcul de carte de phase

Comme nous l'avons vu au **chapitre 2**, le lien mathématique entre la phase d'une onde électromagnétique et la répartition spatiale d'énergie après propagation n'est pas trivial. La technique de mise en forme consiste donc en la recherche d'une solution approchée tenant compte des contraintes physiques du montage ; dans notre cas, nous recherchons la carte de phase qui, associée à une amplitude gaussienne, diffracte pour donner une répartition spatiale d'énergie souhaitée dans le plan focal d'une lentille. Cette solution n'étant pas analytique, une approche d'optimisation itérative est souvent choisie ; le calcul est donc numérique. Néanmoins il existe plusieurs façons d'aborder ce problème et donc plusieurs algorithmes aux logiques bien différentes. Ce chapitre présente les principaux algorithmes issus de la littérature, une comparaison de ceux nous paraissant les plus adaptés et le choix qui a suivi cette comparaison dans le cadre du développement de notre station prototype.

4.1 Notes préliminaires

4.1.1 Un compromis entre efficacité et fidélité

la mise en œuvre d'une solution approchée du problème de la mise en forme de faisceau équivaut à la recherche d'un compromis entre deux critères de qualité de la mise en forme en opposition lors de ce calcul : l'efficacité de diffraction, qui représente l'efficacité énergétique de la mise en forme, et sa fidélité, qui représente la ressemblance entre la forme souhaitée et la forme obtenue. Comme nous l'avons vu au **chapitre 1**, la plupart des systèmes lasers utilisés dans notre contexte sont surdimensionés en énergie. Ainsi notre approche ne se focalise que sur ce second critère, le premier n'étant pas pertinent ici selon nous. Notons néanmoins que la non prise en compte de ce premier critère ne modifie pas les conclusions présentées ici.

4.1.2 Le critère d'optimisation

La plupart des algorithmes présentés dans la suite de ce chapitre ont un point commun : ce sont des algorithmes d'optimisation. Que celle-ci soit déterministe ou non, un point est inévitable pour ce genre de méthode : il est nécessaire de pouvoir indiquer à l'algorithme s'il améliore ou non le résultat. Il doit donc avoir accès à un critère numérique indiquant la qualité du résultat obtenu pour une itération particulière ; ce critère est appelé de façon transparente *critère d'optimisation*, *critère d'erreur*, *fonction de mérite* ou encore *fitness*.
N.B. : Suivant les algorithmes, ce critère sera maximisé ou minimisé. Par convention, dans ce mémoire, nous parlerons d'*erreur* lorsque l'objectif est un minimum, et de *fitness* lorsqu'il s'agit d'un maximum.

Ce critère a une grande influence sur les propriétés de convergence et de résistance au bruit desdits algorithmes. Il sera entre autre en partie responsable des problèmes de stagnation, de convergence précoce, voire de non-convergence. En définitive, le choix de ce critère aura une incidence non négligeable sur les solutions finales proposées et il convient donc de s'y intérresser de plus près.

Dans le cas général d'une optimisation avec connaissance *a priori* de l'objectif (ce qui est notre cas puisque c'est à l'utilisateur de définir la forme et les dimensions de la tache focale qu'il souhaite obtenir), ce critère est choisi comme étant l'écart quadratique moyen (ou écart RMS - *Root Mean Square*) entre la cible désirée X_d et le résultat donné par l'algorithme X. Cet écart est défini comme [1] :

$$e_{RMS} = \sqrt{\sum_{i=0}^{N} \frac{(X[i] - X_d[i])^2}{X_d[i]}} \tag{4.1}$$

N.B. : dans la formule (4.1), les grandeurs X et X_d étant informatiques, elles sont naturellement discrètes, d'où la notation utilisée.

Dans notre cas, la grandeur d'intérêt est la répartition bi-dimensionnelle de l'éclairement dans la tache focale. Ainsi, la définition précédente devient :

$$e_{RMS} = \sqrt{\sum_{i=0}^{N} \sum_{j=0}^{M} \frac{[I(i,j) - I_d(i,j)]^2}{I_d(i,j)}} \tag{4.2}$$

où i et j (respectivement N et M) sont les indices associés aux (respectivement le nombre total de pixels par) lignes et colonnes ; $I(i,j)$ représente donc la valeur de l'éclairement calculé au niveau du pixel ligne i et colonne j.

Cette définition du critère présente deux inconvénients majeurs :

- Il possède une grandeur physique.
- L'argument de la double somme n'est pas défini si la cible est nulle au niveau du pixel courant (i,j)

1. Dans le cas général, la prise en compte de l'efficacité de diffraction se manifeste par l'apparition d'un facteur de normalisation du terme $X[i]$. Comme indiqué au §4.1.1 nous l'avons négligé ici.

Ces deux points rendent ce critère d'erreur peu lisible. Tenant compte de cette limitation, un nouveau critère d'erreur est défini par [2] :

$$e = \frac{\sum_{i=0}^{N} \sum_{j=0}^{M} [I(i,j) - I_d(i,j)]^2}{\sum_{i=0}^{N} \sum_{j=0}^{M} I_d^2(i,j)} \tag{4.3}$$

Cette définition permet de s'affranchir des limitations précédentes. En particulier, lorsque l'image $I(i,j)$ est totalement noire l'erreur vaut 1. Une valeur supérieure (voire très supérieure) à 1 correspond à deux images $I(i,j)$ et $I_d(i,j)$ vraiment différentes (puisque la somme des écart est supérieur à l'énergie totale disponible) et ne devrait donc apparaître qu'à l'initialisation des différents algorithmes. Les différentes itérations devraient donc en majorité donner une erreur comprise entre 0 et 1. Enfin, l'écart étant normalisé à l'énergie total comprise dans la cible, sa valeur reflète l'importance de l'écart en proportion de l'énergie disponible.

Cependant, la question du critère d'optimisation reste une question ouverte. La problématique peut en effet être présentée comme suit : la figure 4.1 illustre deux profils d'éclairement typique pouvant résulter d'une mise en forme et pouvant présenter une même valeur d'erreur. De ces deux profils, lequel est le plus souhaitable ? Celui présentant un bruit généralisé sur l'ensemble de la carte d'éclairement, ou bien un pic au centre ? La réponse à cette question n'est en rien évidente et dépend *a priori* de l'application visée. Le choix du critère d'erreur est donc d'autant plus complexe qu'il doit donner la bonne réponse à ce type de question.

Figure *4.1: Problématique du choix du critère d'erreur : quel profil est le plus adapté ?*

4.1.3 Quantification de la phase

Les modulateurs existant (SLMs ou DOEs) imposent souvent une quantification de la carte de phase réelle : seuls certains niveaux sont accessible dans l'intervalle $[0; 2\pi]$. Afin de tenir compte au mieux de cette restriction, cette quantification doit être prise en compte par les différents algorithmes. Plusieurs travaux sont présentés dans la littérature sur la question [66, 67]. Cependant, nous disposons s'un SLM codant le niveau de phase sur un octet, soient 255 valeurs accessibles. Vue la précision associée, nous avons donc négligé l'effet de cette quantification et nous sommes contenté d'arrondir la carte de phase obtenue par les différents algorithmes.

2. Cette définition est reprise de la thèse de N.Sanner [10]

4.1.4 Taille de fenêtre et précision des plans objet et image

Comme nous l'avons présenté au **chapitre 2**, les plans de modulation et d'usinage sont liés par une transformation de Fourier. D'un point de vue numérique, celle-ci est réalisée par l'algorithme de transfromée de Fourier rapide. Ce lien impose certaines contraintes ; en particulier :

- Le nombre de pixels est identique dans les deux plans.
- La précision (taille d'un pixel) du plan objet impose l'étendue (taille de la fenêtre) du plan image.
- A l'inverse, l'étendue du plan objet impose la précision du plan image.

Ces contraintes sont rappelées par le schéma 4.2 ci-après.

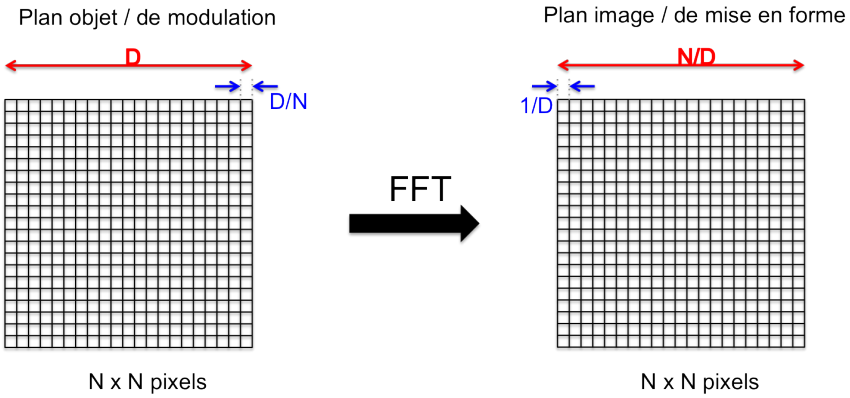


Figure *4.2: Dimensions contraintes par les lois de la transformation de Fourier rapide : précision et étendue des plans objet et image, ou de modulation et de mise en forme.*

En pratique, comme présenté au **chapitre 5** la configuration de notre station de travail consiste en un SLM de taille $D = 7,65$ mm correspondant à 1920 pixels. Cette taille tient compte du grandissement de la conjugaison du système afocal $\{L_3 + L_5\}$ (cf. schéma 5.1). La résolution dans le plan de modulation est donc de $\frac{D}{N} \simeq 4$ µm. En tenant compte des contraintes rappelées par le schéma 4.2 ci-dessus, et du lien entre la coordonnées spatiale du plan de mise en forme et la fréquence spatiale associée, la précision et le champ dans le plan image sont donnés par :

$$\frac{\delta x'}{\lambda f'} = \frac{1}{D} \iff \delta x' = \frac{\lambda f'}{D} \tag{4.4}$$

$$\frac{\Delta x'}{\lambda f'} = \frac{N}{D} \iff \Delta x' = \frac{N \lambda f'}{D} = \delta x \lambda f' \tag{4.5}$$

On retrouve ici le fait que la précision dans le plan de modulation limite le champ maximal accessible dans le plan de mise en forme. De la même façon la taille du modulateur induit la précision dans le plan de mise en forme. Nous retrouverons un résultat similaire au **chapitre 5** lors du calul basé sur les propriétés du modulateur réel.

Par ailleurs, ce lien impose les contraintes usuelles, notamment en terme de repliement du spectre. Cela signifie qu'en pratique aucune mise en forme de taille supérieure à la valeur du champ image indiqué

ci-dessus ne pourra être obtenue sans l'apparition de phénomènes de repliement du plan de mise en forme. Cependant, compte tenu des valeurs numériques en pratique ici, cette contrainte reste secondaire. En effet, la contrainte de densité surfacique d'énergie (supérieure au seuil d'ablation) est plus restrictive en terme de surface irradiée).

4.2 Les différents algorithmes

4.2.1 Calcul direct

La première famille d'algorithmes comporte ceux réalisant un calcul direct en s'appuyant sur des cas simples. Elle n'est donc pas soumise au choix d'un critère d'erreur présenté en §4.1.2. Sont ici présentées deux variantes : *Gratings and Lenses* développée par l'Université de Glasgow [37] et le *Random Phase Mask Encoding*, initialement présenté par Montes-Usategui *et al.* [68]. Ces deux algorithmes diffèrent par leur loi de composition.

4.2.2 Des prismes et des lentilles - cas monopoint

Si la tache focale désirée ne comporte qu'un point unique alors le problème est relativement simple. En effet, certaines cartes de phase sont évidentes d'un point de vue optique (et sont en toute logique vérifiées à l'aide de la formule (2.27) et des propriétés de la transformation de Fourier) : le basculement (ou rampe de phase) et le *defocus* (ou phase quadratique).

- Le basculement correspond à l'effet d'un prisme. Il introduit un décalage latéral dans le plan de Fourier. Cela rejoint la propriété de translation de la transformée de Fourier.
- Le *defocus* correspond à un effet de lentille. Il introduit donc un décalage axial par rapport au plan de mise en forme.

Si la cible est un point unique décalé de l'axe optique dans les trois directions, il suffit de dissocier le décalage latéral, qui donnera une carte de phase linéaire (basculement), et le décalage axial, qui donnera une carte de phase quadratique (lentille, ou *defocus*). La carte de phase finale sera la somme des deux précédentes comme explicité par la relation :

$$E(x,y) = \underbrace{E(x,y)\cdot e^{i\pi\left(\frac{\theta_x x}{\lambda}+\frac{\theta_y y}{\lambda}\right)}}_{point\ décalé\ en\ (x,y)} \cdot \underbrace{e^{i\pi\left(\frac{x^2+y^2}{\lambda\Delta z}\right)}}_{décalage\ axial} = E(x,y)\cdot e^{i\varphi(x,y)} \tag{4.6}$$

4.2.2.1 Composition multi-point

Lorsque le problème devient multi-point on peut utiliser les résultats explicités ci-dessus : pour chacun des points souhaités, une carte de phase est calculée, tenant compte des décalages axiaux et latéraux dudit

point. Ainsi, il ne reste plus qu'à composer les cartes de phase associées à chacun des points pour n'en obtenir qu'une seule.

Une première approche consiste à considérer la linéarité de la transformation de Fourier : la cible mutli-point sera obtenue si on trouve dans le plan de modulation de phase un champ électrique correspondant à la somme de ceux nécessaires à l'obtention de chaque point. La carte de phase de la mise en forme totale est donc obtenue par :

$$\varphi(x,y) = arg\left(\sum_{k=0}^{N_{point}} e^{i\phi_k(x,y)}\right) \tag{4.7}$$

Cependant deux limites existent pour cette approche. La première est que, d'un point de vue mathématique, le module de la somme ci-dessus n'est pas unitaire. Ainsi, la somme exacte n'est pas accessible et la quantité d'énergie contenue dans chacun des points cibles risque d'être modifiée. En outre, dans le cas de points très proches, il est probable qu'apparaissent des interférences locales dues au recouvrement des différents points cibles par la diffraction. Cette approche simple n'est donc qu'une approximation. Néanmoins la pratique montre que cette méthode est suffisante pour la création de pincettes optiques, comme expliqué par Leach *et al.* dans [37].

L'approche proposée par Montes-Usategui *et al.* [68] n'est pas plus compliquée et s'avère être également efficace en pratique. Ils proposent de composer une carte de phase unique en associant chacun de ses pixels aléatoirement à l'une des cartes de phase associée à chaque point ; la répartition aléatoire étant choisie de sorte que chaque carte, donc chaque point de la mise en forme, reçoive la même énergie. Cette approche est illustrée par le schéma 4.3.

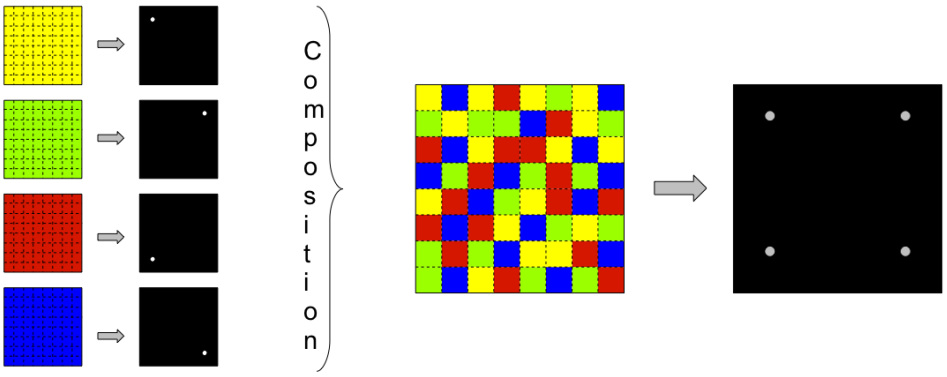


Figure *4.3: Attribution aléatoire des pixels ; chaque couleur correspond à un point cible*

Une limite évidente à cette méthode est le nombre de points, car plus il y a de points cibles et moins la carte de phase associée à chacun d'entre eux sera représentée. En outre, la juxtaposition de cartes de phase différentes risque d'induire de nombreux sauts de phase, responsables d'une dégradation de la qualité globale, et en particulier l'apparition d'un pic central intense , d'un symétrisation de la mise en forme par effet réseau ou un bruit déclairement appelé *speckle*.

Si ces deux algorithmes simples ont l'avantage de donner une solution approchée en un temps relativement court, leur qualité n'est cependant pas toujours adaptée à l'utilisation que nous prévoyons ici, à savoir l'usinage de pièces à l'échelle micrométrique. Ils seront plus destinés à des applications de calcul en temps réel dans le domaine des pincettes optiques ; domaine de recherche dans lequel ils ont vu le jour. Néanmoins dans l'idée de la parallélisation de procédé, *i.e.* l'utilisation de plusieurs faisceaux réalisant le même travail et augmentant donc la cadence, cette approche donnerait sans doute des résultats satisfaisants.

4.2.3 Algorithmes d'optimisation classiques

Le problème de calcul de carte de phase, comme annoncé au §4.1.2 peut être vu comme un problème d'optimisation : il faut optimiser la ressemblance entre la tache focale obtenue et la cible souhaitée en jouant sur la phase appliquée par le modulateur ; cette ressemblance étant quantifiée par la valeur de la fonction de mérite. Le problème d'optimisation étant connu par ailleurs, les différents algorithmes développés dans ce domaine peuvent être appliqués. Trois principes sont présentés ici : l'algorithme *Direct Binary Search* proposé par Seldowitz *et al.* [69], l'optimisation par gradient et enfin les algorithmes dit *Down Hill* et *Simulated Annealing.*

4.2.3.1 Le *Direct Binary Search*

Cet algorithme utilise le fait qu'il n'existe qu'un nombre limité de valeurs de phase accessible par pixel du modulateur et donc un nombre limité de cartes de phase possibles ; pour simplifier dans un premier temps, considérons des masques binaires, c'est-à-dire que seules deux valeurs sont accessibles. C'est un algorithme itératif modélisé par le diagramme bloc 4.4.

A chaque itération, la carte de phase est balayée pixel par pixel (l'ordre étant fixé aléatoirement, chaque pixel ayant la même probabilité d'être sélectionné). La valeur du pixel courant est échangée avec la seconde valeur disponible et les erreurs des deux cartes sont comparées. Si une amélioration est observée, la modification est conservée ; elle est annulée dans le cas contraire. Une fois l'ensemble des pixels balayé, un compteur indique le nombre de modifications effectuées. Si aucune modification n'est enregistrée, la boucle prend fin. Sinon, un nouveau cycle est lancé.

Cette approche peut être généralisée à une modulation de phase à N niveaux en remplaçant la comparaison des deux cartes de phase (avant et après modification) par une comparaison à N cartes de phase pour les N valeurs accessibles. Cependant, il apparaît naturellement que cela représente un coût de calcul énorme si N est grand. Néanmoins, lorsque le nombre de niveaux de phase reste assez limité (2 ou 3 typiquement), les résultats sont très acceptables, en particulier dans le cas de mises en forme de type multi-point [69, 70].

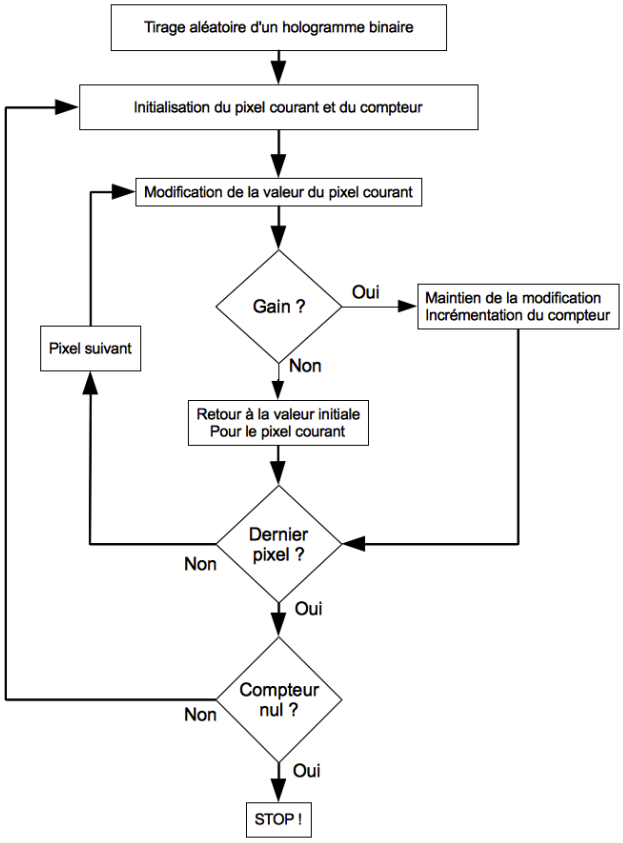


Figure *4.4: Principe de l'algorithme DBS*

4.2.3.2 Les algorithmes par gradient

Les algorithmes d'optimisation par gradient sont parmi les plus connus. Leur principe de fonctionnement est souvent illustré par la situation suivante : un aveugle est équipé d'une canne et placé au milieu d'un terrain vallonné et doit se rendre au point le plus haut (ou le plus bas) qu'il puisse trouver. Ainsi assez naturellement cet aveugle va-t-il sonder son voisinage avant de faire un pas pour prendre la direction de la plus grande pente afin d'atteindre le point extremum le plus proche. Dans cette analogie, le terrain vallonné représente les variations du critère d'erreur avec les paramètres, et l'optimisation suit le comportement de l'aveugle en réalisant une succession de petite améliorations.

Le principe est donc itératif, chaque itération aboutissant à un pas . Partant d'une position de départ, l'algorithme sonde le voisinage, c'est-à-dire calcule les dérivées partielles de la fonction de mérite. Ayant trouvé le paramètre à modifier pour maximiser la variation de l'erreur, il effectue un pas [3] - *i.e.* il modifie légèrement la valeur dudit paramètre - dans ce sens. La nouvelle position sert de point de départ pour l'itération suivante. La boucle est arrêtée lorsqu'aucune direction améliorant le résultat ne peut être trouvée ou après un (grand) nombre d'itérations fixé à l'avance.

3. La grandeur de ce pas et sa définition (fixe, adaptatif, dichotomie, etc.) varient d'un algorithme à l'autre, donnant des variantes presque infinies. Seul le principe général est présenté ici.

Si cette famille d'algorithmes a prouvé son efficacité dans beaucoup de cas, il n'en reste pas moins qu'elle est soumise à trois contraintes majeures :

- Le résultat obtenu dépendra fortement du point de départ choisi. C'est en effet un point sensible connu pour cette famille d'algorithme illustré par la figure 4.5 : la convergence s'arrête lorsqu'un extremum **local** est atteint. C'est donc à l'opérateur de choisir un point de départ judicieux afin d'atteindre un extremum global. Si cette opération peut être menée à bien dans certains cas particuliers , elle est presque impossible dans le cas général.
- Le calcul des dérivées partielles au niveau du point courant peut s'avérer très lourd s'il y a de nombreux paramètres à optimiser. Dans notre cas, il peut y avoir jusqu'à un paramètre par pixel du modulateur de phase, soit plusieurs millions.
- Suivant la définition du pas, un grand nombre d'itérations peut être nécessaire. Dans notre cas particulier, chaque évaluation de l'erreur comporte une étape de transformée de Fourier. Un grand nombre d'itérations impose donc un effort de calcul.

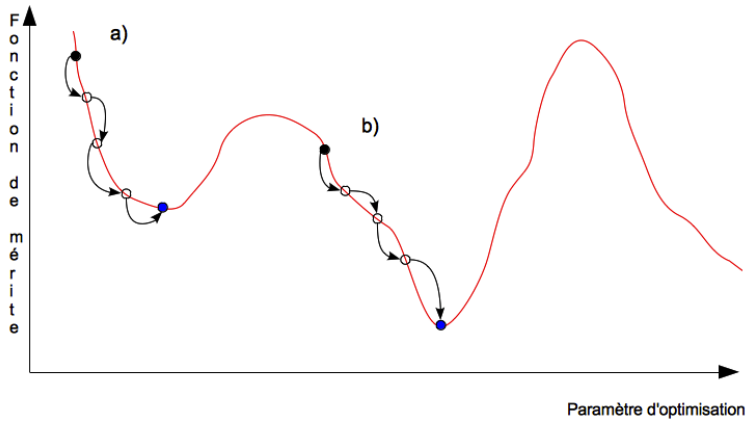


Figure *4.5: Optimisation par gradient - importance du point de départ. Le cas a) mène à un minimum local tandis que le cas b) converge vers le minimum global.*

Ces contraintes limitent l'intérêt de tels algorithmes pour notre calcul de carte de phase. Cependant on peut imaginer utiliser une optimisation par gradient ayant pour point de départ une carte de phase optimisée par une autre méthode. Cette idée de la mise en série de plusieurs algorithmes sera détaillée plus avant dans le §4.3.

4.2.3.3 *Down Hill et Simulated Annealing*

Si l'on veut conserver une approche similaire à celle mise en place par l'optimisation par gradient tout en corrigeant le deuxième point soulevé au §4.2.3.2, on peut arriver à un principe similaire à celui de l'algorithme *Down Hill*[4]. Simplement, l'idée est de trouver, à chaque itération, un pixel à modifier pour réduire l'erreur. Dans notre cas, le calcul systématique des dérivées partielles de la fonction de mérite

4. Cette appelation illustre la réduction systématique de l'erreur et n'est pas liée avec la méthode *downhill simplex*.

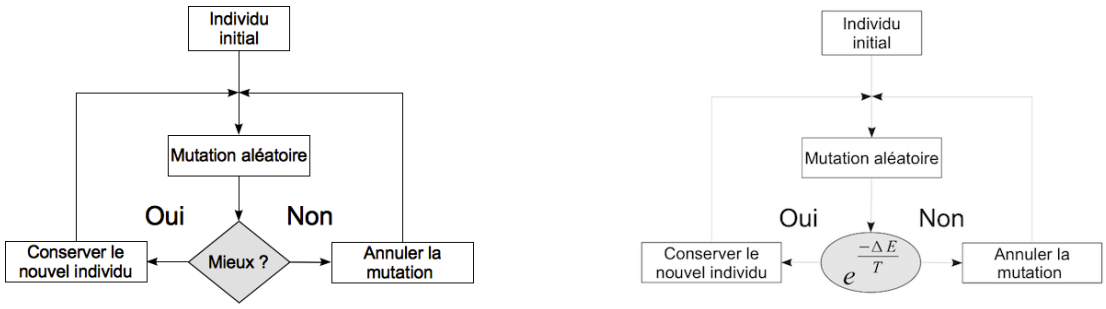
est remplacée par un procédé stochastique de mutation tels que ceux mis en œuvre dans les algorithmes génétiques. A chaque itération, une modulation aléatoire [5] est apportée à la carte de phase. Si un gain est observé la nouvelle carte de phase est conservée ; la modulation est annulée dans le cas contraire. Ce principe, illustré par le schéma bloc de la figure 4.6(a) allège grandement les calculs effectués, au détriment *a priori* du nombre d'itérations nécessaires, chaque pas n'étant pas dirigé dans le sens de la plus grande variation.

Néanmoins reste le problème de la convergence vers le minimum local et non global. Pour s'affranchir de cette limite, Yoshikawa et Yatagai ont utilisé l'algorithme proposé par Kirkpatrick *et al.* [71] et illustré par le schéma bloc 4.6(b) pour le problème du calcul de carte de phase [72]. La différence par rapport au *Down Hill* réside dans le choix du maintien ou non de la modification. Dans le cas du *Simulated Annealing*, une bonne modification n'est pas systématiquement conservée et une mauvaise pas systématiquement rejetée. La probabilité de faire un mauvais choix en gardant (respectivement écartant) une modification induisant une augmentation (respectivement réduction) de l'erreur est régie par un nouveau paramètre, appelé température, par la loi :

$$p(\Delta E, T) = e^{-\frac{\Delta E}{T}} \tag{4.8}$$

où ΔE représente la variation d'erreur et T la température. Cette température décroît d'itération en itération, limitant le nombre de mauvais choix effectués au cours de l'optimisation.

L'existence de ces mauvais choix, et leur présence en plus grand nombre au début de l'optimisation, permet potentiellement de sortir de convergences prématurées comme celle illustrée en figure 4.5 b). Cependant, l'efficacité de cet algorithme sera régie par l'importance donnée à la modulation (de la même façon que pour le *Down Hill* ou les optimisations par gradient), mais aussi par la température (sa valeur initiale autant que sa vitesse de décroissance). En outre, le point de départ de l'optimisation a encore une influence non négligeable dans la mesure où, dans certains cas, beaucoup de mauvais choix successifs devront être faits pour éviter une convergence locale.



(a) *Down Hill* (b) *Simulated Annealing*

Figure *4.6: Principe du Down Hill et du Simulated Annealing*

5. Là encore la définition et l'amplitude de la modualtion créent des variantes.

Ces deux algorithmes présentent effectivement des avantages par rapport à la méthode d'optimisation par gradient, en particulier concernant la lourdeur des calculs à effectuer (même si dans certains cas particuliers le calcul des dérivées partielles peut se simplifier [73]). Cependant ils restent des algorithmes d'optimisation locale à utiliser en série avec d'autres plus globaux.

4.2.4 Algorithmes (micro)génétiques et évolutionnaires

La famille des algorithmes génétiques est une autre option en ce qui concerne les problèmes d'optimisation. Elle a été utilisée pour la première fois dans le cadre de notre problème par E.G. Johnson en 1995 [74]. L'algorithme servait alors à optimiser des réseaux de phase à trois niveaux [6] pour obtenir un faisceau focalisé multi-point.

Après un rappel du fonctionnement d'un tel algorithme, nous nous intéresserons en détail à chacune de ses étapes majeures : *sélection, croisement et mutation.*

4.2.4.1 Principe

Le principe des algorithmes génétique (AG) et évolutionnaire (AE) est basé sur la théorie de l'évolution. L'idée générale est itérative, chaque itération étant appelée une *génération.* A chacune de ces générations est attribuée une population. Celle-ci est composée d'un certain nombre d'individus représentant chacun un tirage de valeurs numériques des paramètres à optimiser (dans notre cas un individu est une carte de phase). Chaque individu est composé d'un certain nombre de chromosomes (informations différentes de l'individu incluant, entre autre, le tirage des paramètres à optimiser, leurs intervalles de définition, le degré d'adaptation, etc.), chacun comportant un nombre fixé de gènes. La différenciation entre algorithme génétique et évolutionnaire tient de cette hiérarchie illustrée par la figure 4.7 [75]:

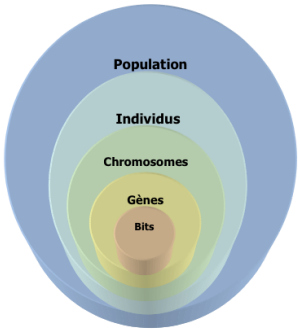


Figure *4.7: Codage évolutionnaire*

- Un algorithme est dit génétique si le codage est tel que tous les gènes sont des informations binaires. Ainsi, dans notre cas, chaque pixel ou groupe de pixels de la carte de phase sera un chromosome et

6. On retrouve ici l'aspect quantifié de la modulation de phase.

sa valeur sera représentée par un nombre de bits fixé [7] et donc par autant de gènes.

- Un algorithme est dit évolutionnaire si le codage impose des gènes non binaire ; c'est le cas si chaque valeur de phase d'un pixel ou groupe de pixels de la carte de phase est un gène.

Pour le calcul de carte de phase, le codage est donné par le tableau 4.1.

Appellation	Cas du calcul de carte de phase
Population	Ensemble de cartes de phase
Individu	Carte de phase
Chromosomes	Valeur de phase d'un groupe de pixels
Gènes	Valeur de la phase (AE) ou bits de codage de cette valeur (AG)

Table *4.1: Codage génétique et évolutionnaire pour le calcul de carte de phase*

L'algorithme est initialisé avec une population d'individus aléatoires (dans la plupart des cas). Chaque individu de la population est testé et se voit attribué, par le biais de la fonction d'erreur, une note, souvent appelée *fitness*. Tenant compte de cette évaluation, une sélection est faite (pas nécessairement élitiste, voir plus loin, §4.2.4.2). Les individus sélectionnés sont les parents servant à créer la génération suivante. Cette création est réalisée par les étapes de mutation et de croisement. Une fois la nouvelle population complète, le processus peut recommencer, comme indiqué par le schéma bloc 4.8.

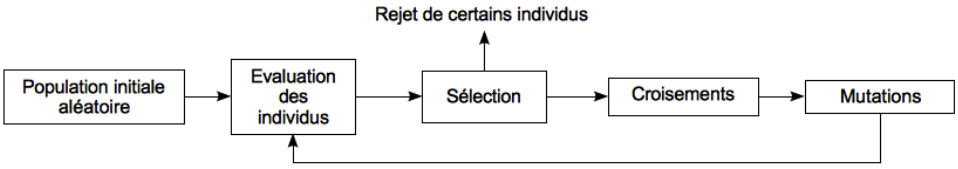


Figure *4.8: Schéma bloc de l'algorithme génétique*

La fin de l'optimisation aura lieu au choix de l'utilisateur, après un nombre fixé de générations, ou bien une fois une erreur (respectivement un *fitness*) maximum (respectivement minimum) atteint(e).

Les étapes clés de ces algorithmes sont les étapes de sélection, de croisement et de mutation. Il paraît donc judicieux de s'y intéresser plus précisément.

4.2.4.2 Sélection

Le processus de sélection gouverne la création d'une élite issue de la population (ou génération) en cours. Cette élite peut être interprétée comme une population intermédiaire. Celle-ci va subir les opérations de croisement et de mutation afin d'obtenir une nouvelle génération prête à être évaluée. Un moyen

7. Le nombre de bits doit correspondre à la notion de quatification présentée au §4.1.3. Notre SLM utilisant comme commande une image bitmap en niveaux de gris, chaque gène est codé sur 8 bits, soient 256 valeurs accessibles.

basique d'opérer cette sélection est de prendre seulement les meilleurs individus. Cette méthode est souvent critiquée du fait qu'un individu bien adapté n'est pas forcément issu de parents bien adaptés. En conséquence, la sélection élitiste est souvent rejetée contre des méthodes non élitistes. Ces méthodes considèrent que, par analogie avec la sélection naturelle, ce n'est pas parce qu'un individu est bien adapté à son environnement qu'il va forcément survivre, lui aussi peut «jouer de malchance». Ainsi, le degré d'adaptation n'est pas le seul paramètre à prendre en considération pour le processus de sélection, il faut y ajouter une partie de chance. Ce principe a conduit à la méthode de sélection par roue biaisée : chaque individu a une certaine probabilité d'être sélectionné, proportionnelle à son degré d'adaptation [76]. Cela revient à faire correspondre à chaque individu une certaine portion de surface d'une roue (portion d'autant plus grande que l'individu est adapté) et à la faire tourner pour les sélectionner. Dans le même esprit, la méthode de sélection par tournoi consiste à sélectionner au hasard deux individus et de simuler un duel. Celui des deux qui est le plus adapté a une probabilité entre 0.5 et 1 d'être sélectionné au détriment de son adversaire [77]. Ces méthodes non élitistes permettent aux individus faibles (c'est-à-dire de faible degré d'adaptation) de survivre, ce qui a pour conséquence d'assurer une bonne exploration de l'espace de recherche.

4.2.4.3 Croisement

Par analogie avec la biologie, le croisement décrit le mélange entre deux jeux de chromosomes. Classiquement, un croisement nécessite deux parents et donne deux enfants. Le principe est de combiner les gènes des deux parents, en espérant que les bons gènes d'un parent vont remplacer les mauvais gènes de l'autre afin de donner naissance à un enfant adapté. Afin d'illustrer cet opérateur, prenons un exemple de croisement entre individus dotés d'un seul chromosome. En premier lieu, une position entre deux gènes d'un chromosome est choisie au hasard (le *locus* en biologie). A cette position, chaque chromosome parent est coupé en deux. Deux sous-chaînes de chromosomes sont ensuite échangées, donnant naissance à deux enfants. La figure 4.9 en donne une représentation [75].

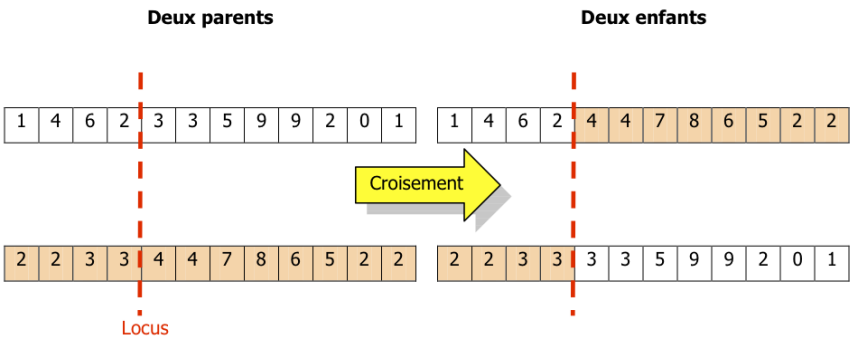


Figure *4.9: Illustration d'un croisement à un locus.*

Cette méthode présente le grave inconvénient de favoriser le brassage des extrémités de l'individu. En effet, ce type de croisement donne systématiquement des enfants avec de nouvelles extrémités alors que les

gènes situés au centre restent à peu près inchangés. Pour s'affranchir de ce problème, une méthode très répandue consiste à créer $(k+1)$ sous-chaînes au lieu de deux. Elle est désignée par croisement en k points (ou *k-points slicing crossover*). La figure 4.10 illustre un croisement en trois points [75].

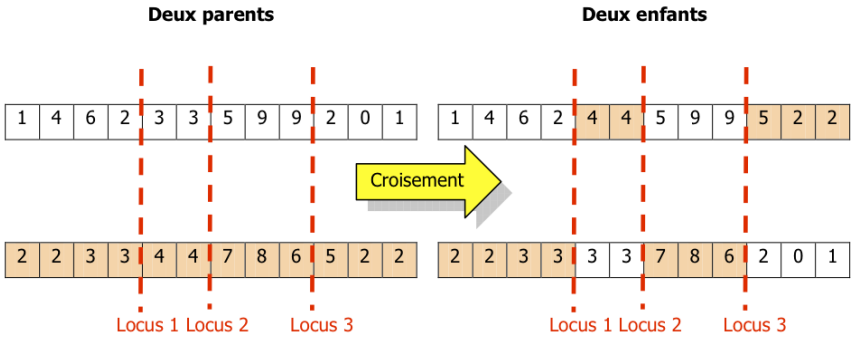


Figure *4.10: Illustration d'un croisement à 3 loci.*

4.2.4.4 Mutation

Cet opérateur assure le maintien de l'ergodicité de l'espace de recherche. Cela signifie que théoriquement, n'importe lequel des points de l'espace de recherche peut être atteint. Pour les gènes codés en binaire (donc les algorithmes génétiques), la mutation consiste simplement à inverser un gène au hasard. La spécificité de cette méthode est qu'après la mutation, l'individu muté peut être situé très loin dans l'espace de recherche de l'individu d'origine. Lorsque les gènes sont codés par des nombres réels (*i.e.* dans le cas d'algorithmes évolutionnaires), une méthode simple consiste à ajouter un bruit à un gène sélectionné au hasard. Le bruit est une valeur aléatoire prise dans un intervalle arbitraire avec une distribution d'amplitude déterminée par l'utilisateur. Si le gène muté sort de l'intervalle de définition, le gène est ramené à l'intérieur. Le schéma bloc 4.11 fait état de ce fonctionnement [75].

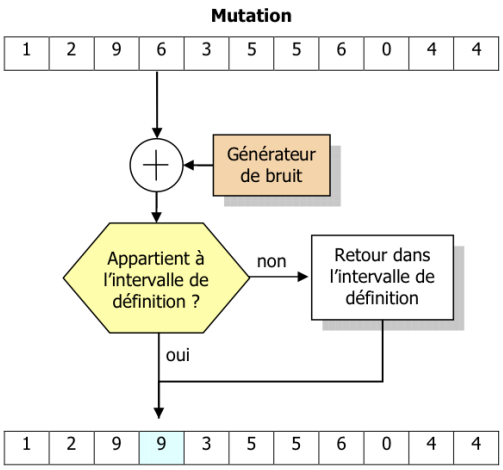


Figure *4.11: Opérateur de mutation [75]*

Ces trois opérateurs vont donc régir le comportement général de l'algorithme. Cependant, la maîtrise de l'optimisation passe aussi par le contrôle des paramètres variables de l'optimisation, à savoir principalement :

- La taille de la population initiale [8].
- Le nombre d'individus sélectionnés et par suite le nombre d'individus recrées par croisement.
- L'inclusion dans la famille initiale d'un individu non-aléatoire.
- Le nombre de chromosomes / gènes par individu.

Sur ce dernier point seuls des tests pratiques peuvent donner une indication. Néanmoins, il paraît logique que la convergence sera d'autant plus longue que le nombre de gènes et de chromosomes sera grand. Pour limiter le temps de calcul, différents codages de la carte de phase ont été mis en place. Présentés ci-après, ils illustrent la dernière ligne du tableau 4.1.

4.2.4.5 Codage de la carte de phase

L'idée la plus simple quant à la façon de coder une carte de phase sous la forme d'un chromosome est d'associer un gène (codage évolutionnaire) ou un nombre fixe de gènes (8 dans le cadre de notre SLM en codage génétique) à chaque pixel. Si cette représentation a le mérite d'être transparente et de rendre atteignable l'ensemble des valeurs physiquement possibles, elle ne limite cependant pas du tout le nombre de gènes et risque de conduire à des temps d'optimisation se comptant en jours, voire en semaines [9]. Il est donc rapidement devenu nécessaire de condenser cette modélisation.

Pour ce faire, l'idée est de grouper les pixels pour composer une carte de phase moins résolue et donc plus légère à optimiser. Ainsi ont été implémentés des algorithmes fonctionnant avec des groupements de pixels allant jusqu'à 64×64 pixels. Le principe de groupement est représené par la figure 4.12.

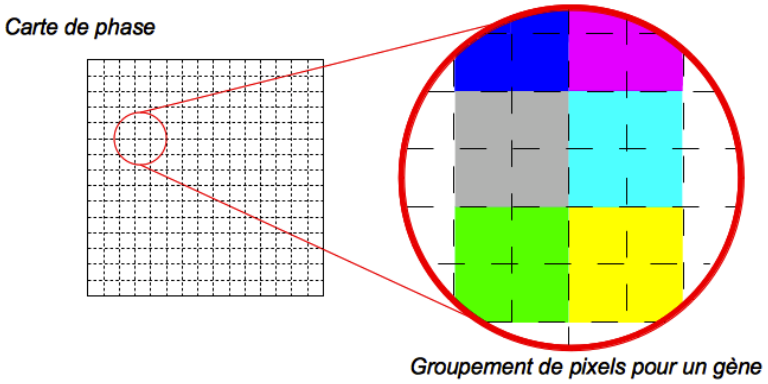
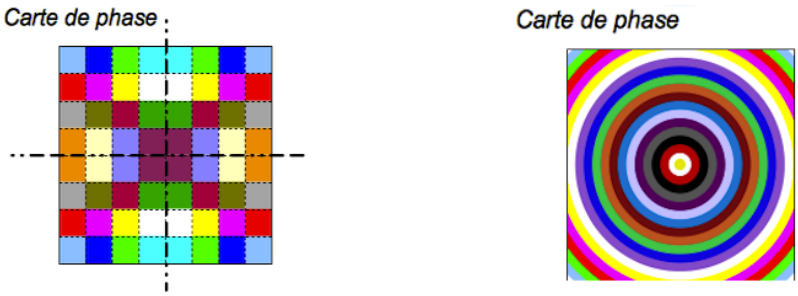


Figure *4.12: Groupement de pixels pour un gène*

8. La différence sémantique entre algorithmes génétique et microgénétique tient de ce point, ces derniers opérant sur des populations composées de quelques individus seulement.

9. Notre SLM disposant d'une résolution de 1920×1080, cela représente 2 073 600 gènes pour un codage évolutionnaire, et 16 588 800 pour un codage génétique...

En outre, les spécificités de la cible peuvent être prises en compte pour le codage de la carte de phase, et en particulier ses symétries. Dans la plupart des cas pratiques rencontrés, la cible possède un ou plusieurs axes de symétrie, voire une symétrie de révolution. La carte de phase présentera donc ces mêmes propriétés et peut donc être simplifiée comme illustré sur la figure 4.13.



(a) Double symétrie axiale

(b) Symétrie de révolution

Figure *4.13: Groupement de pixels en fonction des symétries*

L'association de ces deux approches permet de réduire le domaine de recherche et donc le temps d'optimisation, tout en conservant un optimum global de bonne qualité, voire de ne pas le modifier (dans le cas des symétries) en théorie. L'influence de ces groupements sur l'optimisation sera vue par la suite.

Les avantages de cette famille d'algorithmes sont multiples et connus, d'où leur utilisation de plus en plus courante dans des domaines très variés.

Le premier avantage est que les algorithmes génétiques réalisent une recherche ergodique, c'est-à-dire que l'intégralité de l'espace de recherche peut être scannée, de sorte qu'un maximum global peut être atteint même sans aucune connaissance *a priori* des solutions les plus adaptées. Dans tous les cas, cette famille est bien moins sensible aux problèmes de convergence prématurée vue dans le cas des algorithmes à gradient (cf.§4.2.3.2) si l'opérateur de mutation est bien choisi.

Le deuxième est leur flexibilité. En effet, les étapes de sélection, de croisement et de mutation offrent un grand nombre de possibilités : c'est l'adaptation au mieux de ces opérateurs au problème posé qui donnera l'efficacité globale de l'algorithme.

Enfin, cette famille est aussi bien adaptée à la simulation qu'à la pratique, car l'évaluation des individus peut être réalisée sur un banc contrôlé par l'algorithme (comme l'approche présentée dans par Judson et Rabitz [7]). Si cela peut paraître une complexification de l'ensemble induisant une augmentation du temps de calcul, ce mode opératoire a l'avantage de tenir compte des contraintes pratiques et pas seulement des éléments effectivement simulés. Ce point est un des intérêts majeurs puisqu'il permet une compréhension partielle de phénomènes que l'on ne sait pas simuler à l'heure actuelle en offrant des cas optimaux desquels certaines conclusions générales peuvent être tirées.

Cependant, comme expliqué précédemment, la mise en place d'un tel agorithme nécessite une certaine expérience ainsi que divers tests pour adapter au mieux les différents (et malheureusement nombreux) paramètres qu'il comporte.

Dans la pratique, les algorithmes de cette famille (et en particulier les deux versions développées au *LabHC* et étudiées, voir plus loin §4.4) sont de bons candidats pour notre problème de calcul de carte de phase, en particulier pour les cibles à symétrie de révolution. Cependant nous verrons que leur intérêt est limité dans la mesure où ils ne peuvent gérer qu'un nombre relativement faible de gènes et que leur temps de convergence est long.

4.2.5 *Iterative Fourier Transform Algorithms*

La famille des IFTA, pour *Iterative Fourier Transform Algorithm* ou *Iterative Fresnel Transform Algorithm* est la plus connue dans le domaine du calcul de carte de phase pour la mise en forme de faisceau. Leur concept a initialement été présenté par Gerchberg et Saxton [78], d'où leur appellation équivalente d'algorithme de *Gerchberg-Saxton* (souvent réduit à *GS*).

4.2.5.1 L'origine : l'algorithme de Gerchberg-Saxton

Initialement l'algorithme a été développé pour la mesure de phase. En effet, en 1972, les moyens commerciaux que nous connaissons aujourd'hui (présentés au **chapitre 3**) pour mesurer la phase d'une onde n'étaient pas disponibles et les chercheurs s'intéressaient à cette mesure. Dans le cas des travaux de Gerchberg et Saxton, l'idée était de pouvoir calculer la phase à partir des répartitions d'éclairement en champ initial et en champ final, c'est-à-dire dans le plan où l'on souhaite connaître la phase et dans le plan focal image d'une lentille placée à une distance égale à sa distance focale. Les deux plans étant liés par une relation de transformée de Fourier comme explicitée au **chapitre 2**, il est possible, par approximations successives, de retrouver la carte de phase qui, associée à la carte d'éclairement de champ initial, donne la carte d'éclairement de champ lointain après propagation. Ces approximations successives sont effectuées par des va-et-vient entre les deux plans objet et image, chacun imposant sa contrainte d'éclairement, comme illustré par le schéma 4.14.

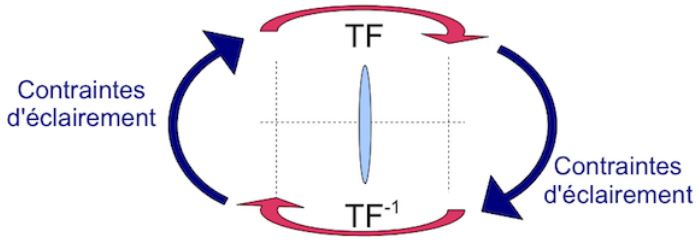


Figure *4.14: Principe de l'algorithme GS : va-et-vient par transformations de Fourier entre plan de modulation et de Fourier*

Si initialement les contraintes d'éclairement étaient des mesures pratiques, le raisonnement reste tout à fait valable dans le cas de valeurs simulées ou ciblées. En particulier, le plan objet peut être un faisceau gaussien correspondant à un faisceau laser, et le plan image une forme quelconque recherchée. La convergence de l'algorithme est assurée par un degré de liberté : la phase dans le plan de mise en forme peut être quelconque. Le principe devient donc celui représenté par la figure 4.15.

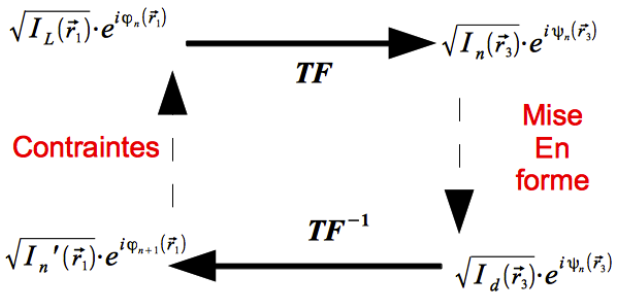


Figure *4.15: Adapatation du GS au cas de la mise en forme ; I_L est l'éclairement laser, I_n et I'_n ceux obtenus par calcul, I_d celui désiré ; les autres notations sont reprises du* ***chapitre 4****.*

Ainsi, depuis un éclairement initial gaussien $I_L(\overrightarrow{r_1})$ et une phase initiale $\varphi_0(\overrightarrow{r_1})$ le plus souvent aléatoire ou plane, le plan de Fourier est calculé par transformation de Fourier. La phase $\psi_0(\overrightarrow{r_3})$ de ce plan est conservée, et son éclairement est remplacé par la cible $I_d(\overrightarrow{r_3})$. Par transformation de Fourier inverse, on revient dans le plan de modulation. On conserve alors la phase $\varphi_1(\overrightarrow{r_1})$ de ce nouveau champ proche comme point de départ d'une nouvelle itération. C'est de ce va-et-vient simulé par des transformationss de Fourier qu'est venue l'appellation d'*IFTA*.

Il est à noter que la convergence monotone de cet algorithme est prouvée mathématiquement dans le cas pr/'esenté ici [73], d'où une troisième appellation dans la littérature de *error reduction algorithm*.

En pratique, cet algorithme converge dans la plupart des cas en quelques dizaines voire centaines d'itérations (donc relativement rapidement). En outre, la robustesse au bruit de mesure (dans le cas de l'algorithme historique) ainsi que sa capacité à converger vers des mises en formes variées et complexes en font un candidat de premier choix pour le calcul de carte de phase.

4.2.5.2 Les dérivés

Mise en forme de la figure de diffraction de Fresnel

Comme il a été vu au **chapitre 2**, la mise en forme n'est pas nécessairement dans la situation particulière de l'optique de Fourier régie par l'équation (2.27). Ainsi, il peut être envisagé de faire de la mise en forme en propagation libre. La théorie est alors légèrement modifiée et le lien mathématique entre le plan de modulation et celui de mise en forme passe d'une transformée de Fourier à une transformée de Fresnel. Cependant, le principe de l'algorithme reste le même, seul le noyau de la transformation change. On parle alors encore d'*IFTA* pour *Iterative* ***Fresnel*** *Transform Algorithm.*

Algorithme de Yang-Gu

Dans les travaux qu'ils présentent en 1994 [79], Yang *et al.* proposent une généralisation de l'algorithme de Gerchberg-Saxton. Cette généralisation se rapproche de la théorie présentée au **chapitre 2**, en écrivant le lien entre le champ électrique dans le plan de modulation $E(\overrightarrow{r_2}, z_2)$ et celui dans le plan de mise en forme $E(\overrightarrow{r_3}, z_3)$ sous la forme d'une transformation:

$$E(\overrightarrow{r_3}, z_3) = \iint_{P_2} G(\overrightarrow{r_2}, \overrightarrow{r_3})\, E(\overrightarrow{r_2}, z_2) d\overrightarrow{r_2} = \hat{G}\left[E(\overrightarrow{r_2}, z_2)\right] \tag{4.9}$$

où $G(\overrightarrow{r_2}, \overrightarrow{r_3})$ est le noyau non unitaire de la transformation, c'est-à-dire qu'il est tel que les transformations ne sont pas réciproques, comme exprimé par :

$$\hat{G}\,\hat{G}^{-1} \neq Id \tag{4.10}$$

où G^{-1} est le noyau de la transformation inverse de la précédente définie par :

$$E(\overrightarrow{r_2}, z_2) = \iint_{P_3} G^{-1}(\overrightarrow{r_2}, \overrightarrow{r_3}) E(\overrightarrow{r_3}, z_3) d\overrightarrow{r_3} = \hat{G}^{-1}\left[E(\overrightarrow{r_3}, z_3)\right] \tag{4.11}$$

et Id repésente la fonction identité.

Dans le cas de l'IFTA classique (transformation de Fourier exacte), ces noyaux sont donnés par :

$$G_{IFTA}(\overrightarrow{r_2}, \overrightarrow{r_3}) = \frac{e^{2ikf'}}{2i\lambda f'} e^{-2i\pi \overrightarrow{r_2} \frac{\overrightarrow{r_3}}{\lambda f'}} \tag{4.12}$$

$$G^{-1}_{IFTA}(\overrightarrow{r_2}, \overrightarrow{r_3}) = 2i\lambda f' e^{-2ikf'} e^{2i\pi \overrightarrow{r_2} \frac{\overrightarrow{r_3}}{\lambda f'}} \tag{4.13}$$

D'un point de vue pratique, la non unitarité du noyau représente par exemple des pertes dues à une diaphragmation du faisceau ou à de la diffusion. Ainsi, le résultat de la convergence de l'algorithme tiendra compte de ces éléments, ce qui n'était pas le cas précédemment. Il paraît donc cohérent que les résultats pratiques soient meilleurs sans que le temps de calcul soit grandement modifié (si ce n'est que la transfomée de Fourier est bien connue informatiquement alors qu'une transformation quelconque sera à redéfinir).

4.2.6 La famille des *input-output*

Une approche légèrement différente du problème du calcul de carte de phase est présentée en 1982 par J.R. Fienup [73]. Le principe utilisé par l'algorithme de Gerchberg-Saxton peut être vu différemment : en se basant sur les notations du schéma 4.15, une itération peut être vue comme une transformation non linéaire associant la sortie $\sqrt{I'_n(\overrightarrow{r_1})} \cdot e^{i\varphi_{n+1}(\overrightarrow{r_1})}$ à l'entrée $\sqrt{I_L(\overrightarrow{r_1})} \cdot e^{i\varphi_n(\overrightarrow{r_1})}$. Le problème revient donc à trouver un invariant de cette transformation par petites modifications successives, supposées linéaires, de l'entrée. Ce principe peut être illustré de la façon suivante :

$$\sqrt{I_L(\overrightarrow{r_1})} \cdot e^{i\varphi(\overrightarrow{r_1})} \overset{trans^o}{\longrightarrow} \sqrt{I'(\overrightarrow{r_1})} \cdot e^{i\varphi'(\overrightarrow{r_1})} \tag{4.14}$$

$$\sqrt{I_L(\overrightarrow{r_1})} \cdot e^{i\varphi(\overrightarrow{r_1})} + \epsilon \overset{trans^o}{\longrightarrow} \sqrt{I'(\overrightarrow{r_1})} \cdot e^{i\varphi'(\overrightarrow{r_1})} + \alpha\epsilon \tag{4.15}$$

La linéarisation du problème, et donc la détermination de la valeur du paramètre α résulte d'une approche statistique comme discuté dans [80]. En annexe de cet article, Fienup démontre que, dans le cas de la génération d'un hologramme de phase pure, la valeur de ce paramètre est fonction de l'état d'entrée $I_L(\overrightarrow{r_1})$, mais tend vers la valeur fixe $\frac{1}{2}$ au cours de la convergence. En outre, Fienup propose trois variantes à ce principe baptisé *input-output* ; la valeur de α varie aussi avec la variante choisie.

4.2.6.1 Basic input-output

La première déclinaison est la plus simple, d'où son appellation de *basic*. Le principe est d'appliquer une modification ϵ de l'entrée qui compense exactement l'écart entre la sortie et la cible. On a donc :

$$\varphi_{n+1}(\overrightarrow{r_1}) = arg\left(\underbrace{\sqrt{I_L(\overrightarrow{r_1})}\cdot e^{i\varphi_n(\overrightarrow{r_1})}}_{entrée\ précédente} + \frac{1}{\alpha}\left[\underbrace{\sqrt{I'_n(\overrightarrow{r_1})}\cdot e^{i\varphi'_n(\overrightarrow{r_1})}}_{sortie\ précédente} - \underbrace{\sqrt{I_L(\overrightarrow{r_1})}\cdot e^{i\varphi_n(\overrightarrow{r_1})}}_{sortie\ idéale}\right]\right) \tag{4.16}$$

Cependant, dans la mesure où seule la phase est un degré de liberté de notre optimisation, cette modification ne tient pas compte de l'écart en éclairement entre la sortie du processus non linéaire et la répartition d'éclairement gaussienne ciblée.

4.2.6.2 Output-output

Contrairement à l'algorithme de Gerchbreg-Saxton, l'entrée de ce processus non linéaire ne vérifie pas nécessairement les conditions «objet» . Ainsi, on peut tout à fait utiliser la sortie comme entrée du système. Par contre, il est sûr que c'est un invariant du système puisque sa tranformée de Fourier possède exactement la bonne répartition d'éclairement. L'idée est donc de modifier la sortie de chaque itération pour qu'elle s'approche des contraintes «objet» .

$$\sqrt{I_{n+1}(\overrightarrow{r_1})}\cdot e^{i\varphi_{n+1}(\overrightarrow{r_1})} = \underbrace{\sqrt{I'_n(\overrightarrow{r_1})}\cdot e^{i\varphi'_n(\overrightarrow{r_1})}}_{sortie\ précédente} + \frac{1}{\alpha}\left[\underbrace{\sqrt{I'_n(\overrightarrow{r_1})}\cdot e^{i\varphi'_n(\overrightarrow{r_1})}}_{sortie\ précédente} - \underbrace{\sqrt{I_L(\overrightarrow{r_1})}\cdot e^{i\varphi'_n(\overrightarrow{r_1})}}_{sortie\ idéale}\right] \tag{4.17}$$

4.2.6.3 Hybrid input-output

Enfin on peut adopter une approche intermédiaire en modifiant l'entrée localement selon :

$$\varphi_{n+1}(\overrightarrow{r_1}) = \begin{cases} \varphi'_n(\overrightarrow{r_1}) & si\ I'_n(\overrightarrow{r_1}) = I_L(\overrightarrow{r_1}) \\ arg\left(\underbrace{\sqrt{I_L(\overrightarrow{r_1})}\cdot e^{i\varphi_n(\overrightarrow{r_1})}}_{entrée\ précédente} - \frac{1}{\alpha}\left[\underbrace{\sqrt{I'_n(\overrightarrow{r_1})}\cdot e^{i\varphi'_n(\overrightarrow{r_1})}}_{sortie\ précédente} - \underbrace{\sqrt{I_L(\overrightarrow{r_1})}\cdot e^{i\varphi_n(\overrightarrow{r_1})}}_{sortie\ idéale}\right]\right) & sinon \end{cases} \tag{4.18}$$

En fait, il s'agit de conserver les points vérifiant la relation d'invariance, et de modifier ceux ne la vérifiant pas de la même façon que dans le cas du *Basic input-output*[10]. Si cette approche simple paraît cohérente,

10. On rejoint la notion d'*amplitude freedom* proposée par Wyrowski [66].

elle présuppose *a priori* la correspondance point à point qui est loin d'être vérifiée dans notre cas, la variation de la phase d'un pixel ayant une incidence sur l'ensemble du plan mis en forme.

Ces approches semblent être assez efficaces dans la mesure où les résultats rapportés par Fienup sont comparables à ceux des IFTA. Elle n'ont néanmois pas été mises en pratique dans le cadre de notre étude.

4.3 Mise en série

Il est évident que chacun des ces algorithmes possède ses forces et ses faiblesses. Le choix de l'un d'entre eux sera donc à mettre en relation avec les objectifs visés. Dans certains cas c'est le temps et la complexité de calcul qui seront limitants, dans l'autre ce sera la qualité finalement obtenue.

Cependant, dans la plupart des cas la combinaison de deux approches différentes peut être très profitable, chaque approche compensant un ou plusieurs défauts de l'autre. En revanche, cette mise en série potentielle d'algorithmes soulève de nouvelles problématiques, dont certaines sont explicitées ici.

4.3.1 Les algorithmes génétiques et évolutionnaires

Dans le cas de l'utilisation de la famille des algorithmes génétiques et évolutionnaires, il paraît assez simple d'introduire dans la famille de départ une carte de phase calculée au préalable par une autre méthode. Cependant deux problèmes apparaissent :

- L'individu étant *a priori* bien adapté, il risque de perturber la convergence génétique. L'opérateur de mutation devra donc être rigoureusement choisi afin d'éviter que l'algorithme ne reste bloqué au voisinage de l'individu initial. Cette remarque est d'autant plus valable pour les algorithmes évolutionnaires, initialement développés pour que la mutation d'un individu ne donne pas un nouvel individu trés éloigné du premier. Le risque de convergence locale telle que présentée dans le cas des algorithmes à gradient est donc important.
- L'individu initialement introduit devra évidemment être représenté sous la même forme que ses homologues, incluant les restrictions de codage indiquées au §4.2.4.1. Cette étape peut soulever des difficultés techniques puisque dans un cas idéal, l'ordre des gènes choisi n'image pas directement la position des pixels de la carte de phase. En outre un choix devra être fait en terme de nombre de gènes. Pour limiter celui-ci, l'algorithme initial doit travailler avec un nombre de pixels réduit et convergera donc vers une solution approchée du problème complet. Dans le cas contraire, l'optimisation génétique devra se faire sans regroupement de pixels et donc sur un nombre de gènes important.

Le cas inverse, ou un second type d'algorithme est placé à la suite d'un algorithme de type génétique est plus trivial puisque la conversion d'un individu en carte de phase est déjà incluse dans l'algorithme génétique seul. Il est par exemple envisageable d'utiliser la carte de phase obtenue par optimisation génétique

comme point de départ pour un IFTA.

Enfin, il est envisageable d'inclure un algorithme d'optimisation locale dans un algorithme génétique, celui-là visant à optimiser les résultats de celui-ci, ou à lui proposer des individus initiaux bien choisis mais très éloignés pour éviter une convergence locale. Cette seconde solution a d'ailleurs été choisie et présentée à deux reprises dans la littérature sous l'appellation d'algorithmes hybrides : l'algorithme *GLSA -Genetic Local Search Algorithm* - et la version de Kim-Lee.

4.3.1.1 *Genetic Local Search Algorithm*

Dans les travaux qu'ils présentent en 1999, Zhou *et al.* proposent une évolution des algorithmes génétiques : le GLSA [81, 82]. Son objectif est de réduire le nombre d'itérations nécessaires à la convergence en couplant un algorithme génétique à une recherche d'optimum local (réalisée par un algorithme de *Simulated Annealing* par exemple). Le détail est illustré par le schéma bloc 4.16. L'évolution par rapport à un algorithme génétique tel que présenté au §4.2.4.1 réside en l'étape d'optimisation locale : après les étapes de sélection de croisement et de mutation chaque individu sert de point de départ pour une optimisation locale. Une fois optimisés, ces individus forment la génération suivante. Si par ce principe l'ergodicité est

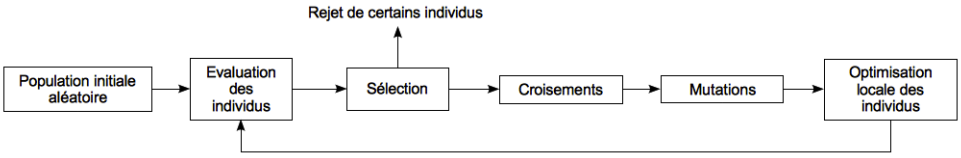


Figure *4.16: Schéma bloc de l'algorithme hybride GLSA*

perdue (puisque certains individus ne seront jamais évalués n'étant pas des optimum locaux), la convergence se conserve et ce même dans le cas d'un petit nombre d'individus par génération. En outre, il est évident que le maximum global peut toujours être atteint dans la mesure où il fait nécessairement partie des optimum locaux [11].

4.3.1.2 Kim-Lee

Sur une idée similaire à celle utilisée par Zhou *et al.* , Kim et Lee [83] proposent un algorithme hybride basé sur un IFTA, couplé avec un algorithme génétique, celui-ci visant à optimiser la convergence de celui-là.

Dans le cadre de leurs travaux, Kim et Lee proposent un IFTA légèrement différent de celui présenté et schématisé 4.15 : au lieu de remplacer la répartition d'éclairement I_n par celle désirée I_d, seule la zone d'intérêt (c'est-à-dire celle où I_d est non nulle) est remplacée. Le reste de l'espace de calcul se voit attribuer

11. On rejoint ici l'idée initiée lors de l'étude du codage des cartes de phase consitant en la réduction de l'espace de recherche sans la perte du maximum global.

la valeur donnée par une fonction dépendant du résultat obtenu [12] I_n et d'un paramètre numérique λ_n comme explicité par :

$$I'_d = \begin{cases} I_d & \textit{dans la zone d'intérêt} \\ \lambda_n I_d e^{i\psi_n} + (1 - \lambda_n - \frac{2\lambda_n}{\pi} \arctan \frac{|I_n| - I_d}{I_d}) I_n + \lambda_n \alpha_D \nabla^2 |I_n| e^{i\psi_n} & \textit{en dehors} \end{cases} \tag{4.19}$$

L'optimisation génétique s'intéresse aux valeurs des familles $(\lambda_n)_{n\in\mathbb{N}}$, c'est-à-dire qu'elle cherche à optimiser la vitesse de convergence en jouant sur les poids λ_n de chaque itération.

Cette optimisation s'avère être effective et efficace ; elle illustre donc l'importance de la qualité des approximations successives réalisées par l'IFTA, et en particulier celles hors de la zone d'interêt. Cela étant dans la mesure où les algorithmes de type IFTA sont connus pour donner de bons résultats en quelques dizaines d'itérations, on peut penser que la méthode est relativement lourde pour le gain mis en évidence.

4.3.2 Les algorithmes d'optimisation locale

Comme discuté précédemment ces deux familles d'algorithmes ont l'inconvénient majeur d'être monotones, *i.e* de réduire l'erreur à chaque itération, soulevant ainsi le problème de la convergence locale ou prématurée. Cependant, il peut être bénéfique de s'assurer que la solution donnée par un algorithme tiers est bel et bien un optimum local. Ces algorithmes convergeant après un faible nombre d'itérations, il paraît judicieux de les placer à la suite d'un algorithme génétique par exemple.

4.4 Comparaison

Afin de trouver quel algorithme permet d'obtenir les meilleurs résultats, nous avons mené une étude comparative de la plupart d'entre eux. Chacun des algorithmes comparés ici, à savoir :

1. Algorithme de Gerchberg-Saxton : GS
2. Algorithme de Gerchberg-Saxton pondéré: WGS
3. Algorithme évolutionnaire : AE
4. Algorithme génétique : AG
5. Down Hill : DH
6. Simulated Annealing : SA

ont été codés au sein du LabHC ou d'un partenaire dans le cadre de projets communs ou de thèses en co-tutelle. Chacun d'entre eux disposant de spécificités, ils seront détaillés avant d'être comparés.

12. Cette approche correspond à ce que Wyrowski intitule *amplitude freedom* [66].

4.4.1 Détails des différents algorithmes

4.4.1.1 Algorithme de Gerchberg-Saxton pondéré : WGS

L'algorithme WGS est un algorithme de type GS ou IFTA dans lequel une pondération progressive a été ajoutée. En effet, la plupart du temps, nos algorithmes de type IFTA convergent vers des solutions très bruitées. Pour améliorer encore le résultat une possibilité de pondérer la cible [13] [84, 85]. La pondération de chaque point cible varie à chaque itération en suivant :

$$w_n^k = w_n^{k-1} \frac{\langle |V_n^{k-1}| \rangle}{|V_n^{k-1}|} \tag{4.20}$$

où w_n^k est le terme de pondération du énième point de la mise en forme à l'itération numéro k , $|V_n^{k-1}|$ est l'amplitude obtenue au niveau du énième point de la mise en forme à l'itération $k-1$, et enfin $\langle |V_n^{k-1}| \rangle$ est la valeur moyenne de l'amplitude du champ électrique sur les différents points de la mise en forme obtenue à l'itération $k-1$. La pondération ré-équilibre donc l'amplitude du champ électrique compte tenu de sa déviation vis-à-vis de la valeur moyenne des points cibles : si le point considéré est plus intense que la moyenne, sa nouvelle pondération est inférieure à la précédente, et inversement ; l'amplitude de la variation est proportionnelle à l'écart entre les deux.

Nous avons exploité cette idée en la généralisant à des formes quelconques (pas nécessairement multi-point). Pour cela, l'approche proposée ci-dessus a été exploitée à deux niveaux ; chacune de ces deux pondérations peut être activée ou non. Le premier niveau, dit global, concerne les formes disjointes d'une même cible. Dans le cas de la cible représentée figure 4.17, cinq formes disjointes apparaissent, de sorte que cinq poids globaux sont calculés à chaque itération. L'évolution est dictée par la déviation de l'amplitude moyenne à l'intérieur d'une forme vis-à-vis de la moyenne des amplitudes moyennes sur les cinq formes. Un second niveau, dit local, se concentre sur la répartition d'amplitude à l'intérieur d'une forme particulière (par exemple l'un des carrés de la figure 4.17). Dans ce cas, l'évolution est dictée par la déviation de l'amplitude de chacun des pixels par rapport à l'amplitude moyenne de la forme.

Figure *4.17: Exemple de cible à 5 formes disjointes donnant lieu à 5 valeurs de poids global*

13. Approche parfois appelée *overcompensation*

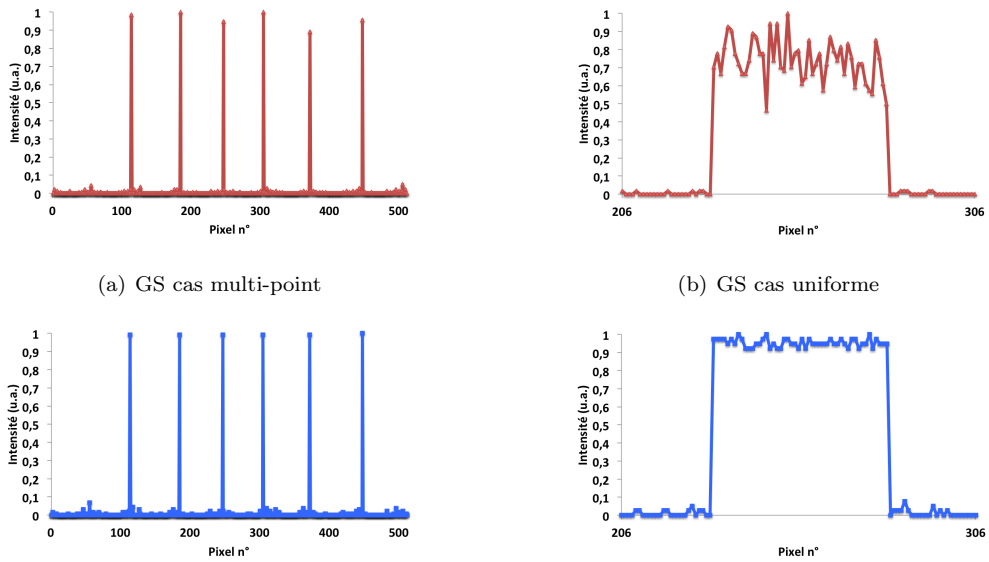
Le poids de chaque pixel à chaque itération peut alors s'écrire sous la forme :

$$w_{ij}^k = \overbrace{g_n^k}^{globale} \times \overbrace{l_{ij}^k}^{locale} \tag{4.21}$$

$$w_{ij}^k = g_n^{k-1} \frac{\langle |V_{ij}^{k-1}| \rangle}{\langle |V_{ij}^{k-1}| \rangle_{(i,j)\in F_n}} \times l_{ij}^{k-1} \frac{\langle |V_{ij}^{k-1}| \rangle_{(i,j)\in F_n}}{|V_{ij}^{k-1}|} \tag{4.22}$$

où g_n^k est le poids global de la énième forme disjointe F_n à l'itération k, l_{ij}^k est le poids local du pixel (i,j) pour cette même itération. Notons que lorsque les deux pondérations sont activées on retrouve en toute logique la définition générale (4.20).

L'utilisation de cette pondération induit deux limitations. Premièrement, sa mise en œuvre nécessite la définitions des formes disjointes. Si la détection de ces formes ne pose pas de problème lorsque la cible est binaire, elle est nettement plus complexe dans le cas de cibles analogiques (comportant des rampes d'éclairement par exemple). Deuxièment, l'introduction de cette pondération est équivalente à une variation de l'amplitude objet (laser). Cette variation d'éclairement risque d'induire une instabilité de l'algorithme. Pour limiter ce risque une restriction de la variation relative des poids (local et global) de chaque pixel d'une itération à la suivante a été implémentée. En pratique, nous avons observé que la pondération n'améliore la convergence que dans le cas où elle est activée après convergence de l'IFTA classique, et avec une variation relative des poids de l'ordre de 10% à 15%. La figure 4.18 illustre la convergence finale de l'algorithme pondéré dans le cas d'une mise en forme multi-point (c) et uniforme (d), en comparaison aux résultats obtenus par IFTA ((a) et (b)), illustrant nettement le gain apporté.



(a) GS cas multi-point

(b) GS cas uniforme

(c) WGS cas multi-point

(d) WGS cas uniforme

Figure *4.18: Amélioration de la qualité par pondération de la cible d'un IFTA pour des cibles multi-point (a) et (c) et uniforme (b) et (d). Les résultats (c) et (d) sont obtenus après 50 itérations de la pondération proposée à partir des résultats (a) et (b).*

4.4.1.2 Evolutionnaire et Génétique

Les deux algorithmes avec lesquels nous avons travaillé disposent des mêmes fonctions de mutation et de croisement (à un seul locus). En outre, chacun d'entre eux dispose de la même description de la carte de phase comme représenté plus haut (§4.2.4.5). Enfin, pour chacun de ces deux algorithmes une variante incluant une double boucle a été introduite : la boucle d'optimisation génétique est incluse dans une autre, plus lente qui fait varier le codage afin d'augmenter progressivement le nombre de gènes. En pratique, la carte de phase est d'abord divisée en sous-ensembles de 64×64 pixels. Puis, à la fin de la première convergence, chacun de ces sous-ensembles est divisé en quatre. *In fine*, l'optimisation se fait bien sur chaque pixel élémentaire. Le passage d'un codage au suivant est dicté par un critère de fin de convergence de chaque boucle génétique. Il peut être visualisé sur le graphique 4.19 (itérations n°281 et 1018 pour AE).

4.4.1.3 *Down Hill, Simulated Annealing* et hybride

Les deux algorithmes DH et SA possédant une base commune ils ont été implémentés dans le même code. Lors de ce développement, certaines fonctions ont éte mises en commun, de sorte qu'un hybride entre les deux codes est possible. En particulier, la modification de la carte de phase à optimiser est normalement aléatoire (en amplitude) dans le cas du SA alors qu'elle est fixe dans le cas du DH. Dans le cadre de cette comparaison, nous avons essayé une version hybride en reprenant le principe du DH mais avec un pas variable ; seule l'amplitude maximale du pas est un paramètre de l'algorithme. Cet algorithme est donc un intermédiaire entre le DH et le SA dans le sens où toutes les modifications sont aléatoires, mais seuls les améliorations effectives de la carte de phase sont conservées.

4.4.2 Résultats comparatifs

4.4.2.1 Temps de convergence et chemin suivi

Pour comparer ces différents algorithmes, une même cible leur a été donnée dans des conditions identiques. La cible choisie est un disque uniforme de 250 pixels de diamètre, définie sur 512×512 pixels codés sur 8 bits. Notons que cette cible occupant une part importante de la zone de calcul, elle présente une certaine difficulté. Le graphique 4.19 présente l'évolution de l'erreur définie précédement au cours de l'optimisation pour les différents algorithmes. Seuls les résultats intéressants sont listés ici, les autres configurations n'arrivant pas à de meilleurs convergences. Pour les algorithmes de type génétique, les générations sont composées de 23 individus dont 20 sont obtenus par mutation et croisement et 3 sont les individus les mieux adaptés de la générations précédente. Dans le cas de ces derniers algorithmes, seul l'erreur de l'individu le plus adapté est représentée.

Il est clair à l'observation de ces courbes, que les différents algorithmes sont adaptés au calcul de carte de phase (notons cependant que le type de codage choisi pour les algorithmes génétique et évolutionnaire

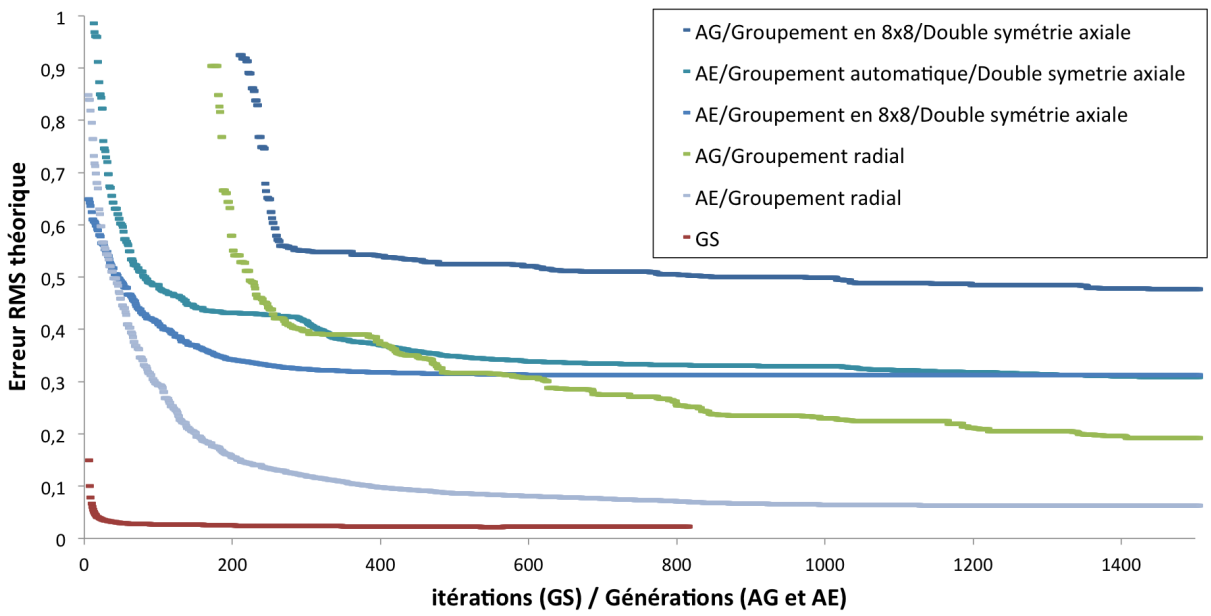


Figure *4.19: Evolution de l'erreur RMS au cours de l'optimisation pour les algorithmes testés; de haut en bas (en fin de convergence) : génétique en regroupement* 8×8 *à double symétrie axiale, évolutionnaire à regroupement évolutif, évolutionnaire à regroupement* 8×8 *à double symétrie axiale, génétique en regroupement radial, évolutionnaire en regroupement radial et GS*

doit être pertinent pour un résultat valable). Cependant, plusieurs remarques peuvent être faites vis-à-vis des résultats obtenus. Ces conclusions sont illustrées ici par le graphique 4.19, mais restent valables dans les différents cas que nous avons expérimentés au cours de cette thèse de doctorat.

1. L'algorithme de GS est le plus efficace puisqu'il converge nettement plus rapidement et obtient une erreur finale plus faible que tous les autres. La différence de rapidité est d'autant plus marquée si l'on estime la durée de convergence en nombre de calculs. En effet, une itération du GS représente deux transformations de Fourier (une directe et une inverse), ainsi que quelques opérations mineures d'un point de vue informatique. Dans le cas des algorithmes évolutionnaire et génétique, une génération nécessite l'évaluation de l'erreur pour chaque individu de la population. Cela représente une transformation de Fourier par individu, soir 23 dans notre cas. En terme de calcul et d'un point de vue simpliste, l'axe des abscisses du graphique 4.19 est donc à dilater d'un facteur 10 uniquement pour les algortithmes génétique et évolutionnaire.

2. La version évolutionnaire converge, comme attendu, bien plus vite que sa variante génétique dans des conditions identiques de codage. Rappelons que la différence entre les deux consiste principalement en ce qu'un individu muté pourra (génétique) ou non (évolutionnaire) être très éloigné de l'individu initial.

3. Un point surprenant est l'importance du type de codage choisi. Dans le cas présenté ici, le codage radial est le plus adapté, ce qui est logique compte tenu du fait que la cible présente cette même

symétrie. Néanmoins, notons que le codage à double symétrie axiale ne converge par vers une solution aussi bonne que le cas précédent, et ce même après un trés grand nombre d'itérations (non représenté ici). Nous pouvons en conclure que le nombre de gènes est une donnée importante de l'optimisation génétique. Une autre interprétation est que malgré sa convergence, l'algorithme génétique ne permet pas de trouver des solutions à forte cohérence (comme ici une symétrie de révolution). Le choix du type de codage permet donc de guider cette optimisation et d'obtenir un résultat bien meilleur.

Cependant, comme explicité plus haut, la convergence de notre algorithme GS donne un résultat souvent très bruités (voir le résultat d'optimisation présenté par la figure 4.18(b)). Nous avons donc cherché à optimiser celui-ci en plaçant à sa suite un second étage d'optimisation. Là encore une comparaison des différents algorithmes a été menée entre WGS, DH, DH hybride, SA et algorithme évolutionnaire. La cible est cette fois un carré de 250 pixels de côté, définie sur 512×512 pixels (comme précédement). Cette comparaison est illustrée par la figure 4.20. Dans le cas de l'algorithme DH, l'amplitude du pas de modification a été divisée par 10 (par rapport à l'algorithme SA) afin d'obtenir une optimisation effective. Noter que par souci de représentation l'axe des abscisses (nombre d'itérations) est dilaté d'un facteur 1000 dans le cas du WGS et 10 dans celui de l'algorithme évolutionnaire (l'abscisse 1000 correspond à la première itération du WGS et la 100e génération de l'AE).

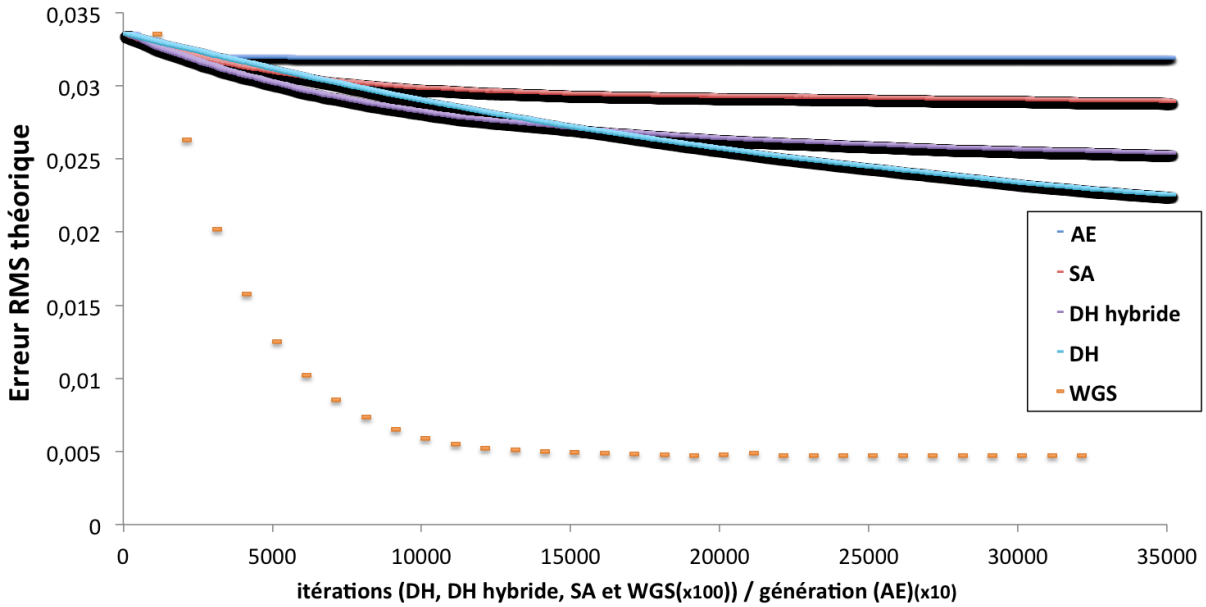


Figure *4.20: Evolution de l'erreur RMS au cours de l'optimisation pour les algorithmes testés avec comme point de départ le résultat de convergence du GS ; de haut en bas en fin de convergence : évolutionnaire avec groupement automatique des pixels, SA, DH hybrid, DH et WGS*

Là encore la conclusion est claire : la pondération proposée présente une convergence de meilleure qualité et résoud le problème de bruit observé sur l'IFTA seul (voir 4.18). En outre, le résultat final de cette convergence {GS+WGS} est de très bonne qualité puisque l'erreur n'est que de quelques unités

pour mille. Notons par ailleurs, par observation de la courbe du WGS, que le changement de cible d'une itération à l'autre peut rendre l'optimisation instable si la variation est trop importante. En effet, alors que les algorithmes IFTA sont censés réduire constamment l'erreur, on peut observer de très légers rebonds sur la courbe ci-dessus. Le coefficient de variation relative des poids d'une itération à l'autre est donc là encore un paramètre important dans cet algorithme. Pour la courbe représentée ici il a été fixé à 5%.

4.4.2.2 Qualité de convergence: critère d'optimisation pratique et théorique

Comme nous venons de le voir, la combinaison des algorithmes GS et WGS a le double avantage d'être plus rapide et de meilleure convergence que les autres algorithmes testés. Cependant le seul critère pris en compte ici est un écart quadratique moyen théorique sans prise en compte de l'efficacité de diffraction. Il convient de se demander dans quelle mesure la carte de phase calculée peut être effectivement rendue en pratique et ce qu'il adviendra de la mise en forme réelle. Pour tenir compte de cet effet, nous avons mis en relation, pour chacun des algorithmes précédents, la valeur de l'erreur théorique finale avec une valeur pratique. Cette dernière correspond au même critère d'erreur évalué entre la cible initiale et la mise en forme effectivement relevée dans le plan focal d'une lentille à l'aide d'une caméra de type CCD en niveau de gris. L'image pratique est d'abord recentrée sur la mise en forme par superposition des isobarycentres d'éclairement. Dans un second temps, elle est normalisée. Elle est enfin ajustée en taille et nombre de pixel par interpolation pour correspondre à la zone de calcul de la simulation. L'erreur entre ces deux images est alors calculée en utilisant la définition (4.3). Ce comparatif est illustré par le diagramme barre 4.21.

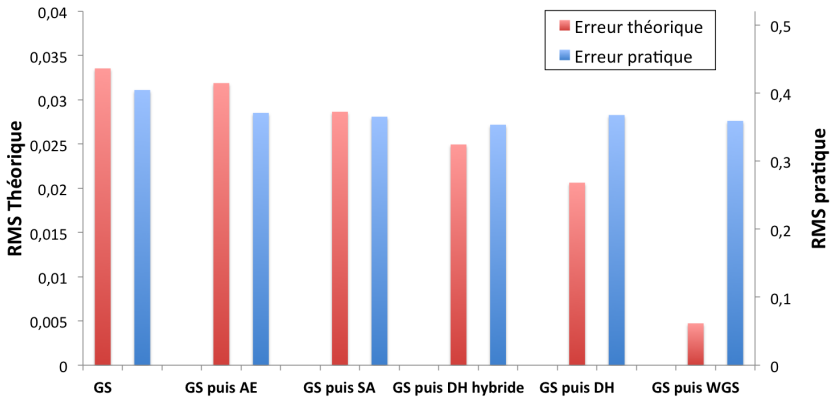
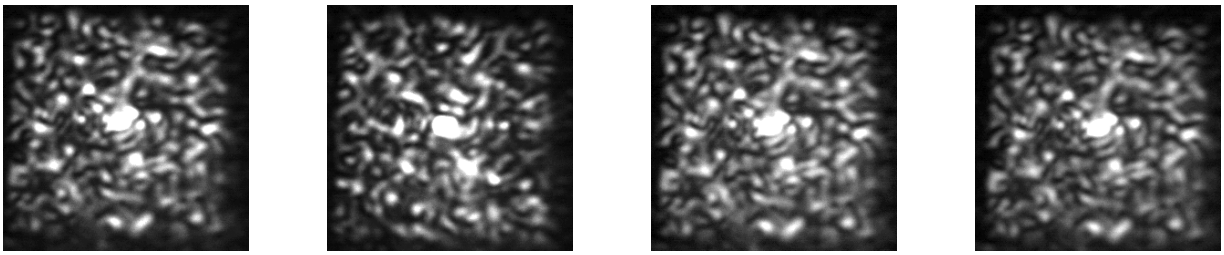


Figure *4.21: Comparaison des erreurs pratiques et théoriques finales pour différents algorithmes*

A l'observation de ce diagramme, on peut noter un écart simulation/pratique ; en effet, il existe un facteur 10 entre les erreurs pratiques et théoriques calculées. Cet écart se justifie à la fois par la méthode utilisée (défaut d'alignement, interpolation et modification de taille) et par l'apparition de défauts en pratique sur les différentes mises en forme comme illustré par les profils associés à différents algorithmes représentés figure 4.22. La présence et l'origine de ces défauts (bruit d'éclairement, pic central etc.) seront discutées par la suite dans ce mémoire.



(a) GS (b) GS puis AE (c) GS puis DH (d) GS puis WGS

Figure *4.22: Mises en forme pratiques obtenues par les différents algorithmes*

L'apparition de ces défauts rend le gain apporté par la seconde optimisation quasiment caduc : là où l'erreur théorique était réduite de 3,35% (convergence du GS) à 0,4% (dans le cas du WGS), l'erreur pratique passe de 40,5% à 35,9%. Notons que cette dernière valeur est atteinte par toutes les mises en formes et semble asymptotique dans notre cas. Néanmoins un gain est observé dans les cinq cas.

4.4.2.3 Conclusion

L'étude que nous venons de présenter met clairement en évidence l'efficacité des algorithmes déterministes de type IFTA. Plus rapides et nettement moins lourds en terme de calcul, ils convergent vers un résultat présentant une erreur moindre. En outre, l'utilisation d'une pondération de la cible après convergence d'un IFTA classique permet de réduire encore l'erreur théorique. Cependant, dans notre configuration actuelle, des défauts majeurs apparaissant sur la répartition spatiale d'énergie limitent l'erreur pratique à une valeur minimale qui, dans le cadre de nos tests, s'avère être d'environ 36% et ce quel que soit l'algorithme utilisé. La réduction de ces défauts devrait mettre en évidence le gain de la seconde optimisation. Enfin, afin d'optimiser au mieux la corrélation simulation/théorie, l'algorithme WGS peut être exploité avec le profil réel du faisceau en lieu et place du profil gaussien théorique. Néanmoins là encore apparaissent des problématiques de bonne adaptation de la mesure à la simulation ; raisons pour lesquels cette approche n'a pas été mise en œuvre ici.

N.B.: *Suite à la relecture du présent manuscrit par les rapporteurs, un article a été porté à notre connaissance et qui réalise une étude comparative similaire de différents algorithmes de la famille des IFTA [86]. L'approche présentée aborde la même question du choix de l'algorithme dans un contexte de conception d'un DOE avec quantification de la phase sur huit niveaux. Notons que, si les contraintes de conception sont légèrement différentes (importance de l'efficacité de diffraction, quantification plus restreinte de la phase, contraintes de fabrication, etc.), les conclusions restent sensiblement identiques : les algorithmes de type IFTA sont les plus adpatés au problème posé. Ripoll et al. proposent d'ailleurs une version à trois étages pour une optimisation plus complète.*

4.5 La mise en forme 3D

Il est important de noter que dans tous les cas que nous venons de voir, seule la répartition d'éclairement dans un plan particulier nous intéresse : le plan de mise en forme. En pratique, en particulier dans le domaine de l'usinage, l'échantillon sur lequel le motif doit être reproduit ne sera probablement pas plan, pas parfaitement aligné et encore moins dans le plan de mise en forme. Il est donc important que la mise en forme souhaitée ne soit pas modifiée trop rapidement en amont et en aval de ce plan par la propagation du faisceau.

Si ce point peut être vérifié par simulation une fois la carte de modulation obtenue, l'optimisation n'aura jamais tenu compte de ce fait et ne sera donc pas forcément adaptée. En outre, en présence d'effets non désirés tels que des points chauds incompatibles avec la pratique, l'utilisateur n'aura aucun recours.

C'est la raison pour laquelle une mise en forme tri-dimensionnelle peut s'avérer encore plus bénéfique dans notre cadre. Et il paraît raisonnable d'imaginer avoir un effet sur cette propagation puisqu'un élément de calcul n'est pour le moment jamais contraint : la phase dans le plan de mise en forme. Si la mise en place d'un second modulateur de phase dans ce plan ouvre de grandes possibilités comme celles présentées par Huot *et al.* [87], contraindre cette même phase par le calcul de la mise en forme pourrait avoir des effets bénéfiques. On peut de surcroît imaginer qu'un faisceau non-diffractant aurait un impact direct sur l'usinage exploitable pour solutionner d'autres problématiques (par exemple la conicité des perçages). La fin de ce chapitre présente donc les adaptations possibles des algorithmes présentés précédemment pour la mise en forme 3D ; l'approche est ici multi-plan (plusieurs plans de mise en forme). Cependant, du fait de l'écart important entre pratique et simulation dans notre cas, aucune mise en pratique ne sera illustrée dans cette partie.

4.5.1 Algorithme de Gerchberg-Saxton par somme

Evolution des algorithmes de type IFTA, cette méthode exploite deux propriétés : la linéarité de la transformation de Fourier d'une part, et la faible «profondeur de mise en forme» [14] observée sur un grand nombre de cas pratiques. La seconde permet de conclure qu'une mise en forme dans un plan n'a que peu d'effet sur l'éclairement des plans situés à une distance supérieure à quelques fois cette profondeur. Ainsi, en exploitant la linéarité de la transformation de Fourier, on peut directement sommer les contributions nécessaires à chaque mise en forme de façon indépendante. Le principe peut se schématiser comme sur la figure 4.23. A chaque itération, à partir du plan de Fourier, le champ est propagé parallèlement jusqu'aux différents plans de mise en forme. Dans chacun de ces plans l'éclairement est remplacé par les éclairements cibles. L'ensemble est rapporté par propagation inverse dans le plan de Fourier. La somme des différents

14. Cette profondeur de mise en forme est principalement fixée par l'optique de focalisation et en particulier son ouverture.

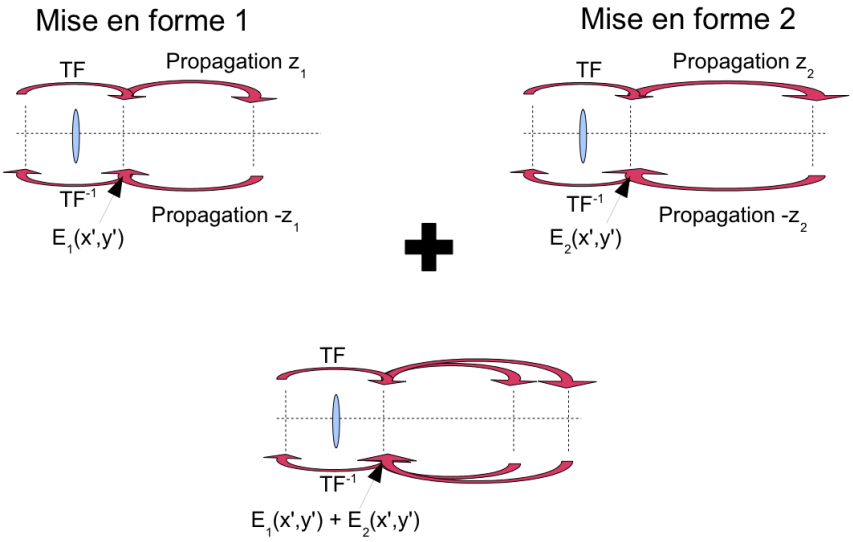


Figure *4.23: Principe de l'algorithme 3DGS+*

champs électriques ainsi calculés est rapportée dans le plan objet par transformée de Fourier inverse. L'itération suivante débutera avec une carte de phase égale à celle ainsi obtenue.

Evidemment une limite à cette approche est l'effet réel d'une mise en forme sur les autres plans. De manière générale, les plans devront donc être relativement espacés pour limiter cette interaction. Une autre limite est le nombre de plans de mise en forme, chaque plan supplémentaire alourdissant un peu plus l'optimisation. Enfin les conditions doivent être adaptées à la simulation d'une propagation optique, en particulier d'un point de vue échantillonnage. En pratique, un contrôle tri-dimensionnel est possible avec cette méthode, comme présenté dans [32, 88, 89].

4.5.2 Algorithme de Gerchberg-Saxton par propagations multiples

Comme nous l'avons vu précédemment, les algorithmes de type IFTA permettent de réaliser une mise en forme de figure de diffraction de Fraunhofer s'ils reposent sur une transformation de Fourier. La configuration optique associée est alors celle schématisée par la figure 4.14. Si celle-ci est remplacée par une transformation de Fresnel, il s'agit alors d'une mise en forme de figure de diffraction de Fresnel, obtenue après une propagation libre [88, 89]. En couplant ces deux approches, il est donc possible de trouver une solution approchée pour une mise en forme tri-dimensionnelle : à partir de l'éclairement laser et d'une phase aléatoire, le plan de Fourier est calculé. Ce plan de Fourier est ensuite propagé jusqu'aux différents plans de mise en forme (sur le principe du *Fresnel ping-pong algorithm* de Dorsch *et al.* [88]) au niveau desquels la carte d'éclairement est remplacée par la cible [15]. Une fois les contraintes de chaque plan imposées, le champ et ramené au plan de Fourier par propagation inverse, puis au plan de modulation par

15. L'ordre des différentes propagations peut être modifié (par exemple en commenant par le plan le plus proche), donnant là encore naissance à de nombreuses variantes possibles

transformation de Fourier inverse. Dès lors, seule la phase est conservée, l'éclairement étant remplacé par celui de la source. Ce principe est schématisé sur le figure 4.24.

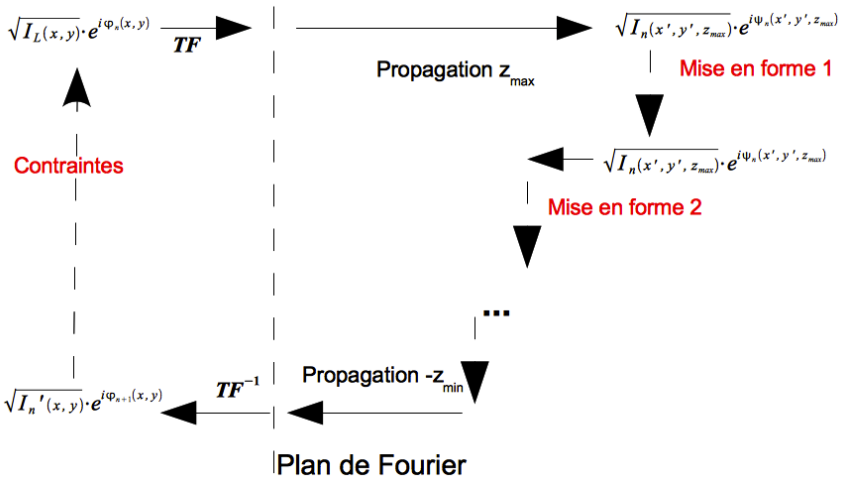


Figure *4.24: Principe de l'algorithme 3DGS=*

.

Là encore, les limitations sont liées à la simulation de la propagation et au nombre de plans. Cependant, cette méthode a le mérite de tenir compte des éventuelles interactions entre les plans et des contraintes liées à la propagation d'un plan à l'autre.

4.5.2.1 Génétiques et évolutionnaires

La famille des algorithmes génétiques et évolutionnaires est évidemment adaptée à ce nouveau problème, à ceci près que le *fitness* devra rendre compte de l'écart global dans les différents plans (on peut par exemple considérer une moyenne des écarts de chaque plan). Mais cette composition des erreurs dans chaque plan peut mener à un cas particulier : il est possible que l'algorithme converge vers une solution qui optimise l'un des plans sans que les autres ne vérifient les contraintes imposées et ce malgré une pondération de la composition. C'est la raison principale pour laquelle, selon nous, cette approche n'a jamais été exploitée, à notre connaissance.

4.6 Conclusion

Que ce soit pour des problématiques bi- ou tri-dimensionnelles, il existe différentes méthodes pour calculer une carte de phase, chacune ayant ses propres avantages et utilisations. Il convient donc d'être vigilant dans un premier temps pour le choix de cette méthode : si les algorithmes de calcul direct ont l'avantage d'être rapides et donc compatibles avec un contrôle quasi temps-réel de la forme du faisceau (très utile dans le domaine des pincettes optiques), ils n'ont cependant pas une grande efficacité. A l'inverse, les algorithmes de type IFTA ou génétiques permettent des mises en forme très complexes et fidèles au

prix d'un temps et d'une complexité de calcul considérablement accrus (en particulier dans le cas de ces derniers).

Dans le cadre de notre application, le plus important est la fidélité de la mise en forme avec la cible ; le temps de calcul quant à lui n'est pas un paramètre de la plus grande importance puisque la carte de phase peut être optimisée bien avant la réalisation effective de l'élément nécessitant une mise en forme. En outre, une bibliothèque de carte de phase peut tout à fait être constituée *a priori* puisque les paramètres optiques du montage sont connus. C'est la raison pour laquelle nous avons principalement axé nos développements sur les deux familles les plus adapatées : les IFTA et les génétiques. Cependant il était nécessaire d'obtenir une connaissance complète et comparative de ces différentes méthodes sur leurs propriétés d'efficacité, de fiabilité, de rapidité et de concordance à la mise en pratique, y compris pour des mises en forme de type multi-point utiles dans le cadre de la parallélisation de procédé. Le résultat de cette comparaison est présenté au §4.4 et indique clairement que pour les algorithmes étudiés seuls les algorithmes évolutionnaire et IFTA sont exploitables, et en particulier le second pour sa rapidité et sa fidélité lorsque complété par la pondération que nous avons proposée.

Chapitre 5

Station de micro-/nano-usinage : les outils

Ce chapitre décrit la composition de la station de travail prototype développée dans le cadre de ce travail de thèse. Cette description complète des éléments optiques et mécaniques est suivie au **chapitre 6** par la liste des fonctions assurées par cette station à l'aide des ces éléments.

5.1 Schéma complet

Le schéma complet de la station de travail est illustré par la figure 5.1. Différents modes d'utilisation sont possibles sans passage par des éléments artificiellement neutralisés : par exemple l'utilisation de la mise en forme ne necéssite pas un passage par le miroir déformable qui, au repos aussi bien que sous une commande en tension nulle, introduit dans le chemin optique une quantité non-négligeable d'aberrations, en particulier d'astigmatisme, et qui détériore la qualité de la tache focale et *a fortiori* de l'usinage.

Comme indiqué par le schéma 5.1, cette machine est composée de sous-modules, à savoir principalement:

1. Une source laser femtoseconde.
2. Un miroir déformable.
3. Deux modulateurs à cristaux liquides (SLMs) aux propriétés optiques différentes.
4. Une mesure de front d'onde par interféromètre à décalage de phase.
5. Un ensemble de lentilles (L_1 à L_5) pour conjuguer les différents éléments et en particulier les plans de modulations et la pupille d'entrée de l'objectif d'usinage.
6. Un ensemble automatisé de translation trois axes XYZ.
7. Un système de visualisation du plan de travail en temps réel.

La suite de ce chapitre présente les détails techniques propres à chacun d'entre eux.

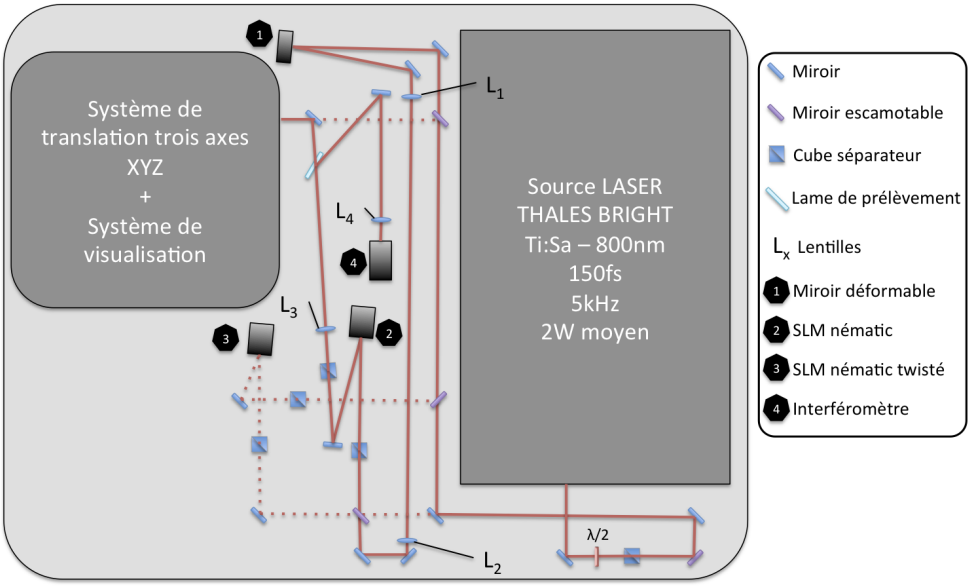


Figure *5.1: Schéma complet de la station de travail. La lentille L_5 n'est pas représentée car placée sur le portique au-dessus du système de translation et représenté en figure 5.8(b)*

5.2 Les sous-modules

5.2.1 Source laser à impulsions femtosecondes

La station de travail est bâtie autour de la source laser femtoseconde. C'est une sources *THALES Laser* de type *Bright*. Son architecture interne est relativement classique pour un laser femtoseconde : un oscillateur délivre des impulsions d'une durée voisine de 100 fs à très haute cadence (généralement de l'ordre de 100 MHz) mais de faible énergie. Ces impulsions sont ensuite amplifiées par la méthode *CPA* proposée par Strickland et Mourou en 1985 [6]. Cette amplification se fait donc en plusieurs étapes :

1. Etirement temporel par un jeu de réseaux.
2. Amplification en deux étapes : d'abord dans une cavité régénérative, puis double passage à travers un second cristal de Ti:Sa.
3. Une compression par un second jeu de réseaux.

A la sortie de cette chaîne le laser délivre un train d'impulsions cadencé à 5 kHz, de durée 130 fs et transportant environ 400 µJ, soit une puissance moyenne nominale de 2 W, et une puissance crête de l'ordre du gigawatt.

Notons que l'utilisation d'impulsions ultrabrèves induit la présence d'un paquet d'ondes, *i.e.* d'un spectre large. La durée d'impulsion de notre source impose un spectre centré sur 800 nm et de largeur inférieure à 20 nm. Comme nous l'avons vu, la mise en forme d'un faisceau dépend de sa longeur d'onde. En particulier dans notre configuration, la taille de la tache focale est directement proportionnelle à la

longueur d'onde utilisée. Il existe donc un décalage spatial entre les composantes spectrales de chaque impulsion. Néanmoins, les ordres de grandeur sont faibles : la variation relative de dimensions pour les valeurs extrêmes du spectre est de 1,25% . Cet effet sera donc négligé dans notre étude. Cependant, il doit être pris en compte pour des durées d'impulsions plus courtes comme illustré par Veetil *et al.* [90].

5.2.2 Miroir déformable

Le miroir déformable est un *Mirao52e* d'*Imagine Eyes*. C'est un miroir argenté de diamètre utile 15 mm qui comporte cinquante-deux actionneurs répartis sous la surface réfléchissante. Chacun de ces actionneurs peut se déformer et entraîner avec lui la membrane réfléchissante afin de moduler localement la marche optique, comme présenté au **chapitre 3**. Son contrôle au sein de notre station de travail est réalisé par l'intermédiaire des pilotes constructeurs intégrés dans l'interface *LabView©* que nous avons développée.

5.2.2.1 Résolutions

Spatiale

Les actionneurs sont répartis sous la membrane comme indiqué sur la figure 5.2 [1] ; les centres des actionneurs sont distants de $2,5$ mm. Cette disposition permet la réalisation de modulations de front d'onde jusqu'aux polynômes de Zernike d'ordre 6 ; cet ordre est généralement suffisant pour la correction de front d'onde de lasers.

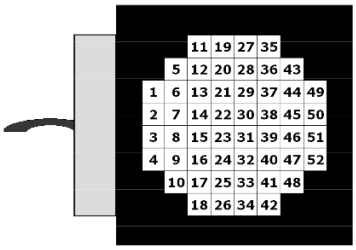


Figure *5.2: Implentation des actionneurs dans le Mirao52e*

En phase

D'un point de vue axial, la déformation du miroir est contrôlée par une tension appliquée à chaque actionneur. Celle-ci est comprise entre -1 V et 1 V avec une résolution accessible de 10 mV. Chaque actionneur disposant d'une course d'environ 50 µm, cela représente, dans l'hypothèse d'une conversion linéaire (cf. ci-aprpès), une résolution de 250 nm ou $0,625\ \pi$ (à 800 nm). Cependant certaines restrictions techniques limitent les modulations accessibles : il n'est par exemple pas possible d'imposer un piston de 50 µm, *i.e.* d'alimenter tous les actionneurs avec la tension maximale. L'amplitude crête-à-crête maximale d'une modulation dépend donc du type de modulation. Le tableau 5.1 donne pour exemple les amplitudes crête-à-crête maximales accessibles pour les premiers polynômes de Zernike (données constructeur).

[1] Image issue de la documentation technique du miroir.

Polynôme de Zernike	PtV max (μm)
Tilt	50
Defocus	35
Astigmatisme	30
Trefoil	25
Coma	10

Table *5.1: Amplitude crête-à-crête maximale de la modulation du miroir déformable par polynôme de Zernike*

Temporelle

Enfin, d'un point de vue temporel, le temps de montée des actionneurs pour un saut de tension de $0,3$ V est annoncé à 5 ms par le constructeur. Par ailleurs ce produit est utilisé pour la correction des aberrations induites par l'humeur vitrée lors de l'observation *in vivo* de la rétine en ophtalmologie. Cette application sous-entend que ce système peut être intégré dans une boucle d'optique adaptative fonctionnant à une cadence de l'ordre du Hertz. Comme nous le présenterons par la suite, cette cadence est celle de mesure de l'interféromètre à décalage de phase ; le temps de réponse est donc bien adapté à notre application.

5.2.2.2 Linéarité

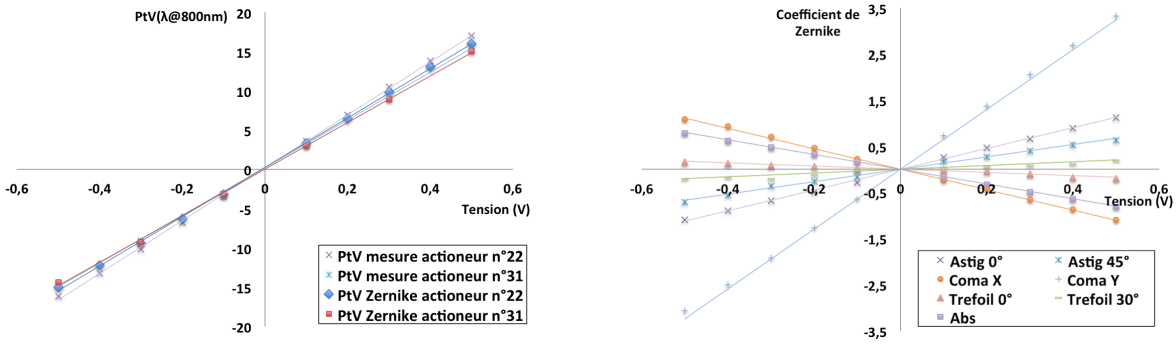
Comme nous le verrons au chapitre suivant, l'approche que nous avons mise en place pour la correction de front d'onde suppose la linéarité de la modulation, et donc ici du miroir déformable. Le constructeur annonce celle-ci supérieure à 95%. La section ci-après présente les résultats du contrôle de cette propriété selon deux aspects : la linéarité de la conversion de la tension d'alimentation en une déformation pour les différents actionneurs, puis l'indépendance des actionneurs entre eux.
N.B. : les résultats présentés ci-après concernent les actionneurs n°22 et n°31 (centre du miroir, voir figure 5.2) mais des résultats similiaires ont été obtenus pour d'autres actionneurs.

Linéarité tension/phase

Dans un premier temps, nous avons mesuré la modulation induite par le miroir lorsqu'un unique actionneur est commandé par une tension non nulle. La mesure de front d'onde est réalisée par l'interféromètre présenté plus loin dans ce chapitre. Celui-ci à été référencé de sorte qu'une mesure nulle corresponde au miroir sous commande nulle (tous actionneurs reliés à la masse).

La figure 5.3 présente les résultats de ce contrôle : le graphique 5.3(a) représente l'évolution de l'amplitude crête-à-crête de la modulation donnée par mesure directe et par calcul à partir de la décomposition en polynômes de Zernike en fonction de la tension d'alimentation pour les actionneurs n°22 et n°31. Le graphique 5.3(b) donne l'évolution des coefficients de cette même décomposition avec la tension d'alimen-

tation pour l'actionneur n°22. Dans les deux cas, le comportement est bien linéaire dans le domaine testé (tensions inférieures à $0,5$ V en valeur absolue). Ce comportement est confirmé par des coefficients de détermination de régression linéaire supérieurs à 90%, voire 96% en omettant les mesures proches de la limite de résolution de l'interféromètre (par exemple celles du trefoil 30° du graphique 5.3(b)).



(a) Amplitude crête-à-crête

(b) Coefficients de Zernike

Figure *5.3: Contrôle de la linéarité des actionneurs du miroir déformable : (a) Evolution de l'amplitude crête-à-crête de la modulation avec la tension pour deux actionneurs (n°22 et n°31) ; (b) Evolution des coefficients de Zernike de la modulation induite par l'actionneur n°22 en fonction de la tension d'alimentation.*

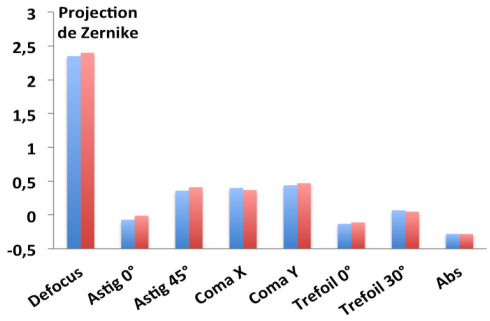
Indépendance des actionneurs

Dans un second temps, nous avons vérifié la linéarité de la modulation vis-à-vis des actionneurs. En d'autres termes, nous avons vérifié que les déformations dues aux différents actionneurs n'avaient pas d'effets croisés. Pour ce faire, nous avons relevé les projections de Zernike des fronts d'onde obtenus pour trois configurations différentes (la tension d'alimentation de l'actionneur n°22 est constante de valeur $0,1$ V tandis que celle de l'actionneur n°31 est respectivement de $0,1$ V[5.4(a)], $0,3$ V[5.4(b)] et $-0,1$ V[5.4(c)]). Celles-ci sont représentées en bleu sur les graphiques barres de la figure 5.4. En parallèle nous avons relevé les modulations associées à chacun des actionneurs seuls pour les différentes valeurs de tension citées. Les barres rouges représentent les projections obtenues par sommes de ces modulations élémentaires.

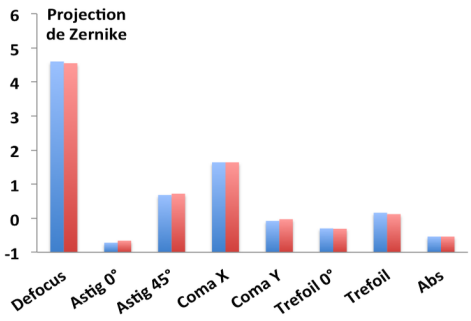
Ces trois diagrammes illustrent un très bon accord entre les deux ensembles de mesure dans les trois configurations illustrées ici, et plus généralement dans les différents cas testés. Nous pouvons donc conclure que les modulations induites par chaque actionneur sont indépendantes des actionneurs voisins : la modulation obtenue par une combinaison de tensions est bien identique à celle obtenue par somme des modulations associées à chacune des tensions seules. Cette propriété nous permettra par la suite de calibrer la boucle d'optique adaptative intégrée dans notre station de travail.

5.2.3 SLM nematic parallèle : modulateur de phase

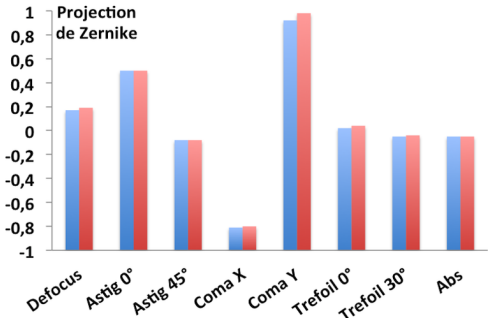
La résolution fournie par le miroir déformable, qu'elle soit en phase ou en fréquence spatiale dans le plan de la membrane, ne nous permet pas d'appliquer des modulations telles que celles calculées par les



(a) n°22 à 0, 1 V et n°31 à 0, 1 V



(b) n°22 à 0, 1 V et n°31 à 0, 3 V



(c) n°22 à 0, 1 V et n°31 à −0, 1 V

Figure *5.4: Comparaison des modulations de deux actionneurs (bleu) avec la somme des modulations de chaque actionneur seul (rouge).*

différents algorithmes que nous avons présentés (voir par exemple la carte 2.11(c) page 37). C'est la raison pour laquelle il est nécessaire, pour réaliser une mise en forme de faisceau de s'équiper d'un modulateur à cristaux liquides, de bien meilleure résolution.

Dans le cadre des travaux présentés ici, nous avons travaillé avec un produit de marque *Holoeye* : le système PLUTO-NIR2. Ce système est une matrice de cristaux liquides sur substrat de silicium (*LCOS - Liquid Crystal On Silicon*). La couche de cristaux liquides est de type nématic parallèle, ce qui signifie que tous les cristaux liquides sont alignés dans la même direction. Ainsi en faisant tourner les cristaux sur eux-même à l'aide d'une tension appliquée à chaque pixel par une matrice d'électrodes, l'indice optique de chacun des pixels et, donc la phase, peut être modulé(e), comme présenté au **chapitre 3**.

5.2.3.1 Caractéristiques techniques

Notre SLM dispose de 1920×1080 pixels (résolution dite HDTV) sur une dimension de $15,36 \times 8,64$ mm^2. Les pixels ont donc une dimension de 8 µm et une forme carrée.

La dynamique de phase disponible a été dimensionnée par le constructeur à 2π à 1064 nm ; à 800 nm notre longueur d'onde d'utilisation, celle-ci devrait donc atteindre $2,66\pi$ en première approximation. La modulation est contrôlée par l'affichage d'une image codée en niveaux de gris sur 8 bits, soient 256 valeurs.

Ainsi la résolution théorique disponible est de $\frac{2\pi}{255} \simeq 0,008\pi$, soit environ cent fois meilleure que le miroir. Par ailleurs, différentes configurations existent, limitant le nombre de niveaux de phase accessibles et améliorant la stabilité (voir effet de papillotement décrit plus loin).

Cependant la conversion *Niveau de gris/phase* n'est pas parfaitement linéaire. En outre, le SLM peut être calibré à volonté : un niveau de gris de l'image est en réalité converti en une tension de commande par une première *LUT* (*Look-Up Table*, table de conversion), modifiable à volonté. Cette tension induit ensuite une certaine rotation des cristaux liquides et donc une valeur de phase particulière. Cette seconde conversion *tension/phase* est quant à elle intrinsèque au modulateur. Ainsi, deux approches sont possibles pour la calibration du système :

1. Modifier la *LUT* interne (conversion *Niveau de gris/tension*) de sorte que la conversion complète *Niveau de gris/phase* soit parfaitement linéaire.
2. Mesurer la conversion *Niveau de gris/phase* avec une *LUT* interne fixe (par exemple la configuration usine) et en tenir compte lors de la conversion des cartes de phase en images en niveau de gris.

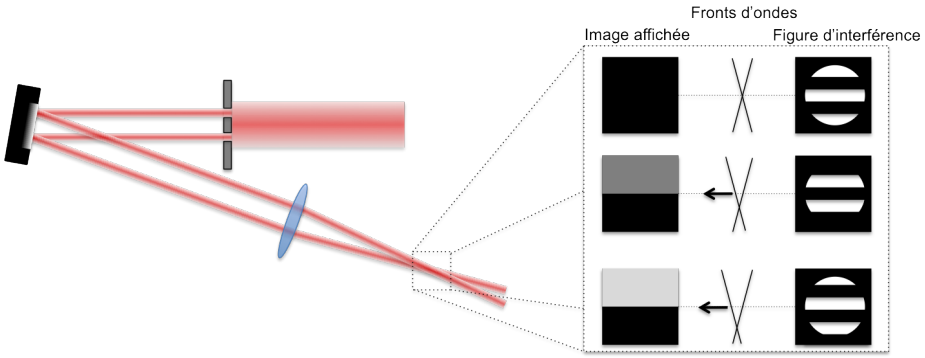
Dans notre cas nous avons choisi la seconde approche. La méthode utilisée et les résultats obtenus sont présentés ci-après.

5.2.3.2 Calibration

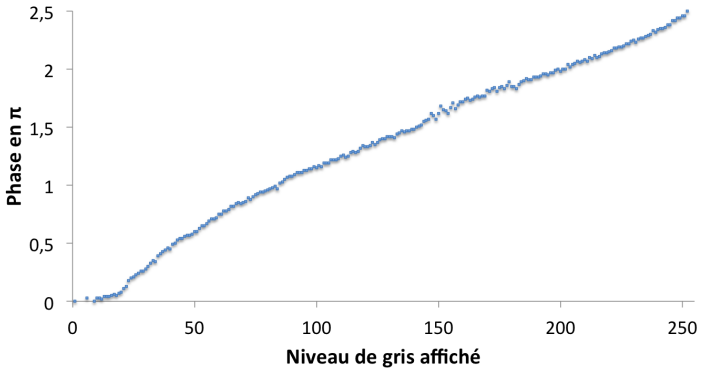
L'utilisation d'un SLM nécessite sa calibration. Compte tenu des objectifs de compatibilité indusrielle de nos travaux, nous avons cherché une méthode qui puisse être mise en en œuvre relativement simplement et nécessitant peu de matériel et particulièrement aucun outil onéreux (l'utilisation du mesureur de front d'onde notament est donc exclue). Notre fournisseur de SLM propose donc la procédure suivante : le faisceau laser initial est divisé en deux faisceaux parallèles de mêmes caractéristiques (taille, énergie, polarisation). Chacun de ces deux faisceaux se réfléchit sur le SLM puis est focalisé par une lentille simple. Dans la zone focale, le recouvrement des deux faisceaux induit la présence de franges d'interférence. Cette figure d'interférence est ensuite imagée sur une caméra. Ce montage est représenté par le schéma 5.5(a).

Les deux sous-faisceaux étant issus du même faisceau laser initial et étant de taille relativement faible, la figure d'interférence en absence de modulation de phase sur le SLM (image uniforme) correspond à un coin d'air et présente donc des franges rectilignes. Les franges sombres de cette figure correspondent aux points en opposition de phase ; les franges claires aux points en phase. Puis est affichée sur le SLM une carte de phase binaire (une moitié unie avec un niveau de gris N_1, correspondant à une phase φ_1 au niveau du premier faisceau, l'autre moitié avec un niveau de gris de référence N_0, noir et donc nul dans notre cas, correspondant au second faisceau). A cette modulation correspond une nouvelle figure d'interférence, identique à la première à une translation près ; en effet, le front d'onde du premier faisceau se voit modulé par un simple piston de valeur φ_1, de sorte que la différence de marche dans le plan d'interférence soit

augmentée (ou diminuée) de cette même valeur. La position du minimum de la nouvelle figure d'interférence correspond donc aux points de la première figure ayant une différence de marche égale à φ_1 (au signe près). Lorsque celle-ci atteindra 2π, la figure d'interférence initiale se sera déplacée d'un interfrange. Ce principe est illustré par la figure 5.5(a). Ainsi, en scannant progressivement le niveau de gris de la partie «1» , en suivant l'évolution de la position d'une frange et en la rapportant à l'interfrange il est possible de mesurer la valeur du piston associée à chaque niveau de gris, et donc de mesurer la conversion *niveau de gris/phase*. En exploitant cette procédure, nous avons obtenu la courbe de modulation quasi linéaire représentée en figure 5.5(b). Notons que pour limiter les effets de bruit de mesure, en particulier dus aux instabilités de la source et à l'effet de papillotement présenté plus loin,une moyenne sur cinq mesures a été calculée. Cette conversion a été appliqué systématiquement aux cartes de phase exploitées.



(a) Schéma et principe de la mesure



(b) Mesure de la modulation

Figure *5.5: Mesure de la conversion* Niveau de gris/phase *du SLM PLUTO-NIR2; (a) Principe et montage; (b) Résultat obtenu par moyennage de cinq mesures.*

5.2.3.3 Effets indésirables

Pour des raisons techniques, le modulateur possède des caractéristiques physiques qui induisent des effets indésirables sur la mise en forme. Les différents défauts seront discutés au chapitre suivant. Nous présentons néanmoins ici les effets dus à la forme réelle du modulateur.

Forme au repos

Le support en silicium du SLM n'est pas parfaitement plan. Ainsi même sous commande nulle (image uniforme), le SLM induit une modulation du front d'onde due à ses défauts de forme. Cependant, celle-ci présente une amplitude relativement faible (trois à quatre fois la longueur d'onde) et une morphologie quasiment sphérique (mesure constructeur). En tenant compte des dimensions mentionnées précédemment, ce défaut mécanique est équivalent à une lentille de focale voisine de 10 m. Cet effet sera donc négligeable dans notre montage. Par ailleurs, dans les cas où la présence de cette courbure serait gênante, elle peut être annulée en superposant à la carte de phase calculée une courbure opposée avant de la replier sur 2π.

Grille, taux de remplissage et efficacité de diffraction

Comme nous l'avons vu, notre modulateur de phase (et les SLMs à commande électrique de manière générale) se présente sous la forme d'une grille régulière de pixels. Chacun de ces pixels n'est pas intégralement dédié à la modulation de phase ; une partie de la surface est réservée pour l'électronique de commande. Le ratio de la surface active sur la surface totale d'un pixel est appelé facteur de remplissage ; dans notre cas, il est de 87%. La présence d'une zone passive induit une diffraction supplémentaire. Pour l'illustrer, nous modélisons chacun des pixels par une zone active carrée de taille d centrée dans le pixel de taille Δd. La zone passive est supposée avoir une transmission complexe constante notée $R_0 e^{i\phi_0}$ La modulation s'écrit alors :

$$T(x,y) = \sum_{k=0}^{N}\sum_{l=0}^{M}\left[\left(\underbrace{e^{i\varphi_{kl}}\ \Pi\left(\frac{x}{d}\right)\Pi\left(\frac{y}{d}\right)}_{Zone\ active} + \underbrace{R_0 e^{i\phi_0}\left[\Pi\left(\frac{x}{\Delta d}\right)\Pi\left(\frac{y}{\Delta d}\right) - \Pi\left(\frac{x}{d}\right)\Pi\left(\frac{y}{d}\right)\right]}_{Zone\ passive}\right) \otimes \delta(x-k\Delta d, y-l\Delta d)\right] \tag{5.1}$$

où φ_{kl} est la valeur de phase calculée pour le pixel (k,l) et $\Pi(\frac{x}{d})$ est la fonction porte de largeur d. Par transformation de Fourier, le plan de mise en forme sera donc donné par :

$$E(x_3,y_3,z_3) \propto TF\left[E(x_2,y_2,z_{2-})T(x_2,y_2)\right]_{\left(\frac{x_3}{\lambda f'},\frac{y_3}{\lambda f'}\right)} \tag{5.2}$$

$$\propto \left(TF\left[E(x_2,y_2,z_{2-})\right] \otimes TF\left[T(x_2,y_2)\right]\right)_{\left(\frac{x_3}{\lambda f'},\frac{y_3}{\lambda f'}\right)} \tag{5.3}$$

où $E(x_2,y_2,z_{2-})$ représente le champ électrique décrit dans un plan situé juste avant le modulateur. Le plan de Fourier est donc donné par la convolution de la réponse percusionnelle du système en l'absence de modulation avec la transformée de Fourier de la modulation. Or, cette dernière s'écrit dans le cas présent :

$$\begin{aligned}\tilde{T}(\sigma_x,\sigma_y) &= d^2 sinc(\pi d\sigma_x) sinc(\pi d\sigma_y)\ TF\left[\sum_{k=0}^{N}\sum_{l=0}^{M} e^{i\varphi_{kl}}\delta(x-k\Delta d, y-l\Delta d)\right] \\ &+ R_0 e^{i\phi_0}\left[\Delta d^2(1-FF)\delta(0,0) - \sum_{k=1}^{N}\sum_{l=1}^{M} d^2 sinc\left(\pi k\frac{d}{\Delta d}\right) sinc\left(\pi l\frac{d}{\Delta d}\right)\ \delta\left(\sigma_x - \frac{k}{\Delta d}, \sigma_y - \frac{l}{\Delta d}\right)\right]\end{aligned} \tag{5.4}$$

où FF est le taux de remplissage (*Fill Factor*) donné par :

$$FF = \frac{d^2}{\Delta d^2} \tag{5.5}$$

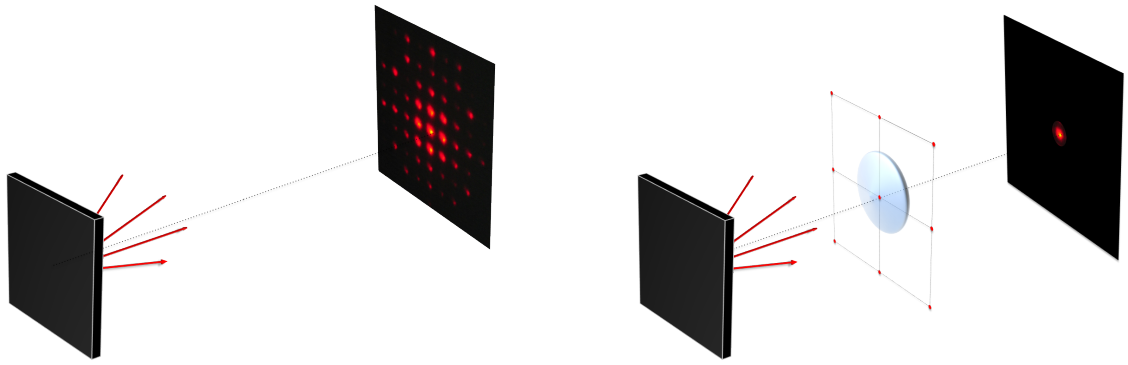
Le plan de mise en forme est donc constitué de la somme de trois termes correspondants à ceux de la relation (5.4) :

- Le premier terme correspond à la carte de phase échantillonée par le SLM. Par analogie avec le traitement numérique des signaux temporels, on retrouvera dans le plan de mise en forme la forme souhaitée ; cependant, celle-ci sera repliquée, de période spatiale correspondant à l'échantillonage, donc ici à la taille des pixels ($\Lambda_s = \frac{\lambda f'}{\Delta d}$). Notons également la présence d'une enveloppe de type sinus cardinal (en analogie avec un échantilloneur bloqueur d'ordre zéro) . La dimension caractéristique (premier zéro) de cette enveloppe dans le plan de mise en forme est donnée par la taille de la zone active ($\Lambda_e = \frac{\lambda f'}{d}$). Elle impose une limitation des tailles accessibles : on parlera de champ de mise en forme (par analogie avec le champ des systèmes d'optique géométrique). Notons que l'on retrouve l'assertion énoncée au **chapitre 4** indiquant que ce champ est limité par la précision dans le champ de moduation (donnée par d).
- Le second terme est localisé au centre du plan de mise en forme ($\delta(0,0)$) et dépend principalement du coefficient de réflection de la zone passive ($R_0 e^{i\phi_0}$) et du facteur de remplissage. Il s'agit simplement d'une part non modulée de l'onde initiale qui se réflechit sur la zone passive et est naturellement focalisée au centre du plan de Fourier.
- Le troisième et dernier terme de cette somme constitue une série de points identiques au point central, et qui sont répartis sur une grille régulière. Il s'agit de la même grille que celle de la mise en forme et qui appara*dans le premier terme (de période Λ_s). Ce terme peut être également vu comme un effet réseau sur l'ensemble des zones passives du modulateur.*

Finalement, du fait de la présence de la zone passive et de la structure de grille, le plan de mise en forme est construit selon deux effets croisés. La structure de grille impose un effet réseau dans les deux directions, ayant pour conséquence une nature périodique du plan de Fourier. La période est composée d'une onde mise en forme par la modulation de phase à laquelle s'ajoute un pic central venant de la part d'onde se réfléchissant sur les zones passives et donc non modulées. Cette structure périodique est illustrée par la figure 5.6(a).

Une conséquence directe de cette nature périodique est qu'une part de l'énergie incidente sur le modulateur sera distribuée aux ordres supérieurs. Cette perte, dans le cas du système PLUTO-NIR2 est annoncée à 40% par le constructeur. On parle alors d'une *efficacité de diffraction* de 60%.

Par ailleurs, les machines de micro-usinage sont usuellement conçues de sorte que, au repos, le faisceau laser soit centré dans le plan de travail. Or nous avons vu que notre modulateur crée une réplication de ce faisceau, chacune des répliques ne comportant pas la même quantité d'énergie, et avec de grandes variations, du fait de l'enveloppe mentionnée plus haut. Il est donc peu probable que ces différents points puissent servir pour la parallélisation du procédé. Nous avons donc choisi, dans notre station prototype, de filtrer les ordres supérieurs : seule la période centrale est conservée. Comme nous l'avons vu, la périodisation



(a) Structure périodique du plan de mise en forme

(b) Filtrage de l'ordre central par la lentille L_3

Figure *5.6: Effet du modulateur réel.*

est donnée par effet réseau sur la grille de pixels. Après le modulateur, les répliques sont donc réparties angulairement en suivant la loi des réseaux :

$$\sin(r_m) = m\frac{\lambda}{\Delta d} \tag{5.6}$$

Ainsi, pour ne sélectionner que la réplique centrale, il suffit de filtrer le rayonnement situé en dehors d'un cône centré sur le modulateur et de demi angle au sommet $\theta = \frac{\lambda}{2\Delta d} = 50$ mrad. Cependant, en tenant compte de l'enveloppe sinus cardinal, nous avons choisi un filtrage plus sélectif. Notre cône de sélection est limité par la lentille L_3. Celle-ci est placée $0,5$ m après le modulateur et son diamètre est de $25,4$ mm. Elle délimite donc un cône de demi-angle au sommet de $25,4$ mrad. Ce filtrage équivaut, dans le plan de mise en forme, à une lucarne de rayon $\Lambda_s/4$. Le troisième terme (grille de points) est donc filtré. De même pour les répliques de la mise en forme. Ce filtrage est illustré par la figure 5.6(b).

L'effet de papillotement (*flickering*)

Techniquement, le système PLUTO-NIR2 fonctionne de manière séquentielle : les pixels sont adressés successivement (*a priori* ligne par ligne). Cet adressage est réalisé à une cadence vidéo (60 images par seconde). Lors de l'affichage d'une carte de phase, chaque pixel est donc adressé pendant un temps court, suivi d'un temps plus long d'évolution libre. Du fait d'une faible viscosité, durant cette seconde période, les cristaux liquides ont tendance à reprendre leur position d'équilibre au repos. L'indice optique va donc évoluer au cours du temps, jusqu'à l'affichage d'une seconde image. De ce fait, le déphasage induit par un pixel oscille au cours du temps à une cadence proche de celle de l'affichage sur les électrodes [91]. L'amplitude de cette variation dépend du niveau de gris affiché et peut être importante : sur le second type de modulateur dont nous disposons (nematic twisté), la variation de phase peut atteindre $0,27\pi$ [92] . Un conséquence visible de cet effet est l'oscillation de la figure d'interférence lors de la calibration.

5.2.4 SLM nematic twisté : modulateur d'amplitude

Le second SLM que nous avons exploité est un système *Holoeye LC-R2500*. C'est un SLM basé sur une couche de cristaux liquides de type nématic twistée, encore appelée nématic hélicoïdale. Cette forme correspond à une rotation progressive des cristaux les uns par rapport aux autres, formant ainsi une hélice. Ce type de SLM est majoritairement utilisé dans les systèmes *LCD* (*Liquid Crystal Display*) puisqu'il permet de moduler l'intensité d'un faisceau par l'effet dit *nématic twisté* présenté ci-après.

Si le principe de cette modulation est différent du cas nématic parallèle, certains effets seront similaires ; en particulier la diffraction sur la grille de pixels induisant une réplication par effet réseau reste valable ici. Cependant là encore seul l'ordre central est exploité ; les autres ordres sont filtrés sur le même principe que dans le cas du système de modulation de phase, à l'exception que la lentille L_3 est remplacée par les miroirs menant le faisceau jusqu'à l'optique d'usinage.

Ce SLM est composé de 1024×768 pixels de 19 µm (soient des dimensions de $19,6 \times 14,6$ mm^2) et un taux de remplissage de 93%. Il est également commandé par une image codée sur 8 bits.

5.2.4.1 Principe de fonctionnement : l'effet nématic twisté

La structure en hélice des cristaux liquides induit un effet particulier sur la lumière et qui permet la modulation analogique d'amplitude lorsque le modulateur est encadré par deux polariseurs. Pour le mettre en évidence, nous présentons une étude dans le formalisme de Jones de cet élément.

En modélisant une couche de cristal liquide nématic twisté par une succession de couches élémentaires ayant une orientation dépendant linéairement de l'épaisseur, Yariv et Yeh [93] donnent la matrice de Jones d'une couche d'épaisseur l, et dont l'hélice fait un angle ϕ (différence d'orientation entre les cristaux à l'entrée et à la sortie de la couche) .

$$M = e^{-i\varphi_0} R(\phi) \begin{pmatrix} \cos(X) - i\frac{\Gamma}{2}\frac{\sin(X)}{X} & -\phi\frac{\sin(X)}{X} \\ \phi\frac{\sin(X)}{X} & \cos(X) + i\frac{\Gamma}{2}\frac{\sin(X)}{X} \end{pmatrix} \tag{5.7}$$

$$X = \sqrt{\phi^2 + \left(\frac{\Gamma}{2}\right)^2} \tag{5.8}$$

$$\Gamma = \frac{2\pi}{\lambda}\left[n_e(\theta) - n_0\right] l \tag{5.9}$$

$$\varphi_0 = \frac{\pi}{\lambda}\left[n_e(\theta) + n_0\right] l \tag{5.10}$$

où $R(\phi)$ est la matrice rotation d'angle ϕ. Dans les définitions de Γ et φ_0, la notation $n_e(\theta)$ rend explicite la variation de l'indice dans la direction extraordinaire avec l'orientation du cristal liquide, et donc de la tension appliquée. Ce modèle a ensuite été affiné pour tenir compte des effets de bord : l'évolution de la rotation de l'hélice n'est alors plus linéaire avec l'épaisseur en tenant compte du lien entre les molécules en contact avec les lames de verre retenant la couche de cristaux. Néanmoins la forme de cette matrice reste

similaire [94–96].

Le SLM que nous utilisons est un SLM en réflexion : la couche de cristaux liquides est donc traversée à deux reprises. La matrice de Jones du modulateur complet peut être obtenue par produit des matrices des éléments optiques rencontrés durant sa traversée : une couche de cristaux liquides, un miroir puis la même couche de cristaux liquides mais traversée en sens inverse (un changement de coordonnées est donc nécessaire ainsi que la prise en compte de l'inversion d'un axe - inversion du signe de la première colonne). La matrice de Jones du SLM est donc donnée par :

$$M_{SLM} = \underbrace{R(\phi)e^{-i\varphi_0}R(\phi)\begin{pmatrix} -\cos(X)+i\frac{\Gamma}{2}\frac{\sin(X)}{X} & -\phi\frac{\sin(X)}{X} \\ -\phi\frac{\sin(X)}{X} & \cos(X)+i\frac{\Gamma}{2}\frac{\sin(X)}{X}\end{pmatrix}R(-\phi)}_{seconde\ couche\ et\ changement\ de\ repère}\underbrace{\begin{pmatrix} -1 & 0 \\ 0 & 1\end{pmatrix}}_{Miroir}$$
$$\underbrace{e^{-i\varphi_0}R(\phi)\begin{pmatrix} \cos(X)-i\frac{\Gamma}{2}\frac{\sin(X)}{X} & -\phi\frac{\sin(X)}{X} \\ \phi\frac{\sin(X)}{X} & \cos(X)+i\frac{\Gamma}{2}\frac{\sin(X)}{X}\end{pmatrix}}_{première\ couche} \tag{5.11}$$

Après simplification, on obtient naturellement :

$$M_{SLM} = e^{-i2\varphi_0}R(2\phi)\begin{pmatrix} \cos(2X)-i\frac{2\Gamma}{2}\frac{\sin(2X)}{2X} & -2\phi\frac{\sin(2X)}{2X} \\ 2\phi\frac{\sin(2X)}{2X} & \cos(2X)+i\frac{2\Gamma}{2}\frac{\sin(2X)}{2X}\end{pmatrix} \tag{5.12}$$

soit l'équivalent de la traversée d'une couche d'épaisseur double et donc d'angle d'hélice double. Dans le cas du système LC-R2500, l'angle de l'hélice est de 45°. Cet élément est donc équivalent à une lame de cristaux liquide cholestérique ayant un angle d'hélice de 90° et un déphasage variant avec la tension appliquée.

Si la polarisation incidente sur le SLM est horizontale (soit parallèle à l'axe des cristaux au niveau de la face d'entrée), le vecteur de Jones de la polarisation sortante est donc :

$$P_S = e^{-i2\varphi_0}\begin{pmatrix} -\frac{\pi}{2}\frac{sin2X}{2X} \\ cos(2X)-i\frac{2\Gamma}{2}\frac{sin(2X)}{2X}\end{pmatrix} \tag{5.13}$$

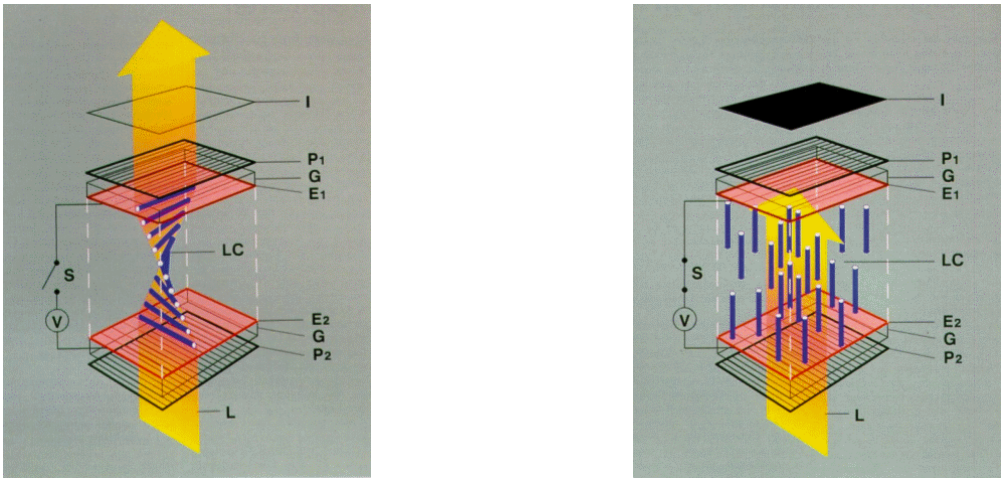
Il s'agit d'une polarisation elliptique, dont l'ellipticité et l'orientation dépendent de la valeur de biréfringence Γ et donc de la tension appliquée aux bornes de la couche de cristaux. Le modulateur agit donc comme un modulateur de polarisation.

Cette modulation complexe peut être exploitée de différentes façons selon les états de polarisation entrant et sortant [96–104]. En particulier, en plaçant deux polariseurs parallèles à l'axe ordinaire (horizontal) de part et d'autre du SLM, on obtient un transmission globale donnée par :

$$T = \left(\frac{\pi}{2}\frac{sin2X}{2X}\right)^2 = \frac{\sin^2\left(\frac{\pi}{2}\sqrt{1+\left(\frac{2\Gamma}{\pi}\right)^2}\right)}{1+\left(\frac{2\Gamma}{\pi}\right)^2} \tag{5.14}$$

Lorsque qu'aucune tension n'est appliquée, les cristaux forment une hélice qui fait tourner la polarisation de 90°. La polarisation sortante est verticale ; la transmission est donc nulle (valeur de Γ grande devant

$\frac{\pi}{2}$). A l'opposé, lorsqu'une tension suffisante est appliquée, les cristaux liquides se couchent ; la valeur de Γ devient donc faible, voire nulle, et la transmission devient unitaire : la couche de cristaux liquides est alors une simple lame de phase d'indice n_0. Sur un principe similaire, le modulateur peut être placé entre polariseur et analyseur croisés ; la transmission en amplitude devient alors complémentaire à 1 du cas précédent (en particulier, les cas de transmission maximale et nulle sont alors inversés). Cette dernière configuration est illustré par la figure 5.7 [2]



(a) (b)

Figure *5.7: Principe de l'effet nématic twisté dans une cellule en transmission pour la modualtion d'amplitude en configuration croisée en l'absence (a) et en présence (b) d'une tension appliquée aux cristaux.*

Ainsi à chaque pixel du modulateur est associé une transmission en amplitude. Nous disposons donc d'un masque d'amplitude analogique. Pour retrouver la modulation effectivement appliquée, il suffit, comme présenté au **chapitre 2** de se placer au plan image du SLM à travers la lentille ou l'objectif d'usinage. En s'appuyant sur les lois de l'optique géométrique, nous avons choisi de placer le SLM relativement loin en amont de cet objectif afin que son image soit de petite taille et non loin de la zone focale. Cette configuration nous permet de limiter l'énergie incidente sur le modulateur et de conserver un éclairement intense de la zone de travail. En outre, le filtrage des ordres supérieurs dus à la grille de pixels du modulateur se fait naturellement par les différents miroirs.

5.2.5 Contrôle de la modulation par interféromètre à décalage de phase

La mise en œuvre d'une modulation de phase suggère la mise à disposition d'une mesure de cette modulation. En outre, la mise en place d'une boucle d'optique adaptative nécessite un moyen de contrôle de la qualité du faisceau. Pour ces raisons notre station est équipée d'un interféromètre à décalage de phase

2. Image extraite de http://fr.wikipedia.org/wiki/Twisted_nematic

de type PHASICS SID4. Comme vu au **chapitre 3**, ce type d'interféromètre permet d'obtenir une figure d'interférence, image du gradient de phase dans différentes directions et permet donc la reconstruction du front d'onde. La version dont nous disposons intègre tous les outils de base d'affichage du front d'onde et de l'amplitude du faisceau analysé ainsi que les différents outils de caractérisation et de simulation associés. Par exemple, à partir des mesures effectuées, une simulation de champ lointain peut être obtenue et comparée à la limite théorique de la diffraction par le biais d'indicateurs classiques comme le rapport de Strehl (ratio des éclairements au centre de la tache focale dans le cas pratique et le cas parfait limité par la diffraction). Mais l'outil le plus utilisé dans le cadre de ces travaux est la décomposition sur la base des polynômes de Zernike ou de Legendre. Cette décomposition nous sert de description du front d'onde au sein de la boucle d'optique adpatative et peut être effectuée à une cadence de 1 Hz environ.

5.2.6 Systèmes afocaux de conjugaison optique

Les différentes lentilles L_1 à L_5 du schéma 5.1 forment deux à deux des systèmes afocaux. Chacun d'entre eux a la double fonction d'adapter la taille du faisceau aux tailles des différents éléments qui les succèdent et de conjuguer les différents plans de modulation (du miroir, du SLM PLUTO-NIR2 et du Phasics SID4) afin de ne travailler qu'avec **un plan unique de modulation de phase équivalent au plan focal objet de l'optique focalisante**. C'est la raison pour laquelle des conjugaisons foyer-foyer ont été choisies (résultat du calcul mené au **chapitre 2**). Les propriétés des différents couples de lentilles sont les suivantes :

1. $\{L_1 + L_2\}$ ne change pas la taille du faisceau (grossissement unitaire) mais image le plan de la membrane du miroir déformable sur le modulateur de phase. La présence d'un point focal intermédiaire nous a poussés à choisir des focales longues ($0,5$ m) pour les deux lentilles afin de limiter les risques d'ionisation de l'air à ce niveau. En outre, même s'il existe une différence de taille importante entre la pupille des deux éléments (15 mm pour le miroir et $8,64$ mm pour le SLM dans la direction limitante), nous avons choisi de conserver un faisceau de grande taille afin de limiter l'éclairement des cristaux liquides, éléments limitant la puissance maximale exploitable de notre chaîne optique.

2. $\{L_3 + L_4\}$ image les plans couplés du modulateur de phase et du miroir sur la pupille d'analyse de l'interféromètre. Cette imagerie impose non seulement les positions des deux lentilles, mais aussi leurs focales respectives dans la mesure où la pupille de l'interféromètre n'est que de 2 mm environ. Il s'agit donc d'un afocal de grossissement $1/4$, composé d'une première lentille de focale $0,5$ m et d'une seconde de focale 125 mm. La conjugaison est là encore de type foyer-foyer.

3. $\{L_3 + L_5\}$ image les plans couplés de modulation de phase sur la pupille d'entrée du système de focalisation finale située sur le portique au-dessus de l'ensemble trois axes XYZ. De même que précédement cette conjugaison impose un grossissement de $1/2$ afin que la pupille de la chaîne d'usinage

soit celle de l'objectif final et donc que l'ouverture numérique de travail soit celle imposée par cet élément tout en exploitant une grande partie du faisceau. La lentille L_5 a donc une distance focale de 250 mm. La conjugaison est également de type foyer-foyer.

Les différentes conjugaisons optiques ont été réglées pratiquement en lumière blanche afin d'éviter tout souci de diffraction cohérente, et à l'aide d'un réticule formé de deux fils de quelques dizaines de micromètres de diamètre. Ce réglage est cependant limité à la profondeur de champ des différentes conjugaisons rendues relativement importantes par le choix de distances focales longues.

5.2.7 Platines de translation trois axes: XYZ

Dans le contexte de l'usinage laser, pour le marquage et la découpe de motifs complexes sur la surface d'un échantillon, deux familles de solutions existent :

1. Le faisceau est fixe et l'échantillon est déplacé afin de créer le motif.
2. L'échantillon est fixe et le faisceau laser est déplacé pour créer le motif.

Si au sein de la PF [3] les deux solutions sont mises en œuvre, nous n'avons choisi de n'intégrer dans cette nouvelle station de travail prototype qu'un système de déplacement de l'échantillon [4]. Ce choix s'explique par le type d'applications visées : la texturation de grandes surfaces à petite échelle. En effet, l'obtention d'impacts de faible dimensions sous-entend l'utilisation d'optiques fortement ouvertes. Les systèmes galvanométriques exploitant ce type d'optique ne disposent souvent que d'un champ limité, typiquement 1×1 mm^2. La texturation de grande surface impose donc la mise en place d'un déplacement de l'échantillon. Nous avons donc choisi cette dernière solution seule.

Notre station de travail est donc équipée d'un ensemble de trois platines XYZ. L'axe Z, sur lequel est monté l'objectif d'usinage, est une platine de translation classique à roue et vis-sans-fin et moteur pas à pas. Sa précision de positionnement est de 500 nm. L'échantillon est monté sur une platine de translation manuelle sur le même axe.

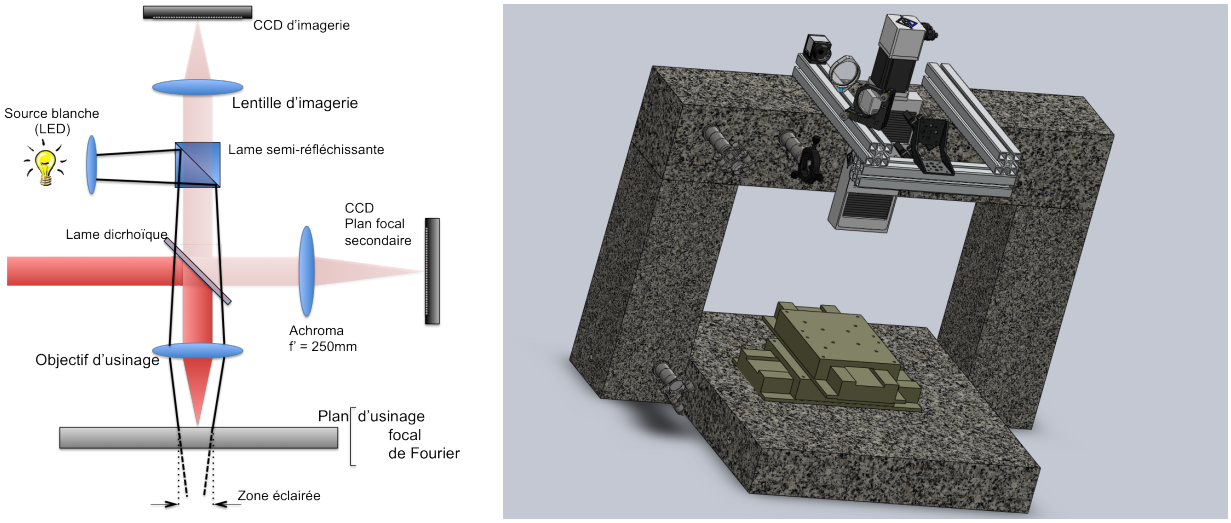
L'ensemble {échantillon + platine manuelle} est monté sur deux platines croisées XY à coussin d'air de type AEROTECH ABL-1000-150. Ces platines disposent d'une course de 150mm, d'une précision de positionnement de 200 nm et d'une répétabilité de 50 nm. Ces trois axes sont évidemment contrôlés par ordinateur par l'intermédiaire d'un ensemble de servo-moteurs. Ces éléments disposent en outre d'emplacements pour des sorties analogiques. Celles-ci ont été utilisées pour le contrôle respectivement de l'entrée d'inhibition du laser (entrée classiquement intitulée *Gate* qui contrôle la cellule de Pockels et donc l'injection de l'oscillateur dans la cavité régénérative), et à un système externe d'obturation du chemin optique (non représenté sur le schéma 5.1).

3. Plateforme Femtoseconde.
4. Hormis sur l'axe Z ou l'échantillon comme l'objectif peuvent être déplacés.

5.2.8 Système de visualisation temps réel du plan de travail

La réalisation d'un usinage spécifique nécessite au préalable certains réglages pratiques : outre le placement de l'échantillon dans le plan d'usinage, il est nécessaire de déterminer les paramètres laser de travail (nombre d'impulsions, énergie par impulsion, taille optique du faisceau etc.). Si les valeurs théoriques de ces paramètres peuvent être obtenues par calcul, les valeurs pratiques sont bien évidemment obtenues empiriquement et itérativement. Il est donc nécessaire de disposer de moyens de quantification des résultats. Par ailleurs, le réglage de la position axiale de l'échantillon étant relativement fin (à l'échelle de la longueur de Rayleigh, donc de quelques microns à dizaines de microns ici), une quantification *in situ* est à privilégier. Notre station de travail inclut donc un système de visualisation de la zone de travail.

Comme explicité dans le **chapitre 2**, celle-ci se trouve dans le plan focal image de l'objectif d'usinage. Le plan d'usinage peut donc être facilement imagé sur une caméra à l'aide d'un système afocal en configuration foyer-foyer dont la première lentille est l'objectif. En outre, le grandissement transverse de cette configuration est donné par le rapport des focales des deux lentilles ; il peut donc être choisi afin d'adapter au mieux la résolution. Enfin, l'espace disponible entre les deux lentilles permet aisément l'insertion d'un système d'éclairage. Le schéma d'un tel système est donné en figure 5.8(a).



(a) Schéma de la conjugaison optique du système de visualisation de la zone focale

(b) Ensemble de positionnement trois axes et système de visualisation de la zone focale ; système d'éclairage non représenté

Figure *5.8: Système de visualisation temps réel du plan d'usinage : (a) schéma de principe ; (b) implentation dans la station prototype.*

La caméra que nous utilisons est une caméra *Hitachi KP-140*. Elle dispose d'un capteur de 818×513 pixels sur une surface de $8,8 \times 6,6\ \mathrm{mm}^2$, soient des pixels de dimensions $11 \times 13\ \mu\mathrm{m}^2$ (anamorphose de facteur 0,8). La seconde lentille composant le système afocal est plan convexe de distance focale 250 mm. Cette distance a été choisie pour disposer d'un grandissement transversal compris entre $\times 10$ et $\times 25$ lors-

qu'utilisée avec des lentilles d'usinage de distances focales courantes ; en particulier, notre objectif d'usinage principal possède une focale équivalente de 10 mm. Avec cet objectif, la résolution théorique du système de visualisation est donc de $0,4$ µm environ. Cependant, cette valeur ne tient aucunement compte de la résolution optique. Néanmoins nous pouvons raisonnablement supposer que la résolution théorique de ce système est voisine du micron ce qui est suffisant pour une quantification *in situ* des usinages réalisés. Par ailleurs, le champ théoriquement accessible est de 350×260 µm^2.

Afin de placer la caméra dans le plan focal de la seconde lentille, nous avons procédé comme suit :

1. Un échantillon est placé dans le plan d'usinage par une méthode classique. Cette méthode consiste en la succession de tirs pour différentes positions axiales de l'échantillon. La position correcte est donnée par l'impact alliant à la fois dimensions radiale minimale et profondeur maximale.
2. La caméra est ensuite placée afin d'obtenir une conjugaison optique. Ce réglage s'appuie sur un critère visuel ; il est donc limité à la fois par la profondeur de champ du système et par l'œil de l'opérateur.

Une vérification de la position de la caméra a été effectuée à plusieurs reprises. Cette vérification s'appuie sur la comparaison d'impacts laser réalisés en plaąnt la cible dans le plan conjugué de la caméra et dans son voisinage proche. Aucune déviation notable n'a pu être décelée lors des différents contrôles. Nous en concluons que ce système est effectivement limité par sa profondeur de champ.

L'utilisation de ce système permet donc non seulement de visualiser en temps réel ou en différé les usinages réalisés, mais également un réglage manuel rapide de la position axiale de l'échantillon avec une précision suffisante. Enfin, comme nous le verrons au chapitre suivant, ce système nous a permis de mettre en place un système de contrôle de la mise au point.

De plus, nous avons mis en place ce que l'on appellera par la suite un *plan focal secondaire* pour observation directe de la mise en forme. Ce plan focal secondaire est similaire au plan de travail, à ceci preȘ qu'il est créé par une lentille achromatique de focale relativement longue (250mm), ceci afin d'obtenir une mise en forme de dimension importante - rappelons que la dimension de la mise en forme est directement proportionnelle à la distance focale de la lentille (cf.(2.28) au **chapitre 2**) - et donc de la rendre observable par une caméra standard. Cette seconde caméra est elle aussi représentée sur la figure 5.8(a).

L'ensemble du système de translation trois axes accompagné des éléments de visualisation de la zone focale est monté sur un bâti mécanique composé principalement d'un portique en granit synthétique ; cette structure est représentée sur la figure 5.8(b).

5.3 Conclusion

La station de travail que nous avons développée est donc composée des différents outils aux caractéritiques techniques spécifiques. L'effet prévisible de certaines de ces carcatéristiques, en particulier dans le

cas des modulateurs optiques pixelisés a également été présenté. Les possibilités de réalisation d'usinages de cette station sont en outre basées sur les différentes fonctions mises en œuvre par l'interaction de ces outils. Ces fonctions sont détaillées au chapitre suivant.

Chapitre 6

Station de micro-/ nano-usinage : les fonctions

Les sous-modules dont nous venons de faire la liste exhaustive au **chapitre 5** interagissent entre eux pour former des fonctions, de traitements optiques pour la majorité. Le principe et les résultats obtenus pour chacune d'entre-elles sont détaillés dans ce chapitre.

6.1 Les fonctions de traitement optiques

Cette section s'intéresse aux différentes fonctions purement optiques incluses dans la station de travail. Ces fonctions sont les suivantes :

1. La correction de front d'onde.
2. La mise en forme au plan focal par modulation de phase.
3. La mise en forme au plan image par modulation d'intensité.

6.1.1 La correction de front d'onde

Notre station de travail, pour atteindre une mise en forme par modulation de phase de qualité, ainsi que pour atteindre la limite de diffraction en fonctionnement direct (simple focalisation) inclut une boucle d'optique adaptative. Il a été montré au sein du *LabHC* que ce type d'outil pouvait avoir une forte influence sur la qualité et les dimensions de l'usinage [12]. Cette correction de front d'onde est réalisée par une approche classique. Le principe repose sur la linéarisation du problème et une approche matricielle. La mise en œuvre de la correction se fait en deux temps : la calibration et la correction.

6.1.1.1 La calibration

L'objectif de la calibration est de connaître le comportement du miroir déformable. En exploitant la linéarité de celui-ci, il est possible de connaître la modulation associée à un tirage quelconque de tensions d'alimentations en ne réalisant qu'une mesure par actionneur. Le formalisme que nous utilisons pour cela est donné ci-après.

N.B. : Dans ce paragraphe, les notations en gras ($\mathbf{P}$) font référence à une décomposition de front d'onde ; dans notre cas, cette décomposition est réalisée sur la base des polynômes de Zernike. L'indiçage i se réfère aux actionneurs du miroir ($i \in [\![1;52]\!]$).

Comme nous l'avons vu au chapitre précédent, les modulations induites par les actionneurs du miroir déformable sont linéaires par rapport à la tension appliquée. La modulation de front d'onde induite par l'actionneur i seul, alimenté par une tension V s'écrit donc :

$$\mathbf{P}^i(V) = \frac{V}{V_0}\mathbf{P}^i(V_0) = V\ \mathbf{P}_0^i \tag{6.1}$$

où $\mathbf{P}_0^i = \frac{\mathbf{P}^i(V_0)}{V_0}$ est donc la modulation induite par l'actionneur i par unité de tension.

Nous avons également vérifié que la modulation totale induite par le miroir est égale à la somme des modulations induites par chacun des actionneurs. Nous pouvons donc écrire :

$$\mathbf{P}([V_i]) = \sum_{i=1}^{52} \mathbf{P}^i(V_i) \tag{6.2}$$

où $[V_i]$ représente le tableau des cinquante-deux tensions d'alimentation du miroir.

En combinant ces deux relations, il est donc possible décrire un système d'équation donnant les coefficients de Zernike d'une modulation quelconque à partir du tableau des tensions appliquées $[V_i]$.

$$\mathbf{P}([V_i]) = \sum_{i=1}^{52} \mathbf{P}^i(V_i) = \sum_{i=1}^{52} V_i\ \mathbf{P}_0^i \tag{6.3}$$

que l'on peut écrire sous forme matricielle :

$$\mathbf{P}([V_i]) = M\ [V_i] \tag{6.4}$$

La matrice M, appelée *matrice d'interaction*, est la juxtaposition des différents vecteurs $\mathbf{P}_0^i$. Elle peut donc être évaluée en pratique par la mesure successive des modulations induites par chaque actionneur seul alimenté par une tension quelconque. A partir de ces cinquante deux mesures il est donc possible de calculer une modulation pour un ensemble quelconque de tensions $[V_i]$.

6.1.1.2 Correction

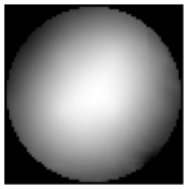
Néanmoins le problème de la correction est inverse. Nous souhaitons déduire, à partir d'une mesure du front d'onde $\mathbf{P}$ les tensions à appliquer pour induire une modulation opposée. Il convient donc d'inverser la relation (6.4), sous la forme :

$$[V_i] = M^{-1}\mathbf{P}([V_i]) \tag{6.5}$$

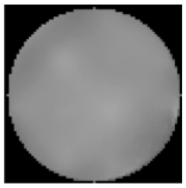
M^{-1} étant la matrice inverse à gauche de M. Cette inversion peut, par exemple, être effectuée par *SVD* (*Single Value Decomposition*). La matrice M^{-1} est appellée *matrice de commande*. La correction devient alors automatisable : à chaque mesure de front d'onde réalisée, les tensions à appliquer au miroir pour aplanir le front d'onde sont calculées puis sont appliquées ; si celui-ci est déjà sous contrainte, la commande est remplacée par la somme de la commande antérieure et de la nouvelle correction.

Mise en œuvre

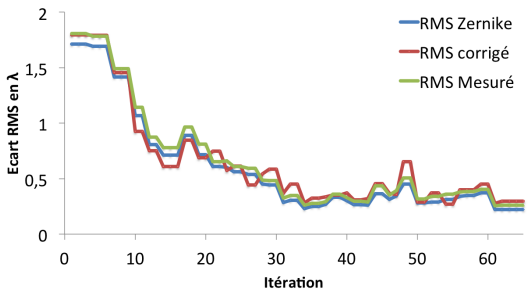
Cette méthode a été implémentée sous la forme d'un *VI* (*Virtual Instrument*) *LabView©* pour faciliter l'interaction des différents éléments (interféromètre, miroir). En outre, en tenant compte des limitations techniques du miroir (en particulier, les sommes des tensions positives et des tensions négatives ne doivent pas excéder 18 V en valeur absolue), un seuillage de la correction est introduit dans la boucle. De ce fait, la correction effective du front d'onde n'est réalisée qu'après quelques itérations. L'ensemble des résultats obtenus est regroupé dans la figure 6.1.



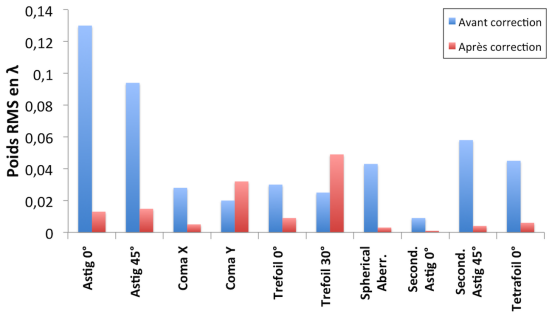
(a) Front d'onde avant correction ; RMS $= 1,8\lambda$; PtV $= 8,6\lambda$



(b) Front d'onde après correction ; RMS $= 0,2\lambda$; PtV $= 1,75\lambda$



(c) Evolution de l'écart RMS mesuré et simulé au cours de la correction



(d) Comparaison des projections sur les polynômes de Zernike (Astig. 45°divisé par 5)

Figure *6.1: Correction de front d'onde par boucle d'optique adaptative*

On peut noter une légère divergence entre les évolutions de l'écart RMS du front d'onde mesuré et celui évalué avant correction par les matrices d'interaction et de commande. Celle-ci s'explique simplement par l'étape de seuillage de la correction mentionné plus haut. Par ailleurs, le graphique 6.1(d) montre une augmentation de certaines aberrations (coma Y et trefoil 30°). Cependant apparaît une nette diminution de l'écart RMS depuis une valeur de $1,8\lambda$ jusqu'à une limite de $\frac{\lambda}{5}$. En outre, la boucle permet la réduction de l'amplitude crête-à-crête du front d'onde de $8,6\lambda$ à $1,75\lambda$.

6.1.1.3 Intérêt

L'intérêt de l'utilisation de cette méthode est double dans notre cas. Premièrement, elle est relativement simple et rapide d'utilisation. La mesure de front d'onde se faisant à une cadence d'environ 1 Hz, la calibration de l'ensemble est réalisée en environ une minute. En outre, le traitement matriciel est transparent pour l'utilisateur : l'ensemble du traitement est automatisé. Enfin, le calcul matriciel est parfaitement compatible avec un traitement informatique.

L'autre avantage de cette méthode est la calibration *in situ*. En effet, la mesure de la matrice d'interaction comporte l'ensemble des éventuelles modifications dont une approche théorique ne tiendrait pas compte (comme par exemple un léger décalage, axial ou latéral, entre le plan de modulation du miroir et celui de mesure de l'interféromètre, dû entre autre à un mauvais réglage de la conjugaison optique). Cette boucle d'optique adaptative dispose donc d'une certaine robustesse quant aux réglages, condition nécessaire à la fois pour une station de travail prototype (destinée à être utilisée par différents opérateurs dont certains n'ont pas connaissance du fonctionnement des outils intégrés), et à un cadre industriel.

6.1.2 La mise en forme au plan focal par modulation de phase

6.1.2.1 Mise en œuvre

Comme nous l'avons vu jusqu'à présent, la mise en œuvre d'une technique de mise en forme de champ lointain par modulation de phase comporte plusieurs étapes : le calcul de carte de phase, la conversion en une commande effective pour le modulateur avec prise en compte de sa calibration et le réglage de la conjugaison optique associée. En utilisant les différents algorithmes et techniques présentés dans les chapitres précédents, nous avons donc pu moduler le faisceau et lui imposer des formes diverses. La figure 6.2 illustre trois d'entre-elles : le logo du *LabHC*, un carré présentant un gradient d'éclairement selon une direction et un code identifiant bi-dimensionnel de type datamatrice.

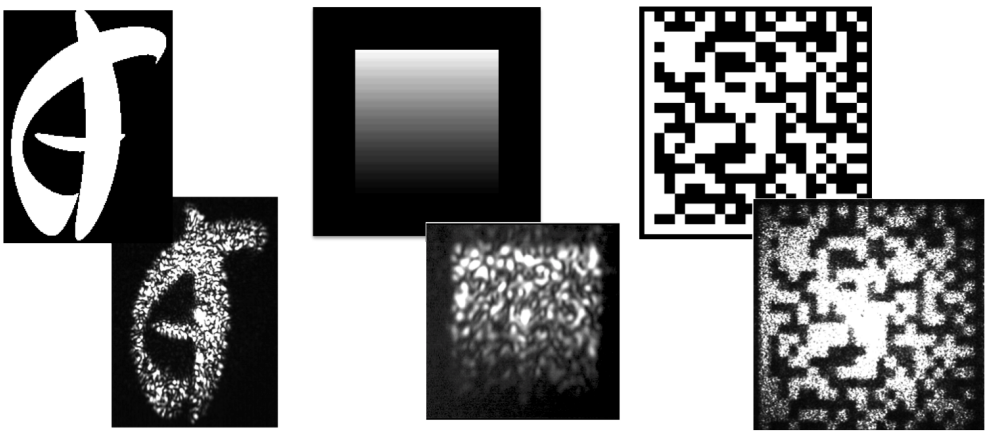


Figure *6.2: Illustrations de la felxibilité de la mise en forme par trois cibles (haut) et les plans secondaires associés (bas)*

Cependant cette figure met en évidence certaines limites et certains défauts de notre installation. Citons par exemple la présence d'un pic central d'intensité variable, ainsi que celle d'un bruit d'intensité sur l'ensemble de la forme. La section suivante présente l'origine de ces défauts et les moyens accessibles pour limiter leur importance.

6.1.2.2 Les limites et défauts de la mise en forme

Le pic central ou ordre 0

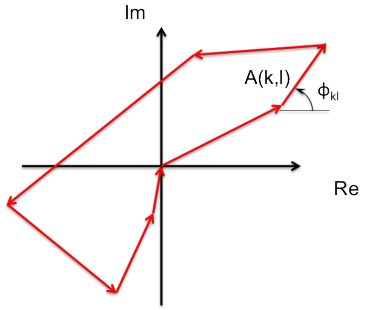
Du fait de la configuration choisie (conjugaison de Fourier), le champ électrique au centre du plan de mise en forme est donné par la moyenne du champ électrique dans le plan de modulation :

$$E(\overrightarrow{0}, z_3) \propto TF\left[E(\overrightarrow{r_2}, z_{2+})\right]_{(\overrightarrow{0})} = \iint_{P_2} E(\overrightarrow{r_2}, z_{2+}) d\overrightarrow{r_2} \tag{6.6}$$

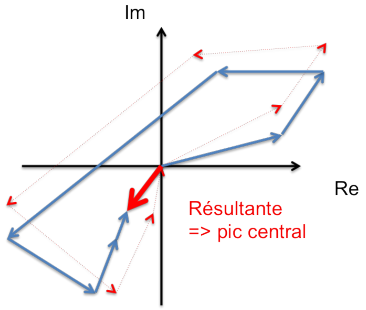
où $E(\overrightarrow{r_2}, z_{2+})$ est le champ électrique juste après le plan de modulation P_2. En pratique, ce champ sera échantilloné par les pixels du modulateur ; cette moyenne peut donc être représentée par son équivalent discret :

$$E(\overrightarrow{0}, z_3) \propto TFD\left[E(\overrightarrow{r_2}, z_{2+})\right]_{(\overrightarrow{0})} = \sum_{k=0}^{N} \sum_{l=0}^{M} A(k,l)\ e^{i\varphi_{kl}} \tag{6.7}$$

où $A(k,l)$ est l'amplitude du champ incident au niveau du pixel (k,l) et φ_{kl} est la phase induite par ce même pixel. Cette moyenne peut alors être représentée dans la plan complexe par un somme vectorielle ; le schéma 6.3(a) illustre cette somme dans le cas d'une valeur de l'amplitude théorique au centre nulle. S'il existe en pratique une erreur sur l'un des maillons de la chaîne (en amplitude ou en phase), la valeur finale sera nécessairement différente de la valeur cible. L'amplitude de la résultante donne l'amplitude du pic central. Cette idée est illustrée par le schéma 6.3(b).



(a) Cas parfait, valeur au centre nulle



(b) Présence de défauts (phase et/ou amplitude) induisant une valeur non nulle

Figure *6.3: Présence du pic central : la valeur au centre du plan de mise en forme repésentée sous forme d'une somme vectorielle dans le plan complexe*

L'origine des erreurs peut être multiple. En amplitude, la modélisation de la source laser est une gaussienne de révolution parfaitement centrée. Le profil réel peut présenter un léger excentrage, une ovalisation

ou des écarts vis-à-vis d'une gaussienne. A cela s'ajoutent également les éventuels effets de modulation d'amplitude par le modulateur. En effet, comme illustré par le schéma 5.1 au chapitre précédent, notre montage exploite le SLM sous une légère incidence. Compte-tenu de l'anisotropie des cristaux liquides, des interférerences peuvent apparaître, modulant l'amplitude en même temps que le front d'onde. En phase, les erreurs peuvent également provenir de plusieurs effets. Tout d'abord, les défauts du front d'onde incident vont s'ajouter à la carte de modulation, induisant un écart entre la valeur cible et la valeur pratique de la phase. Ensuite, la précision de la calibration induit également un écart entre la valeur de phase simulée et la valeur réelle. Enfin, l'effet de papillonement (présenté au chapitre précédent) impose une oscillation de la phase de chaque pixel, et donc de l'amplitude du pic central au cours du temps. Lorsqu'observé par une caméra, cette oscillation sera, selon les paramètres d'acquisition, ou bien moyennée, ou bien visible (directement ou par battement).

Par ailleurs s'ajoute à cet effet la réflection normale sur la zone passive du SLM détaillée au chapitre précédent. Sur le même principe (mais dans une moindre mesure) une partie du faisceau se réfléchit également sur l'interface air/couche de cristaux liquides et est donc non modulée et donc focalisée au centre du plan de mise en forme. Cependant cette partie est d'autant plus limitée que le traitement anti-reflet de ladite interface est efficace.

Il existe plusieurs méthodes pour annuler ce pic. Citons pour exemple le filtrage mécanique [105] dans un plan focal intermédiaire et la pré-correction dans le calcul du carte de phase [106]. Dans le cadre des travaux présentés ici, si la visibilité de ce pic est nette sur l'observation directe de la mise en forme dans le plan focal secondaire, son effet sur les usinages réalisés n'apparaît cependant pas gênant dans la plupart des cas, la dimension de l'impact associée étant faible. De ce fait, aucune de ces méthodes n'a été appliquée. Néanmoins, au besoin, la présence du système afocal $\{L_3{+}L_5\}$ (voir schéma 5.1 au **chapitre 5**) et donc d'un plan focal intermédiaire rend aisé le filtrage mécanique ; la mise en forme souhaitée doit alors être excentrée, ou présenter une valeur centrale nulle sur une surface suffisante pour y placer un masque.

Le bruit d'intensité

La figure 6.2 fait également apparaître un bruit d'intensité sur l'ensemble du plan de mise en forme, dont la morphologie s'apparente à du *speckle*. Là encore plusieurs explications peuvent être fournies.

La première d'entre elles est très similaire au cas du pic central présenté ci-avant. En effet, comme vu à plusieurs reprises, la carte de phase est échantillonée par le modulateur. Ainsi, la relation de Fourier liant le plan de modulation au plan de travail peut s'écrire sous sa forme discrète :

$$E(k_3, l_3, z_3) = \sum_{k_2=0}^{M} \sum_{l_2=0}^{N} A(k_2, l_2)\ e^{i\varphi_{k_2 l_2}}\ e^{-2i\pi\left(\frac{k_2 k_3}{M} + \frac{l_2 l_3}{M}\right)} \tag{6.8}$$

Là encore, cette somme peut être représentée par une somme vectorielle dans le plan complexe. Le moindre écart entre la valeur simulée et la valeur réelle induit donc une différence entre la valeur pratique et la

valeur théorique ; les causes de ces erreurs étant les mêmes que celles listées précédemment.

En outre, les cartes de phase que nous avons utilisées sont le résultat d'optimisations réalisées par notre algorithme de la famille des IFTA. Comme nous l'avons vu, notre algorithme converge vers des solutions bruitées, comme illsutré par la figure 4.18 au **chapitre 4**. Dès lors il est cohérent de retrouver cette morphologie sur les mises en forme pratiques.

Enfin, Wyrowski et Bryngdahl mettent en cause la libre évolution de la phase dans le plan de mise en forme [107]. En effet, celle-ci n'étant quasiment jamais contrainte dans les différents algorithmes de calcul (et donc exploitée comme degré de liberté - principe du *phase freedom*), elle admet souvent un profil quasi aléatoire. L'aspect aléatoire présente deux défauts dans notre contexte :

1. L'aspect diffusant du profil aléatoire équivaut à un étalement de l'amplitude (et donc de l'énergie) dans le plan de modulation sans restriction à la surface active du modulateur (coïncident souvent avec la surface simulée). Il y a donc incompatibilité avec le faisceau laser gaussien [108].
2. La simulation est réalisée sur une base échantillonée de l'espace. Les nombreux sauts de phase présents dans le plan de Fourier induisent, dans les intervalles entre les points de calcul, de fortes variations d'intensité [109].

Pour limiter ces aspects, certaines solutions existent [107–109] contraignant à la fois l'intensité et la phase dans le processus d'optimisation des IFTAs (mais pas seulement) pour satisfaire les contraintes d'étendues spatiales dans les deux domaines. Cepdendant, la mise en pratique n'est pas aisée ; dans notre cas, les différentes tentatives n'ont présenté aucun gain vis-à-vis du *speckle*.

Dimension de la zone exploitable

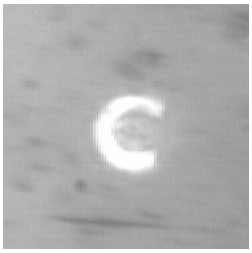
Enfin, il existe une limitation en taille imposée par la technique de mise en forme. En effet, comme nous l'avons vu, la modulation réelle imposée par notre SLM induit une réplication du faisceau mis en forme par effet réseau ainsi que la présence d'une enveloppe. Celle-ci est la conséquence de la variation de l'efficacité de diffraction du modulateur avec la direction, et donc la distance radiale du plan de mise en forme. La dimension caractéristique de cette enveloppe est donnée par la dimension de la zone active du pixel. Elle impose donc une dimension maximale dans le plan de Fourier. De manière générale , plus la dimension de la mise en forme sera grande, plus cette enveloppe aura un effet limitant.

Par ailleurs, nous avons vu que le plan de mise en forme est donné par la convolution de la réponse percussionnelle du système avec la transformée de Fourier de la modulation. Cette convolution impose également une limite à la taille de la mise en forme. Cependant, il s'agit d'une limite inférieure. En pratique, Sanner *et al.* signalent une limite inférieure de la dimension de la mise en forme à cinq fois la limite de diffraction [10].

6.1.3 La mise en forme au plan image par masque d'amplitude

Le second SLM intégré dans la station de travail, lorsqu'il est placé entre deux polariseurs parallèles et horizontaux, peut moduler l'amplitude d'une onde par effet *nématic twisté* comme expliqué au **chapitre 5**. En travaillant au plan image du modulateur, cette modulation d'amplitude est reproduite à l'identique à un grandissement transversal près. Un usinage réalisé dans ce plan présentera donc la même morphologie que le masque d'amplitude utilisé. Ce principe est illustrée par la figure 6.4.

(a) Cible

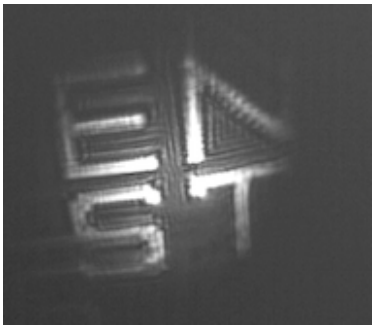


(b) Plan de l'échnatillon

Figure *6.4: Mise en forme par modulation d'amplitude ; (a) Masque d'amplitude ; (b) Plan image du SLM*

La principale limitation de cette technique est donnée par le laser : en effet, du fait de la répartition spatiale gaussienne de l'éclairement du modulateur, le plan image est lui aussi éclairé selon la même loi. En tenant compte de l'effet de seuil du marquage et de l'usinage présenté au **chapitre 1**, cela impose un champ de travail limité. La dimension de ce champ est fonction à la fois de la dimension du faisceau incident, de celle du modulateur et de la conjugaison optique choisie (grandissement tranversal). La figure 6.5 illustre cette limite.

(a) Masque d'amplitude



(b) Plan image à répartition spatiale gaussienne

Figure *6.5: Champ accessible limité par l'association d'un éclairage gaussien et d'un effet de seuil ; (a) modulation cible ; (b) Plan image*

Par ailleurs, notons la présence d'oscillations de l'intensité sur la figure 6.5(b). Ces oscillations sont dues aux limitations du système optique de visualisation. En outre, il apparaît de manière évidente qu'aucun *speckle* n'est présent sur cette mise en forme, ce qui est un avantage certains de cette technique.

6.2 Les fonctions mécaniques et opto-mécaniques

Toutes les fonctions présentées jusque ici ont la particluarité d'être purement optiques. Néanmoins la station de travail intègre également des fonctions développées pour l'échantillon, son placement et son positionnement ; elles nécessitent donc l'utilisation de systèmes de déplacement mécanique. Les trois sections suivantes se concentrent sur la description de ces fonctions.

6.2.1 Fonctionnement direct - gravure/découpe de motifs complexes

Certains travaux spécifiques ne nécessitent aucune mise en forme particulière. Par ailleurs, l'utilisation du miroir déformable et des SLMs au repos induit de nombreux défauts dans la chaîne optique. C'est la raison pour laquelle notre station comporte une voie d'usinage classique par focalisation directe du faisceau. C'est alors le déplacement relatif échantillon/ faisceau qui définit le motif réalisé. Ce déplacement peut, au choix, être contrôlé manuellement (à l'aide de Joysticks réel ou virtuel) ou par codage. L'ensemble XYZ présenté précédemment peut être programmé en G-code, langage utilisé quasi-uniquement dans le cadre des machines outils numériques. Pour exemple, le motif de la figure 6.6 a été créé en un seul programme et est composé de quatre sous-ensembles continus, *i.e.* que seules quatre interruptions du laser sont nécessaires pour sa réalisation complète.

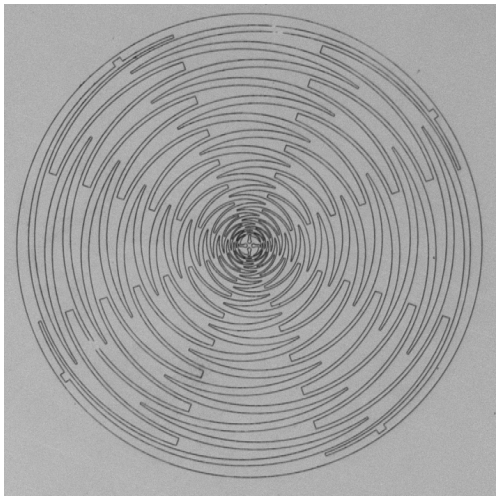


Figure *6.6: Exemple de motif complexe réalisé en un seul passage*

6.2.2 Mesure *in situ* et contrôle automatique de focalisation

Enfin la dernière fonction intégrée s'appuie sur le système de visualisation de la zone de travail que nous avons présenté au **chapitre 5**. Elle assiste la mise en place de l'échantillon dans la zone de travail.

Le premier aspect de cette fonction est l'étalonnage transverse du système de visualisation. Ce système, illustré par le schéma 5.8(a), est basé sur une conjugaison foyer-foyer. Le grandissement transverse est donc inversement proportionnel à la focale de l'objectif d'usinage ; la taille équivalente du pixel de la caméra rapportée dans le plan d'observation est donc également proportionelle à la distance focale de l'objectif d'usinage. En étalonnant cette proportionnalité à l'aide d'une mire de microscope, ou d'un déplacement connu des platines, il devient possible de placer précisément l'échantillon dans le plan transverse. Le résultat de cet étalonnage est donné par le grahique 6.7.

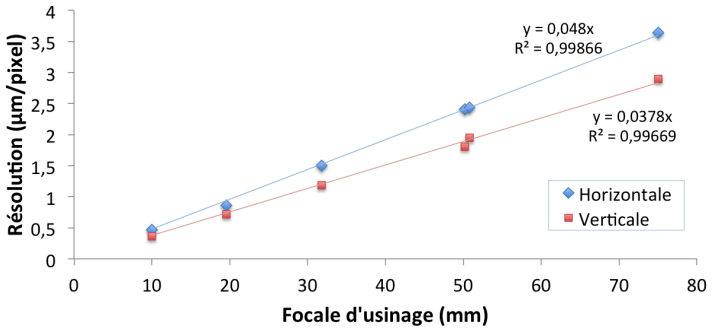


Figure *6.7: Etalonnage du grandissement transverse du système de visualisation de la zone focale ; Evolution de la résolution (µm/pixel) avec la distance focale de l'objectif d'usinage (mm)*

Cet étalonnage permet de définir une résolution par unité de distance focale d'usinage ; il donne donc accès à la résolution pour tout système de focalisation utilisé. Notons par ailleurs le facteur d'anamorphose de 78,7% (valeur théorique de 80%).

Le second aspect de cette fonction consiste en la mise en place d'un système de contrôle automatique de la focalisation. En effet, comme présenté au **chapitre 2**, l'évolution de la taille du faisceau, et donc de la densité surfacique d'énergie, est rapide dans la zone focale. Or l'usinage laser comporte de nombreux effets non linéaires et est donc très sensible à cette densité, et donc à la position axiale de l'échantillon. Nous avons en particulier travaillé avec de fortes ouvertures numériques (NA=0.9) afin de limiter la dimension du faisceau focalisé en réduisant la limite de diffraction. Ce faisant, la distance de Rayleigh est elle-aussi réduite (quelques microns) et la position de l'échantillon devient critique.

Pour éviter tout problème de positionnement axial de l'échantillon, nous avons développé un système de contrôle automatique de focalisation basé sur un critère similaire à un contraste généralisé. En 1974, Muller et Buffington présentent une série de critères qui atteignent un extremum lorsque la relation d'imagerie est vérifiée [110]. Ces critères leur permet de guider une boucle d'optique adaptative pour corriger les aberrations induites par les turbulences atmosphériques. La défocalisation étant une forme d'aberration, cette idée peut s'appliquer ici. Nous présentons le formalisme associé à ce principe.

6.2.2.1 Critère de focalisation : formalisme

Le champ électrique image d'un objet vu à travers un système optique est donné par la convolution de son image géométrique avec la réponse percussionnelle ($RP(x, y)$) dudit système :

$$E_i(x_i, y_i) = RP(x, y) \otimes E_g(x, y) = \iint RP(x, y)E_g(x - x_i, y - y_i)dxdy \tag{6.9}$$

où l'image géométrique est une copie exacte de l'objet au grandissement transversal près, et la réponse percussionnelle est la transformée de Fourier de la fonction pupillaire $P(x, y)$ (souvent un disque ; la réponse percussionnellle est donc souvent associée à une tache d'Airy) :

$$RP(x_i, y_i) = \iint P(\lambda d_i u, \lambda d_i v)\ e^{2i\frac{\pi}{\lambda d_i}(x_i u + y_i v)}\ du\ dv \tag{6.10}$$

où $u = \frac{x}{\lambda d_i}$ et $v = \frac{y}{\lambda d_i}$ sont les coordonnées réduites du plan de la pupille, et d_i est la distance image. Ce champ image est obtenu dans le plan conjugué du plan objet.

Supposons que notre système de visualisation est parfaitement réglé. Le plan du capteur de la caméra est donc conjugué avec le plan focal de l'objectif d'usinage. Lorsque l'échantillon est défocalisé d'une valeur Δz, son image géométrique à travers le système est déplacée d'une distance $\Delta z'$. Le champ électrique dans le plan de la caméra est donc systématiquement égal au plan image dans le formalisme ci-dessus, propagé d'une distance $-\Delta z'$. Pour le détail du calcul, on supposera d'abord que $\Delta z'$ est négatif (image en amont de la caméra), correspondant à un échantillon placé plus loin que le plan focal. Le champ dans le plan de la caméra est donc donné par:

$$E_c(x_c, y_c) = E_i(x_i, y_i) \otimes h(x_i, y_i, -\Delta z') = \frac{e^{ik\Delta z'}}{i\lambda\Delta z'} \iint E_i(x, y)e^{-\frac{i\pi}{\lambda\Delta z'}((x-x_c)^2+(y-y_c)^2)}dxdy \tag{6.11}$$

avec $h(x_i, y_i, -\Delta z')) = h(\overrightarrow{r}_i, -\Delta z')$ la fonction de transfert de l'espace libre définie au **chapitre 2**. L'éclairement associée est donnée par le module carré du champ ; il s'écrit donc :

$$\begin{aligned} I(x_c, y_c) = E_c(x_c, y_c)E_c^*(x_c, y_c) &= \left(\frac{1}{\lambda\Delta z'}\right)^2 \iint E_i(x, y)e^{-\frac{i\pi}{\lambda\Delta z'}((x-x_c)^2+(y-y_c)^2)}dxdy \\ &\quad \cdot \iint E_i^*(x', y')e^{\frac{i\pi}{\lambda\Delta z'}((x'-x_c)^2+(y'-y_c)^2)}dx'dy' \\ &= \left(\frac{1}{\lambda\Delta z'}\right)^2 \iint\iint E_i(x, y)E_i^*(x', y')e^{-\frac{i\pi}{\lambda\Delta z'}(x^2-x'^2-2(x-x')x_c+y^2-y'^2-2(y-y')y_c)}dxdydx'dy' \end{aligned} \tag{6.12}$$

Le critère d'erreur de mise au point est défini par :

$$M(\Delta z') = \iint \left|\frac{\partial^2 I(x_c, y_c, \Delta z')}{\partial x_c \partial y_c}\right|^2 dx_c dy_c \tag{6.13}$$

Ce critère peut être considéré comme un contraste généralisé sur l'image. En effet, une image défocalisée est floue et présente donc une diminution des contrastes locaux. Le critère tel que défini ci-dessus est une somme cumulée du carré de ces contrastes locaux, et est donc maximisé lorsque l'image est nette.

Formellement, en exploitant les relations précédentes et après simplifications, on obtient :

$$M(\Delta z') = \frac{(2\pi)^4}{(\lambda\Delta z')^6} \iint\iint\iint E_i(x,y)E_i^*(x-u,y-u)E_i(x',y')E_i^*(x'-u,y'-u)$$
$$u^2v^2e^{\frac{2i\pi}{\lambda\Delta z'}(u^2-u(x+x')+v^2-v(y+y'))}dxdydudvdx'dy' \quad (6.14)$$

Par définition, ce critère est positif. L'inégalité triangulaire donne donc :

$$M(\Delta z') \leq \frac{(2\pi)^4}{(\lambda\Delta z')^6} \iint\iint\iint |E_i(x,y)E_i^*(x-u,y-u)E_i(x',y')E_i^*(x'-u,y'-u)|\, u^2v^2dxdydudvdx'dy' \quad (6.15)$$

Le terme intégré du terme de droite de l'inégalité (6.15) ne dépend que de la valeur du champ image $E_i(x,y)$, et donc à la fois du système optique et de l'objet considéré. Dans notre cas, il s'agit d'une constante. Il est alors évident que la valeur du critère décroît avec la valeur de $\Delta z'$.

Si l'on suppose maintenant que la valeur de la défocalisation est négative, le calcul précédent est légèrement modifié : le terme de conservation de l'énergie d'une onde sphérique $\frac{1}{i\lambda\Delta z'}$ dans l'équation (6.11) est remplacé par son inverse de sorte que le terme en $(\lambda\Delta z')^6$ devient $(\lambda\Delta z')^2$ en fin de calcul. Cependant la conclusion reste identique : le critère choisi est une fonction décroissante de la défocalisation.

6.2.2.2 Critère de focalisation : évolution pratique

Pour vérifier l'exploitabilité de ce critère en pratique, nous avons acquis une série d'image d'un échantillon métallique avec une défocalisation variable, positive et négative, à l'aide d'un microscope équipé d'un axe de translation piezo-électrique. Pour chacune des images acquises, le critère d'erreur $M(\Delta z')$ défini ci-avant est évalué. Le graphique 6.8 représente son évolution avec le déplacement axial. Notons que ce dernier est donné dans le domaine de l'échantillon (Δz) et non de la caméra ($\Delta z'$).

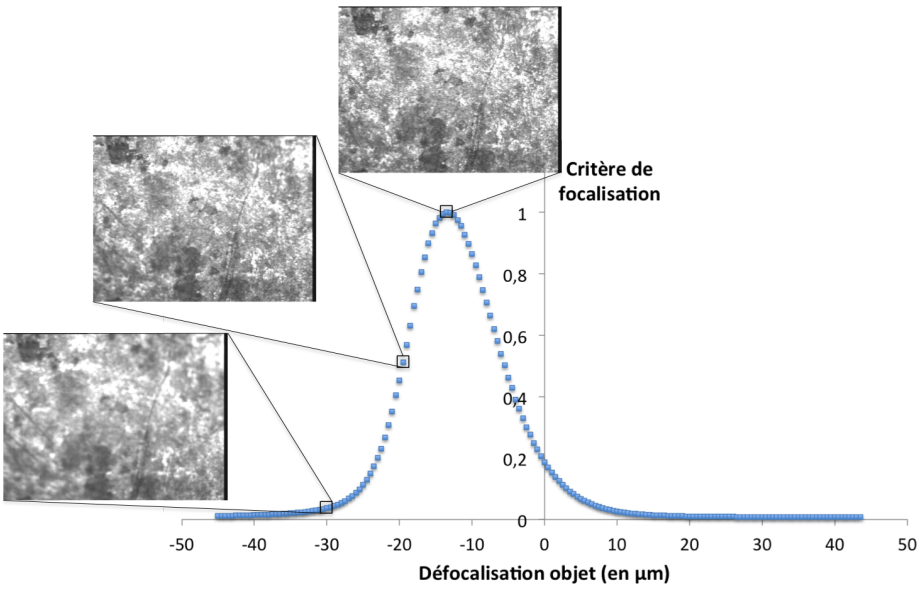


Figure *6.8: Evolution du critère de mise au point avec la défocalisation*

Ce graphique montre bien l'existence d'un maximum de la valeur du critère, théoriquement associé avec une conjugaison optique parfaite. Apparaît néanmoins ici un écart entre la défocalisation référencée comme nulle et ce maximum. Cet écart est dû au réglage du montage. En effet, la position considérée comme non défocalisée est réglée manuellement, ce qui implique à la fois une limitation par la profondeur de champ du microscope (objectif $\times 10$) mais également une erreur systématique. En effet, sur la plupart des systèmes commerciaux, le plan d'observation par l'oculaire est décalé du plan d'observation de la caméra. Ainsi, une image nette au sens du système de visualisation intégré est floue au sens de l'observation à l'œil, et vice-versa. Le décalage de 15 µm environ observé sur le graphique 6.8 illustre cet écart.

Par ailleurs, ce graphique montre clairement que la précision de la mise au point par un tel système peut aisément atteindre quelques microns. Il est donc tout à fait transférable dans notre contexte d'usinage laser avec des contraintes de positionnement du même ordre de grandeur.

L'intégration du calcul de ce critère dans notre système de visualisation *in situ* a permis un meilleur réglage de la position de la caméra : l'échantillon est de nouveau placé dans le plan focal comme présenté au chapitre précédent. Puis la caméra est déplacée de sorte à maximiser la valeur numérique du critère. Cette position est alors figée et permet un réglage manuel ou automatique (par contrôle de la platine de déplacement de l'objectif).

Notons que l'étude menée ici ne concerne qu'un système de contrôle automatique de focalisation en situation statique. Cependant, l'idée initiale d'un traitement d'image simple émane d'une vonlonté d'automatisation du procédé dynamique. Cela est particulièrement applicable ici car le critère étudiée est simple et rapide à calculer (quelques milisecondes). Cependant, un contrôle dynamique (durant le déplacement latéral de l'échantillon) fait apparaitre de nouvelles problématiques ; citons notamment la comparaison de deux zones différentes de l'échantillon observé. Aucune évaluation de notre système n'a donc été réalisée dans ce sens. Une étude plus approfondie nous parait nécessaire pour une telle évolution.

6.3 Conclusion

La station de travail que nous avons développé comporte un ensemble de fonctions simplifiant les étapes de réglage et de dimensionnement d'un usinage. En outre, l'utilisation de modulateurs optiques en phase et en amplitude permet une grande flexibilité de mise en œuvre. Cette flexibilité a permis la réalisation de marquages et d'usinages spécifiques en parallèle, rapides, de faible dimension ou de qualité contrôlée. Le détail de ces réalisations est donné au **chapitre 7**.

Chapitre 7

Les réalisations

La station de travail que nous avons développée répond au double objectif fixé : elle est en premier lieu un outil permettant de sonder les propriétés de l'interaction laser/matière dans le domaine femtoseconde. En outre, dans le cadre de la PF[1], elle vise à démontrer les possibilités industrielles de l'usinage femtoseconde couplé avec une technologie de mise en forme de faisceau. C'est dans cette optique que différents usinages ont été réalisés et sont présentés ici. Ces travaux illustrent l'apport des outils développés selon trois axes : la réduction des dimensions des motifs usinés, la parallélisation et l'optimisation de l'usinage.

7.1 Usinage sub-micrométrique

Les usinages réalisés par les procédés femtosecondes vont de l'échelle de la dizaine à quelques centaines de microns, et ce sur des champs milli- voire centimétriques. Ces ordres de grandeur sont relativement simples à atteindre en utilisant des optiques focalisantes disponibles en catalogues, comme indiqué par le tableau 7.1. Notons que ce tableau indique la dimension optique théorique à e^{-2} du faisceau gaussien dans le plan d'usinage ; la dimension du motif effectivement marqué dépend également de la quantité d'énergie par impulsion (voir **chapitre 1**), ainsi que de la qualité du faisceau et de l'alignement. Le nombre d'impulsions joue également un rôle dans les dimensions des motifs réalisés. Néanmoins les ordres de grandeur restent bien ceux indiqués ci-après.

A l'heure actuelle apparaît un besoin croissant de miniaturisation ; citons pour exemple la dimension accessible pour la réalisation de composants électroniques qui n'a de cesse d'être réduite : de 90 nm en 2003, elle atteint 32 nm fin 2010 avec des objectifs annoncés à 16 nm en 2014. Bien que la loi empirique de Moore semble toujours valable, améliorier cette capacité reste un défi d'envergure. L'utilisation de phénomènes non-linéaires est une des voies choisies pour la réduction de ces dimensions ; l'ablation femtoseconde en est un exemple. Cependant, les dimensions accessibles ne sont évidemment pas les mêmes.

1. Plateforme Femtoseconde.

Type d'optique	Distance focale (en mm) / Ouverture	Limite de diffraction (rayon, en μm)
Objectif	NA = 0.9	0,542
Objectif	NA= 0.35	1,39
Achromat	19,8	3,22
Achromat	50,8	8,26
Lentille à champ plan	88	14,3

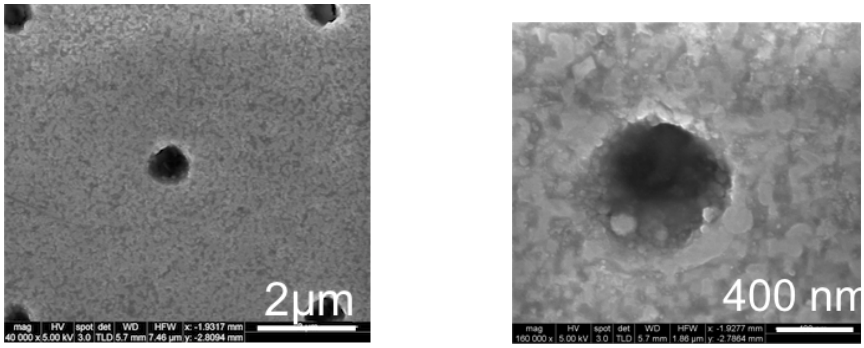
Table *7.1: Limite de diffraction en fonction de la distance focale de l'optique focalisante ; pour les trois dernières ligne on considère un faisceau de diamètre* 6 mm.

7.1.1 Usinage en limite d'ablation

Comme nous l'avons vu au **chapitre 1**, l'ablation par impulsion laser femtoseconde est un effet à seuil. Ainsi, en jouant sur les paramètres d'énergie par impulsion et de taille optique du faisceau, il est possible d'irradier le matériau cible au-delà dudit seuil uniquement sur la partie centrale du faisceau et donc, théoriquement, de réaliser des motifs aux dimensions inférieures à la taille de celui-ci, représentée par la limite de diffraction. Ce cas est illustré au **chapitre 1** par la figure 1.4. Nous avons mis en œuvre ce principe et réalisé des usinages (gravure de lignes, texturations) à la limite du seuil d'ablation (rapport $\frac{F_{Max}}{F_{Seuil}}$ défini au **chapitre 1** très proche de 1). Cette limite ne peut être atteinte que par un contrôle précis de la densité surfacique d'énergie, c'est-à-dire un contrôle simultané de la taille optique du faisceau sur l'échantillon et de la quantité d'énergie par impulsion. Le premier est fixé par la précision de positionnement de l'échantillon dans le plan focal de l'objectif d'usinage. Dans notre cas, ce positionnement est assuré par le système de visualisation et confirmé par optimisation du critère de focalisation présenté au **chapitre 6**. Le second est modifié par rotation d'une lame demi-onde placée devant un cube séparateur de polarisations. Sa valeur est déterminée par la mesure de la puissance moyenne du faisceau (la cadence du laser étant fixe de valeur 5 kHz).

La limite d'ablation est obtenue sur un échantillon de silicium métalisé pour une puissance moyenne de $0,85$ mW avec insertion d'une densité optique de 0,8 ; soit une énergie par impulsion de 27 nJ. L'objectif utilisé est un objectif de microscope d'ouverture numérique $NA = 0,9$ (cf tableau 7.1). La densité surfacique d'énergie au centre du faisceau est donc, dans l'hypothèse d'un faisceau gaussien, de $F_{Max} = 0,316$ J/cm^2.

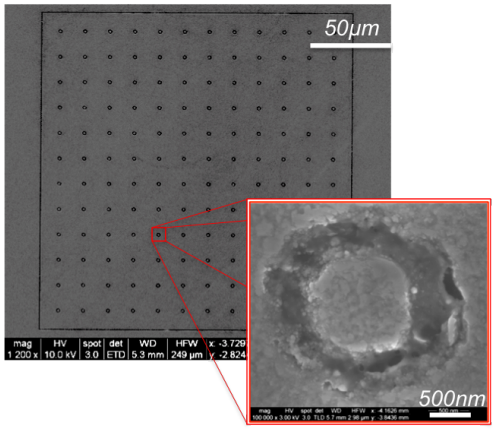
Le profil typique des impacts obtenus est représenté par le figure 7.1. Ils présentent une forme circulaire de 500 nm de diamètre. La limite de diffraction théorique étant de $1,08$ µm de diamètre, nous avons donc obtenu un impact représentant environ **45% de la limite optique théorique**. En exploitant la courbe donnée au **chapitre 1**, nous pouvons conclure que le seuil d'ablation du matériau cible (silicium métalisé) est théoriquement de $0,206$ J/cm^2.



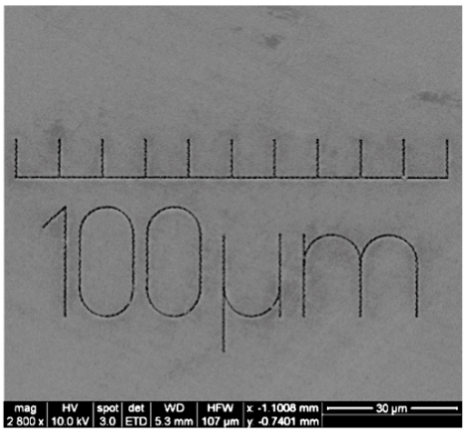
(a) (b)

Figure 7.1: *Photographies de microscopie électronique à balayage d'impacts obtenus en limite d'ablation*

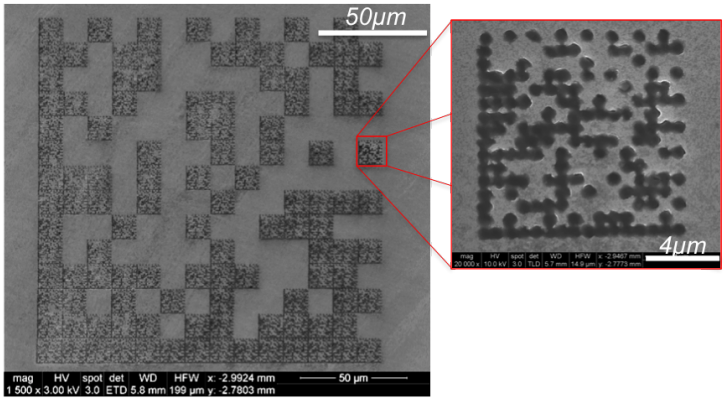
Avec cette technique nous avons réalisé des composants complets à l'échelle de quelques microns. La figure 7.2 illustre quelques-unes des gravures sub-micrométriques réalisées par usinage classique (faisceau gaussien focalisé et déplacement de l'échantillon par les platines).



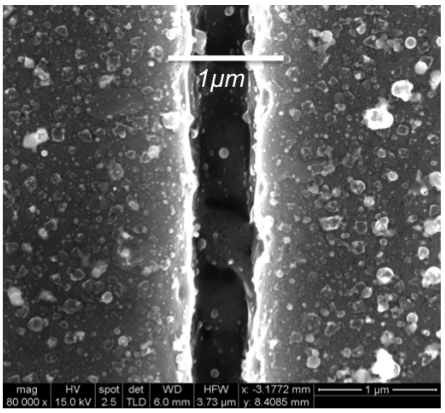
(a) Tableau de cercles de diamètre intérieur 1 µm



(b) 10 graduations de 10 µm



(c) Code identifiant bi-dimensionnel (datamatrice), chaque point étant lui-même un second code (incrustation)



(d) Rainure simple

Figure 7.2: *Exemples de réalisations sub-micrométriques par usinage direct (pas de mise en forme)*

7.1.2 Application à l'usinage de composants plasmoniques

La possibilité de graver des rainures telles que celle visible sur la figure 7.2(d) a permis la réalisation de réseaux à l'échelle nanométrique. Ces réseaux présentent la particularité d'offrir une résonance plasmonique. Cette dernière dépend des caractéristiques physiques des rainures. Le contrôle de ces caractéristiques, notamment de la largeur et de la profondeur, permet la réalisation de composants aux propriétés paramétrables. En juxtaposant des zones de paramètres différents, il est alors possible de créer un capteur matriciel (sur le même principe que les caméras couleurs).

Différents réseaux ont été réalisés sur la station de travail que nous avons développée . Une photographie d'un réseau de pas 2 µm et constitué de rainures de 700 nm en cours d'usinage est illustré par la figure 7.3.

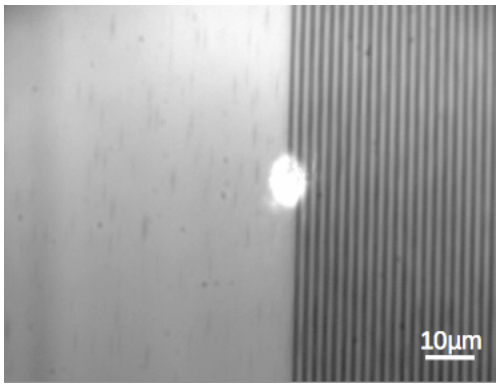


Figure *7.3: Composant plasmonique de période* 2 µm *en cours de réalisation par usinage laser femtoseconde en configuration sub-micrométrique*

La problématique principale de ces réalisations est liée à l'utilisation d'optiques fortement ouvertes (NA = 0,9) pour atteindre les dimensions indiquées ici. En effet, comme nous l'avons vu au **chapitre 2**, et de façon similaire aux règles de l'optique géométrique, une telle optique aura une faible profondeur de champ ; dans le cadre des lasers on parlera d'un faisceau ayant une faible distance de Rayleigh [2]. Cela signifie que la taille du faisceau évolue très rapidement avec la propagation dans la zone focale. Ainsi, un déplacement relatif de l'échantillon par rapport au plan d'usinage modifiera grandement les conditions d'exposition et en particulier la valeur locale de densité surfacique d'énergie. En pratique, il est courant que ce déplacement relatif (dû aux défauts de forme et d'alignement de l'échantillon et à la présence d'un basculement entre le plan de déplacement des platines et le plan transverse au faisceau principalement) rende la valeur maximale atteinte au centre du faisceau inférieure au seuil d'ablation, de sorte qu'aucun usinage n'est réalisé. En exploitant les lois de propagation des faisceaux gaussiens présentées au **chapitre 2**, on peut en effet montrer que la valeur de la densité surfacique d'énergie atteinte au centre du faisceau

2. Voir §2.1.5

au cours de la propagation suit une loi lorentzienne :

$$F_{Max} = \frac{2E_i}{\pi w^2(z)} = \frac{2E_i}{\pi w_0^2 \left[1 + \left(\frac{z}{z_R}\right)^2\right]} = \frac{F_0}{1 + \left(\frac{z}{z_R}\right)^2} \tag{7.1}$$

Cette évolution est présentée par le graphique suivant :

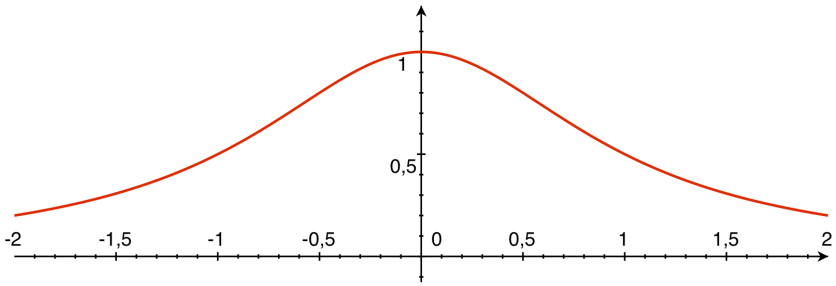


Figure *7.4: Evolution de la densité surfacique d'énergie au centre du faisceau avec le déplacement axial*

Dans le cas présenté ici, la distance de Rayleigh est de $1,15$ µm (objectif NA = 0,9). Les conditions d'exposition sont les mêmes que celles présentées au §7.1.2 pour la réalisation d'impacts de 500 nm de diamètre. Sur ce matériau les impacts font 700 nm. Le rapport $\frac{F_{Max}}{F_{Seuil}}$ est donc de 2,3. Ce rapport sera donc inférieur à 1 (perte de l'ablation) lors d'un déplacement d'amplitude supérieure à 1,14 fois la distance de Rayleigh, soit $1,31$ µm. La réalisation d'un usinage sur un champ de 1 mm impose donc un écart maximal entre la normale à la surface et le faisceau de quelques milliradians.

Pour atteindre cette précision, nous avons exploité le système de contrôle de focalisation que nous avons développé (présenté aux **chapitres 5 et 6**) en suivant la procédure suivante : l'échantillon est centré sur une platine disposant des deux rotations transverses à l'axe optique (x,y). L'un des points cardinaux de la zone de travail (rectangle de 2×1 mm^2) est placé dans le plan d'usinage par maximisation du critère de focalisation. Puis la même opération est réalisée pour le point cardinal opposé ; l'amplitude de défocalisation relative, notée Δh est mesurée. Le plan d'observation est ensuite placé en position médiane des deux poisitions précédentes : l'objectif d'usinage est donc translaté de $\frac{\Delta h}{2}$. La mise au point est alors corrigée par rotation du support de l'échantillon. Ces trois étapes sont illustrées par le schéma 7.5. Par itérations successives sur les deux axes, le basculement de l'échantillon est réduit. Une fois ce réglage effectué, les quatre points cardinaux, ainsi que les quatre coins de la zone de travail présentent une défocalisation inférieure à la précision de la platine de déplacement en Z, soit 500 nm. Théoriquement, aucune interruption ne devrait donc apparaître.

Cependant, ce réglage ne permet que l'alignement du plan moyen de l'échantillon dans la zone de travail. Il ne tient en particulier pas compte des défauts de forme et de rugosité de la cible. Ceux-ci sont parfois plus amples que notre limite de $1,31$ µm. Par ailleurs, le déplacement des platines induit une dérive incontrolées de la position axiale de l'échantillon. Nous observons donc des interruptions, en moyenne après la réalisation de plusieurs dizaines de rainures. Pour éviter la présence de ces défauts d'usinage, un

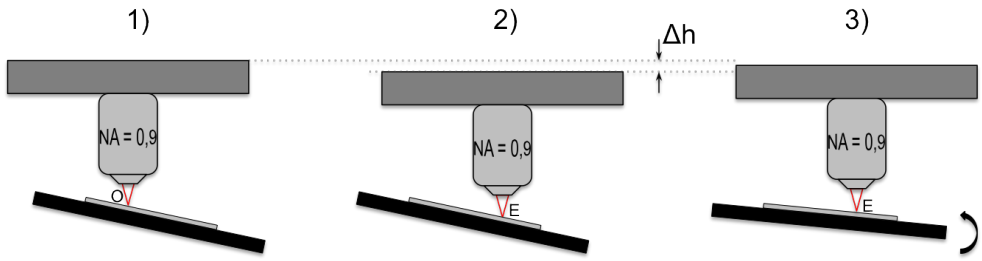


Figure *7.5: Illustration schématique de la procédure de réglage de la planeité de l'échantillon*

contrôle automatique de la focalisation peut être envisagé. Cependant, la version que nous avons développée n'est pas efficace en mode dynamique (déplacement de l'échantillon pendant le réglage). Par ailleurs, les déplacements de l'objectif effectués pour évaluer la valeur du critère de focalisation au voisinage de la position courante risquent d'induire de nouvelles interruptions. L'utilisation de ce critère impose donc des temps d'arrêt pendant lesquels le réglage de la focalisation est réalisé, ce qui induit une augmentation de la durée d'usinage.

7.2 Parallélisation de procédé et réduction des temps d'usinage

Comme annoncé au **chapitre 1**, l'utilisation de techniques de mise en forme de faisceau permet, dans le contexte du micro-usinage par impulsions femtosecondes, de réduire le temps nécessaire à la réalisation de certains éléments. Trois exemples concrets sont présentés dans cette section. Le premier présente la réduction de la durée d'usinage des composants plasmoniques présentés ci-avant. Le deuxième détaille le marquage rapide de codes identifiants et le troisième permet la réalisation rapide d'objets complexes en résine par photolitographie à deux photons.

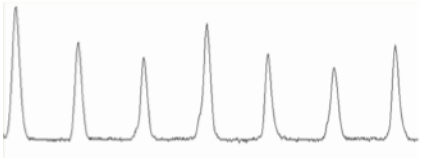
7.2.1 Marquage rapide par mise en forme multi-point

7.2.1.1 Réduction du temps d'usinage d'un composant plasmonique

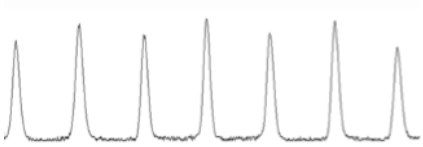
Au delà des problématiques de planéité et de contrôle de la puissance, la réalisation des composants plasmoniques présentés au §7.1.2 présentent un inconvénient majeur : le temps d'usinage. En effet, l'obtention de rainures uniformes de 700 nm de largeur requiert un déplacement lent de l'échantillon : dans notre cas, 100 µm/s. Cette faible vitesse impose une durée d'usinage pour la zone de travail fixée (rectangle de 2×1 mm^2) voisine de sept heures (dans le cas le plus contraignant). Cette durée est évidemment un facteur limitant de la production de tels surfaces et, par extension, une limitation à la production de capteurs matriciels à sensibilité spectrale.

Pour réduire la durée d'usinage, l'utilisation d'une mise en forme multi-point a été exploitée. Nous avons calculé la carte de phase associée à un plan focal composé de septs points identiques alignés et régulièrement

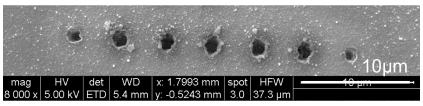
espacés ; l'espacement entre les points est évidemment choisi de sorte qu'il soit un multiple de la période du réseau (dans notre cas, 4 µm soit la période du réseau réalisé ; voir figure 7.6). Afin d'obtenir des rainures identiques, chacun des points focaux doit recevoir la même quantité d'énergie ; le manque d'uniformité ayant pour conséquence une variation de la largeur des rainures réalisées et par conséquent une déterioration de la résonnance plasmonique. L'uniformité des points peut être obtenue en tenant compte des différents effets réels de la modulation présentés au **chapitre 5** [46,111]. L'optimisation de notre carte de phase a été réalisée empiriquement : une première carte de phase est calculée par un algorithme de type IFTA. Le profil réel associé est relevé (voir figure 7.6(a)) dans le plan focal secondaire. Une seconde carte de phase est alors calculée en modifiant les poids relatifs des sept points afin de corriger les non-uniformités. Après quelques itérations, le profil obtenu présente une uniformité accrue : l'écart relatif d'amplitude entre le point le plus intense et celui le plus faible est réduit de 44,6% à 23,4%. Cet écart résiduel, bien qu'important, est suffisant pour l'obtention de rainures uniformes du fait du recouvrement des impacts successifs. Le profil pratique optimisé est présenté en figure 7.6(b). Un impact statique associé au profil optimisé est présenté en figure 7.6(c). Enfin, le réseau réalisé est illustré par la figure 7.6(d). Dans les deux cas, une puissance de 80 mW et une densité de $2,8$ sont utilisées (en entrée de l'objectif).



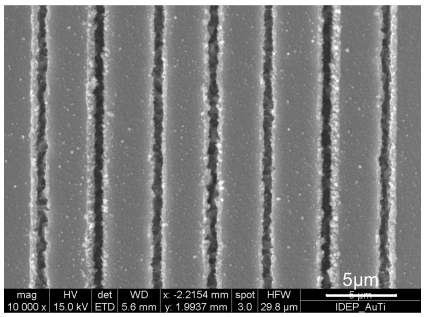
(a) Première itération



(b) Profil optimisé



(c) Impact statique optimisé



(d) Réseau usiné

Figure *7.6: Gravure d'une réseau par mise en forme de faisceau composés de 7 points identiques ; (a) profil initial du faisceau mis en forme ; (b) profil optimisé ; (c) impact statique ; (d) réseau réalisé*

Cependant, l'utilisation de la mise en forme soulève une nouvelle problématique, illustrée par la figure 7.6(d). En effet, on peut observer que les différentes rainures, et en particulier les rainures extrêmes, présentent une légère dissymétrie. Celle-ci est due à la courbure de champ intrinsèque aux optiques fortement ouvertes. En effet, la technique de mise en forme a été démontrée au **chapitre 2** dans l'approximation

scalaire paraxialle. En réalité, le plan de mise en forme, du fait de la courbure de champ des optiques, est un calotte sphérique. Cet effet sera fortement réduit par l'utilisation d'optiques télécentriques ou à champ plan.

7.2.1.2 Inscription rapide de motifs multi-point complexes

La flexibilité de la mise en forme permet également de créer des motifs complexes à l'aide d'une juxtaposition de points (lettres, logos etc). Ce type de motif est d'ailleurs souvent choisi dans la littérature comme démonstration du principe [46, 105, 111–113].

Par ailleurs la traçabilité apparaît comme un domaine phare des applications laser ultrabref. En effet, les dimensions accessibles par les procédés d'usinage laser et la possibilité de marquer tous types de matériaux ouvrent de larges possibilités dans ce domaine. En outre, certaines spécificités de l'interaction laser/matière peuvent être exploitées pour l'identification et/ou l'authentification de la cible [21]. Nous avons donc démontré l'intérêt de la mise en forme de faisceau dans ce domaine.

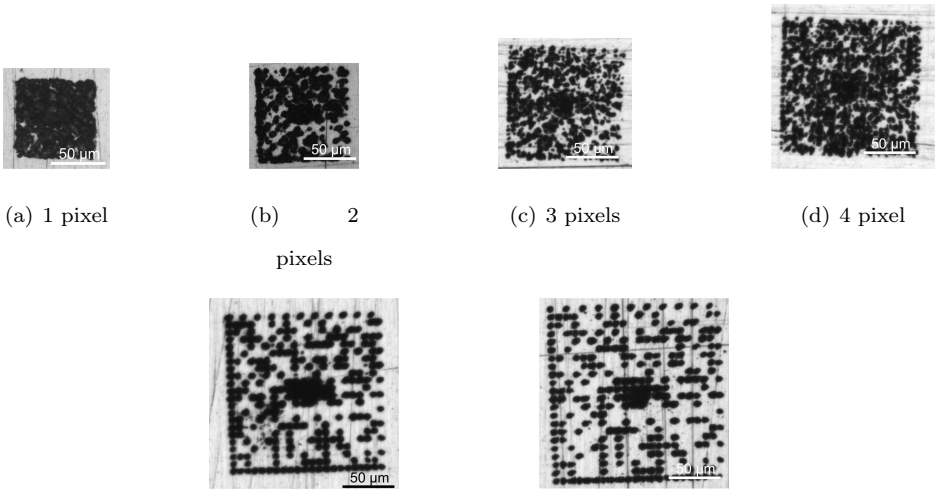
Il existe plusieurs types de codes identifiants bi-dimensionnels ; citons pour exemple les codes datamatrix, QR-code, Aztec et Maxicode. Chacun d'entre eux présente des spécificités le rendant plus ou moins adapté aux différentes problématiques du codage d'informations identifiantes. Leur utilisation est aujourd'hui croissante et à une échelle grand public : on les trouve sur les affiches publicitaires, les billets d'avion, les produits pharmaceutiques, les coupons de transporteur etc. Le code datamatrix est un code particulièrement intéressant puisqu'il peut contenir une grande quantité d'information. Celle-ci est codée sous la forme d'un motif carré composé de carrés élémentaires noirs et blancs. Deux exemples de datamatrix contenant le texte *«Sébastien LANDON, UJM»* sont illustrés par la figure 7.7 ; le code DM1 est composé de 21×21 carrés élémentaires, dont 249 carré noirs ; le code DM2 est composé de 26×26 carrés élémentaires, dont 362 carré noirs. Par mise en forme de faisceau, nous avons inscrit ces motifs sur un échantillon d'acier inoxydable en un tir laser unique sans déplacement.

(a) DM1 (b) DM2

Figure *7.7: Datamatrix contenant «Sébastien LANDON, UJM» ; (a) 249 pixels noirs ; (b) 362 pixels noirs.*

Pour s'assurer d'une bonne qualité de mise en forme, la cible est simplifiée : chaque carré élémentaire à marquer (noir sur la figure 7.7) est remplacé par un point unique. Six cartes de phase sont calculées, associées à des distances séparant deux points voisins de un à six pixels ; dans la configuration standard, un pixel du plan de Fourier correspond à un micromètre environ. Ces cartes de phase permettent la

mise en forme d'une unique impulsion optique en un code DM1 complet, et donc son inscrpition sur une cible. Les images 7.8(a)-(f) illustrent les différents impacts associés à ces six cartes. Ces impacts ont été réalisés par exposition statique du matériau cible (inox 316L) à 75 impulsions mises en forme (identiques), correspondant à un temps d'exposition de 15 ms. Cette durée à été choisie en cohérence avec la cadence d'affichage de la carte de phase sur le modulateur (60 Hz soit une période de $16,7$ ms).



(a) 1 pixel (b) 2 pixels (c) 3 pixels (d) 4 pixel

(e) 5 pixel (f) 6 pixel

Figure *7.8: Impacts obtenus sur une échantillon d'inox 316L irradié par 75 impulsions avec une mise en forme multi-point reproduisant le code DM1 en fonction de la distance entre point voisin insérée dans la cible simplifiée.*

Notons que lorsque la distance entre les différents points de la mise en forme est faible, et plus précisément inférieure à quatre pixels (soient quatre micromètres environ), aucune corrélation n'existe entre l'impact et le code initial. A l'inverse, une distance de cinq pixels ou plus rend le marquage identique à la cible. Cet effet est lié à la diffraction. En effet, l'algorithme de calcul de carte de phase ne tient pas compte de certains aspects réels ; en particulier, la chaîne optique est supposée ne comporter aucun défaut et atteindre la limite de diffraction avec le SLM comme pupille, c'est-à-dire une résolution dans le plan image de :

$$r_A = \frac{\lambda f'}{D} \tag{7.2}$$

où f' est la distance focale de l'objectif d'usinage et D la taille physique du SLM. Or, le calcul étant basé sur une transformation de Fourier, le plan de modulation et de Fourier sont liés ; en particulier, la taille d'un pixel du plan de Fourier est égale à la résolution optique précédente r_A, de sorte que l'algorithme ne simule pas l'effet de la diffraction. Pour le visualiser, la technique de *bourrage de zéros* (*zero padding*) peut être utilisée en augmentant artificiellement la taille du plan image et donc la résolution du plan de Fourier. Cependant, cette augmentation de résolution se fait au détriment du temps de calcul et dans la limite des capacités de calcul.

Par ailleurs, s'ajoutent en pratique les différents défauts de la chaîne réelle. Ces défauts ont pour consé-

quence d'élargir la réponse impulsionnelle du système optique complet. Or, comme déjà vu au **chapitre 5**, le plan de mise en forme réel est obtenu par convolution de la mise en forme théorique (cible du calcul de carte de phase) avec cette réponse impulsionnelle. Lors d'une mise en forme multi-point, le résultat de la convolution est la réplication de cette fonction au niveau de chacun des points cibles. Si la distance les séparant est inférieure à sa dimension apparaît alors une superposition menant à des interférences entre points voisins. La répartition d'éclairement, et donc d'energie, s'en trouvera donc grandement modifiée. Dans notre cas pratique, la réponse impulsionnelle du système réel possède donc une taille comprise entre quatre et cinq micromètres (rappelons qu'avec l'optique utilisée la limite de diffraction est de $2,78$ µm). Notons d'ailleurs que l'impact 7.8(e) présente bien des impacts tangents : chaque impact correspondant à un carré noir du code DM1est directement tangent à ses voisins.

La qualité du marquage peut être évaluée par la facilité de relecture de l'information contenue dans le code. Celle-ci est possible à l'aide d'applications spécifiques disponibles en ligne [3] ou téléchargeable [4] (sur ordinateur ou *smartphone*). Pour la majeure partie des applications citées ici, le code inclus dans la figure 7.9 (impact réalisé dans les mêmes conditions pratiques que précédemment et associé à une carte de phase calculée avec pour cible le code DM2 dans lequel est inséré un écart de sept pixels) est décodé à partir de l'image brute ou de traitements simples tels qu'un réhaussement de contraste ou un seuillage automatique. Notons ici l'illustration de la non-influence du pic central sur la mise en forme pour cette application. En effet, le code datamatrix comporte une part de redondance de l'information permettant la détection et la correction d'erreur lors de la lecture. L'absence de détails au centre du code n'est donc pas limitante.

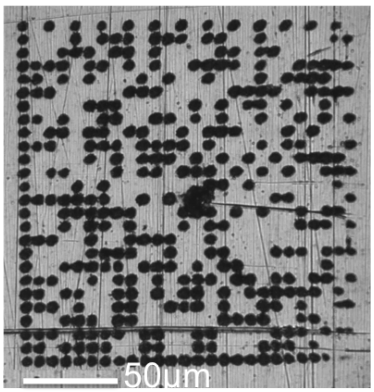


Figure *7.9: Inscription du code DM2 ; image source pour décodage de l'information*

L'utilisation d'un faisceau mis en forme permet donc l'inscription d'information plus rapidement qu'avec une technique conventionnelle de déviation du faisceau. En effet, l'utilisation de cette dernière méthode nécessite, de manière évidente, une nombre d'impulsions au moins égal au nombre d'impacts élémentaires. Dans le cas de notre dernier exemple (image 7.9), 362 impacts sont inscrits sur la cible. Une méthode

3. http://www.2dtg.com/decode.html par exemple
4. Quickmark, I-nigma, Neo Reader, Scan Life, Bee Tag etc.

classique impose donc, sur notre système, une durée minimale de $72,4$ ms pour la génération des 362 impulsions associées. L'utilisation de la mise en forme permet donc un **gain d'au moins 80% de la durée d'usinage** dans ce cas. S'ajoute de srucroît un temps de déplacement mécanique des miroirs (dans le cas d'un scannner galvanométrique) d'autant plus long que le nombre d'impacts élémentaires est grand. L'évolution de la durée d'usinage de ce type de code pour les deux systèmes peut donc être schématisée comme sur le graphique 7.10 : la durée augmente quasi-linéairement avec le nombre de points pour un système classique, alors qu'elle est constante pour une système de mise en forme de faisceau (limitée à la résolution dynamique du modulateur). La valeur N_{max} indique le nombre d'impact maximum pouvant être réalisés par une mise en forme en tenant compte de l'énergie maximum que le modulateur peut supporter. Cette information est généralement difficile à obtenir par le fournisseur dans le domaine femtoseconde. Pour notre part, nous avons irradié celui-ci avec un puissance moyenne allant jusquà 500 mW sans dégradation notable (mais sur des temps d'exposition très court). Cette valeur correspond à un nombre d'impacts en un seul tir supérieur à 900 dans la mesure où nous avons réalisé un tableau de 30×30 points.

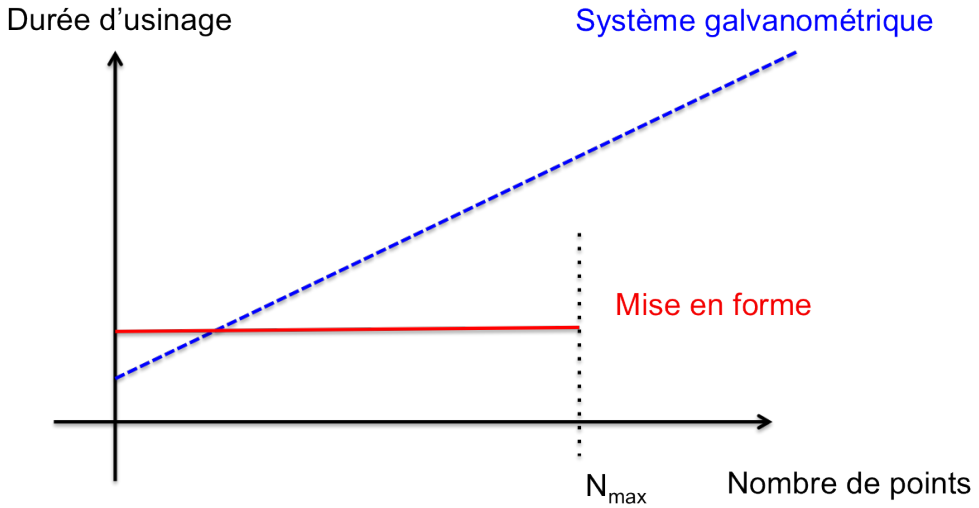


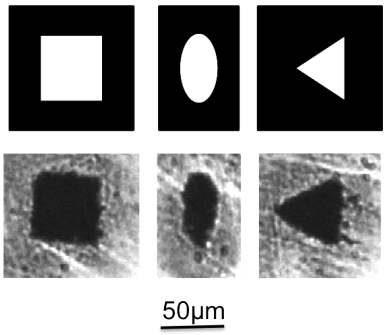
Figure *7.10: Evolution schématique de la durée d'usinage pour un système classique (scanner galvanométrique) et un système avec mise en forme de faisceau en fonction du nombre de points à marquer.*

7.2.1.3 Motifs complexes par mise en forme d'amplitude ou de phase

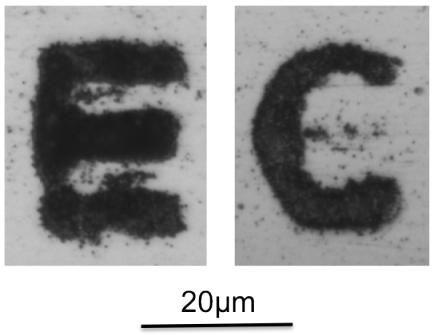
Cette approche est aussi applicable à des motifs autres que multi-point, qu'ils soient réalisés par modulation d'amplitude ou de phase : un surfaçage sera réalisé plus rapidement par un faisceau de grande étendue par exemple. Pour illustration, nous avons réalisé différents motifs à l'aide des deux méthodes. Ces marquages sont représentés sur la figure 7.11.

Application à la photolitograhie à deux photons

Nous avons également démontré que les avantages de la mise en forme de faisceau pour le micro-usinage



(a) Modulation de phase



(b) Modulation d'amplitude

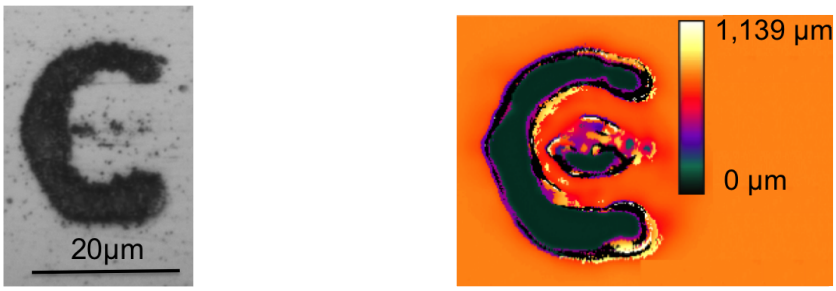
Figure *7.11: Marquage de motifs divers par mise en forme de faisceau ; (a) Modulation de phase ; (b) Modulation d'amplitude*

peuvent être appliqués à la photolitographie à deux photons. L'échantillon n'est alors plus un matériau à ablater, mais une résine photosensible dans les longueurs d'onde bleues, voire UV. Sous irradiation par un faisceau femtoseconde à 800 nm, la résine absorbe le rayonnement de façon non-linéaire (photons absorbés par paires). L'énergie ainsi absorbée permet la rupture ou la création (selon les resines) de chaînes polymériques, modifiant la structure de la matière irradiée. Un développement chimique permet ensuite de dissoudre les zones exposées au rayonnement (ou inversement de dissoudre les zones non exposées selon les resines).

Nous avons dans un premier temps réalisé l'ablation d'un échantillon d'inox 316L par mise en forme de faisceau par modulation d'amplitude à l'aide du modulateur de type nématic twisté (voir **chapitres 5 et 6**). L'ablation n'est alors plus réalisée dans le plan focal de l'objectif d'usinage, mais dans le plan conjugué du modulateur. Pour cette ablation, une puissance de 200 mW est utilisée couplée avec une densité de 0,7. A chaque tir, une centaine d'impulsions est envoyé. L'échantillon d'inox est ensuite remplacé par une résine photosensible absorbant le rayonnement bleu (Shipley S1805), et la puissance d'insolation est grandement réduite (50 mW et une densité de 5). Le temps d'exposition varie entre 50 ms et 1 s. Les résultats de l'ablation et de la polymérisation sont donnés par la figure 7.12

Ce développement montre clairement le potentiel du procédé de photolitographie femtoseconde à deux photons par imagerie d'un masque d'amplitude ; en particulier, il montre la possibilité d'un photo-traçage massivement parallèle. En outre, remarquons qu'apparaît au centre du développement un point irradié correspondant à l'ordre zéro de la diffraction présenté au **chapitre 6**. Notons par ailleurs que celui-ci n'apparaît pas sur l'échantillon d'inox représenté en figure 7.11(b). Il est donc concevable qu'un ajustement précis de la dose d'énergie déposée permette sa réduction voir sa disparition.

Ce travail a été réalisé en partenariat avec *Telecom Bretagne*. Plus de détails concernant la technique de photolitographie par imagerie d'un masque d'amplitude peuvent être trouvés dans le mémoire de thèse associé à ces travaux [114].



(a) Ablation d'inox

(b) Développement de la résine

Figure *7.12: Application de la mise en forme de faisceau à la photopolymérisation à deux photons ; (a) ablation d'un échantillon d'inox 316L par faisceau mis en forme par modulation d'amplitude ; (b) développement de la résine.*

7.2.2 Mise en forme dynamique de faisceau

Les différents aspects de la méthode de marquage direct de motifs par mise en forme proposée ci-avant n'exploitent pas toutes les possibilités des modulateurs. En effet, nous n'avons exploité jusque-là qu'une mise en forme unique et statique. Or les modulateurs peuvent être exploités en mode dynamique. Pour illustrer ce concept, nous avons réalisé deux types d'usinages : le marquage d'un grand motif par juxtaposition d'imagettes en exploitant la technique de mise en forme d'amplitude et la gravure de rainures multiples sans déplacement mécanique (ni du faisceau ni de l'échantillon) par modulation dynamique de phase.

7.2.2.1 Juxtaposition de formes pour les grands motifs

Comme nous l'avons vu au **chapitre 6**, la limitation majeure de la technique de micro-usinage par modulation d'amplitude vient de la répartition spatiale gaussienne de l'énergie : la dimension de l'usinage est donc majorée par la dimension de la zone éclairée. En pratique, les illustrations du procédé présentées par la figure 7.11(b) sont les motifs les plus grands pouvant être obtenus dans notre configuration : seul un carré de 100×100 pixels au centre du SLM et correspondant à un motif de 20 µm environ dans la configuration standard (objectif d'ouverture 0,35) est suffisamment irradié pour qu'une ablation ait lieu.

Pour circonvenir à cette limitation nous avons mis en œuvre une segmentation de la forme à réaliser couplée à une synchronisation du déplacement des platines : le masque d'amplitude correspondant au motif complet est décomposé en imagettes dont la taille est compatible avec le champ maximal (ici 100×100 pixels soit 20×20 µm^2). L'usinage du motif complet est alors réalisé par juxtaposition des imagettes élementaires ; l'échantillon est donc translaté d'une distance égale au champ accessible (20 µm) entre chaque irradiation. Pour illustrer ce principe, nous avons réalisé le même motif «C» de la figure 7.11(b) à l'échelle 4 (diamètre extérieur de 80 µm) par juxtaposition de quatre imagettes (deux lignes, deux colonnes). Une photographie de la zone de travail en cours de réalisation du quatrième quart du motif est illustré sur la

figure 7.13.

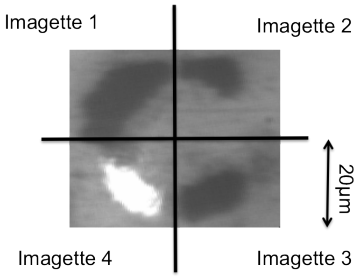


Figure *7.13: Gravure réalisée par juxtaposition de 4 imagettes ; 4e irradiation en cours*

7.2.2.2 Motifs complexes par modulation dynamique de phase

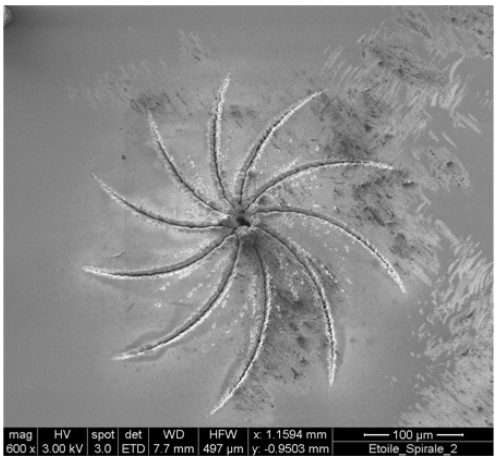
Mais l'exploitation de l'aspect dynamique peut aussi mener à la création de motifs «continus» , et non simplement la juxtaposition de motifs fixes comme c'est le cas pour le marquage précédent. La forme du faisceau peut être modulée au cours d'un usinage. Il suffit pour cela d'afficher une séquence de cartes de phase (ou film de phase). Il est alors important de tenir compte des limitations techniques du modulateur : comme présenté au **chapitre 5**, l'affichage des cartes de phase sur le SLM est réalisé à une cadence de soixante images par seconde. Cependant, la viscosité du cristal liquide lui impose un temps de réaction plus long. Selon le constructeur, une modulation dynamique de phase peut être envisagée à une fréquence maximale de trente modulations par seconde. Nous avons réalisé sur un échantillon de silicium métalisé deux motifs étoilés à dix bras par affichage successif de mises en forme composées de 10 points dont les positions évoluent au cours du temps pour former les différents bras. L'affichage de chaque carte de phase est fixe pendant une durée de 50 ms, correpondant à une fréquence de modulation de 20 Hz. Ces deux motifs sont illustrés sur la figure 7.14

Une approche similaire a déjà été raportée dans la littérature dans le domaine de la photoinscription de guides d'ondes dans le verre [115–117] pour la réalisation de composants photoniques, mais couplée avec un déplacement de l'échantillon. Le film de phase est alors composé d'un réseau de diffraction dont la période évolue au cours de l'usinage, menant à la réalisation de guide d'ondes parallèles séparés d'une distance variable.

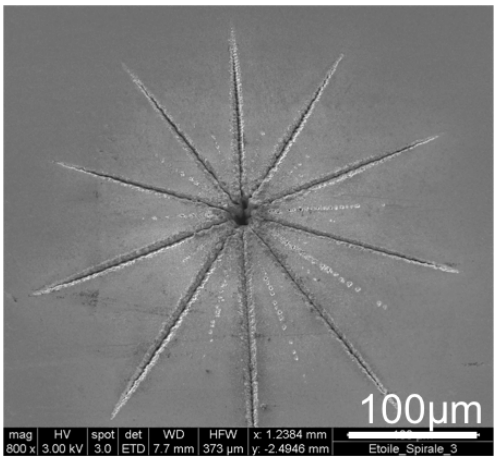
Cette modulation en temps réel de la position, voire de la taille et de la forme du faisceau, ouvre de nombreuses possibilités de réalisations sur cette station prototype.

7.3 Contrôle de la qualité d'usinage par la forme du faisceau

Enfin, Judson et Rabitz ont montré que la répartition temporelle d'énergie a une incidence sur l'interaction laser/matière [7]. Avec la même idée, nous avons montré la forte dépendance du résultat d'un



(a) Etoile à branches spiralées



(b) Etoile à branches droites

Figure *7.14: Marquage de motifs continus par modulation dynamique de phase ; le faisceau est focalisé sur 10 points dont la position évolue au cours du temps.*

usinage avec la répartition spatiale d'énergie, et donc la forme du faisceau. Pour cela, nous avons usiné des rainures dans un échantillon d'inox 316L à l'aide de faisceaux de formes différentes. Nous ne présentons ici que les résultats les plus représentatifs.

7.3.1 Formes de faisceau

Les résultats présentés ici ont été obtenus à partir de trois formes de faisceaux différentes :

1. Un faisceau gaussien de 25 µm de *waist*.
2. Un faisceau uniforme à base carrée de 50 µm de côté.
3. Un faisceau à base carrée de 50 µm de côté présentant un gradient linéaire d'éclairement dans une direction.

Chacune de ces formes a été obtenue par un calcul de carte de phase. Ce calcul consiste en cinquante itérations de l'algorithme de type IFTA que nous avons développé. Le calcul est effectué sur 960×960 pixels représentant une surface de $7,65 \times 7,65\,\text{mm}^2$ en tenant compte des dimensions du SLM et du système afocal $\{L_3 + L_5\}$ présentés au **chapitre 5**. La focale équivalente de l'objectif d'usinage est de 10 mm. Chaque carte de phase est ensuite convertie en image via la calibration effectuée et présentée au **chapitre 5**. En outre, chaque pixel initial est quadruplé (remplacé par un ensemble de 2×2 pixels) pour atteindre la résolution du modulateur. Enfin, seuls les 1080 lignes centrales sont conservées.

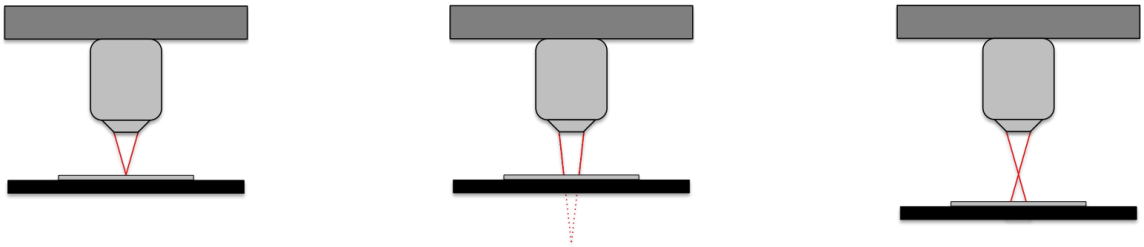
En outre, un faisceau gaussien de 25 µm a également été obtenu par simple défocalisation. Celle-ci peut être de deux sortes :

1. Défocalisation du faisceau initial (par l'insertion d'une lentille ou d'une carte de courbure de phase). La position du waist image est alors déplacée axialement, de sorte que dans le plan de travail (plan

focal de l'objectif d'usinage) le faisceau présente un rayon à e^{-2} de 25 µm.

2. Défocalisation de l'échantillon. Celui-ci se trouve alors dans un plan différent du plan de travail, dans lequel le faisceau a la dimension désirée.

Ces deux propositions sont illustrées par la figure 7.15.



(a) Pas de défocalisation

(b) Défocalisation du faisceau

(c) Défocalisation de la cible

Figure *7.15: Obtention d'un faisceau gaussien de* 25 µm *de* waist *par défocalisation du faisceau (b) ou de l'échantillon (c) par rapport au plan focal (a).*

Dans les deux cas, le faisceau est limité par l'objectif d'usinage. Celui-ci possède une ouverture numérique de NA=0,35. En considérant l'approximation linéaire du faisceau gaussien présentée au **chapitre 2**, cela correspond à une divergence de faisceau de 358 mrad. Un waist de 25 µm est donc obtenu pour une défocalisation relative de $\Delta z = 69,8$ µm. Cette valeur est donc simplement accessible en déplacant l'échantillon. Elle n'est cependant pas accessible par une défocalisation du faisceau. En effet, en exploitant les règles de l'optique des faisceaux gaussiens, une telle défocalisation équivaut à une courbure de phase dans le plan de la pupille d'entrée de l'objectif d'usinage de rayon $1,43$ m. Compte-tenu du grandissement du système afocal $\{L_3 + L_5\}$ et des dimensions du SLM, cela revient à un rayon de courbure affiché par le modulateur de $5,72$ m soit un déphasage induit aux bords extérieurs du modulateur de 5 mrad. Cette valeur est inférieure à la résolution en phase accessible sur notre système. Le faisceau gaussien de 25 µm de *waist* est donc obtenu hors du plan focal par déplacement de l'échantillon.

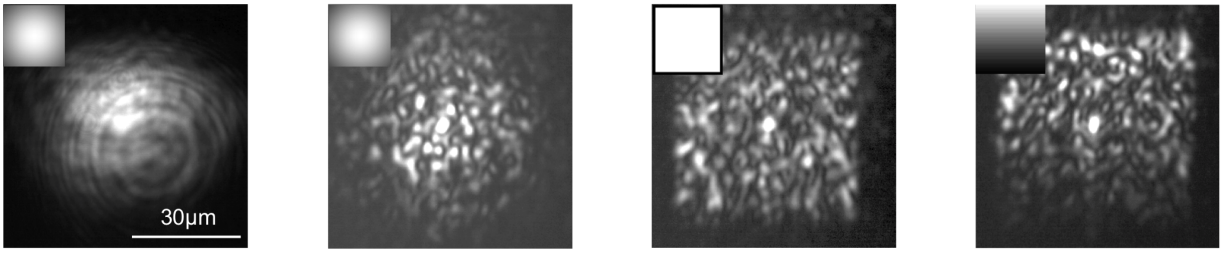
La répartition spatiale d'énergie des quatre faisceaux obtenus est donnée par la figure 7.16.

7.3.2 Densité surfacique d'énergie, énergie par impulsion et puissance moyenne

Afin de comparer les résultats, il est important que les conditions d'usinage soient similaires. Il convient donc de s'intéresser au niveau de densité surfacique d'énergie dans chacun des cas étudiés. Cette section présente les valeurs choisies pour l'usinage.

Dans le cas d'un faisceau à répartition spatiale d'énergie gaussienne, la valeur locale de densité surfacique d'énergie est donnée par la loi :

$$F_g(x,y) = \frac{2E_i}{\pi w_0^2} e^{-2\frac{x^2+y^2}{w_0^2}} \tag{7.3}$$



(a) Gaussien défocalisé (b) Gaussien par IFTA (c) Uniforme carré (d) Gradient linéaire

Figure *7.16: Répartition spatiale d'énergie dans le plan focal secondaire des quatre faisceaux. L'échelle de la figure (a) est la même dans les quatres cas et est rapportée au plan focal principal.*

où E_i est l'énergie par impulsion et w_0 le rayon de la gaussienne à e^{-2}.

Dans le cas du faisceau uniforme à base carrée, la densité surfacique d'énergie est identique en tout point :

$$F_c(x,y) = \frac{E_i}{4w_0^2}\ \Pi\left(\frac{x}{2w_0}, \frac{y}{2w_0}\right) \tag{7.4}$$

Et enfin, dans le cas du faisceau présentant un gradient linéaire elle est donnée par :

$$F_{gc}(x,y) = \frac{E_i}{2w_0^2}\left(\frac{1}{2} + \frac{x}{2w_0}\right)\ \Pi\left(\frac{x}{2w_0}, \frac{y}{2w_0}\right) \tag{7.5}$$

Dans le but de n'étudier que l'effet de forme, nous avons choisi d'exploiter une seule valeur d'énergie par impulsion dans le cadre de ces travaux. Cette solution présente en particulier l'intérêt de ne pas être soumise aux incertitudes de mesure de cette valeur ; les quatre usinages sont réalisés sans modification des réglages. En pratique, nous avons choisi de travailler avec un puissance moyenne en sortie laser de 600 mW. Le faisceau uniforme présente donc une densité surfacique d'énergie de $4,8$ J/cm^2 (sans prise en compte des pertes de la chaîne optique). Le maximum du faisceau présentant un gradient atteint donc le double de cette valeur, soit $9,6$ J/cm^2. Enfin, la valeur centrale du faisceau gaussien atteint $12,2$ J/cm^2. La densité surfacique d'énergie du faisceau uniforme représente donc environ 40% de la valeur maximale du faisceau gaussien. En résumé, la figure 7.17 illustre les trois faisceaux théoriques utilisés (la position du seuil est donnée par les résultats d'usinages de la section suivante).

7.3.3 Usinage de rainure - impact sur la qualité d'usinage

7.3.3.1 Faisceaux gaussiens

Les quatre faisceaux présentés ci-avant ont été utilisés pour la réalisation de rainures sur de l'acier inoxydable 316L. Le déplacement de l'échantillon est opéré par les platines à la vitesse de $31,3$ µm/s. Cette vitesse est choisie de sorte qu'un fort recouvrement existe entre deux impulsions successives ; dans notre cas, la cadence du laser (5 kHz) impose un décalage de $6,26$ nm entre deux impulsions, soit un taux

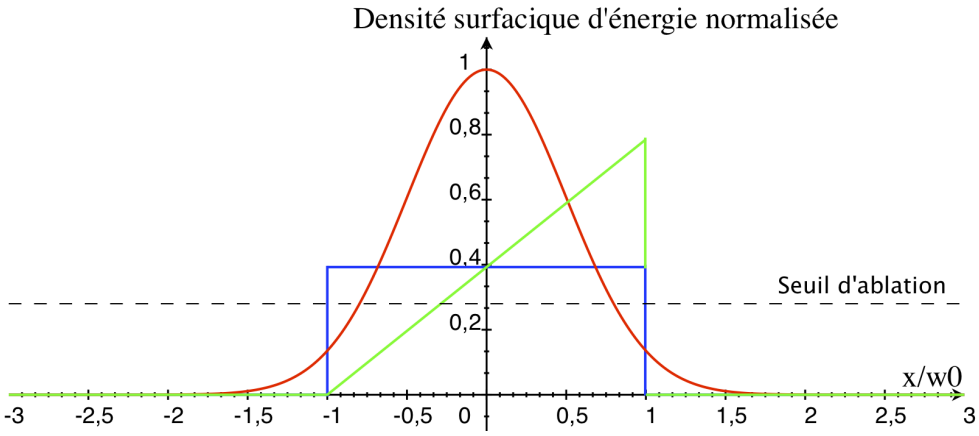
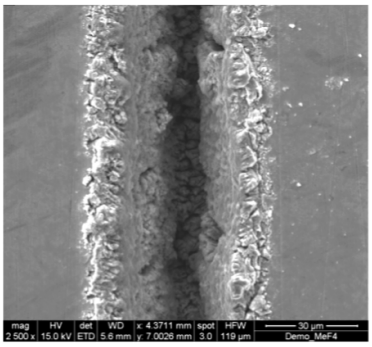


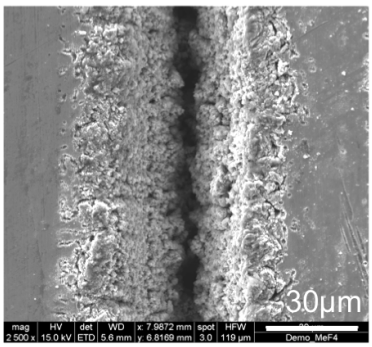
Figure *7.17: Variation spatiale théorique de la densité surfacique d'énergie pour les trois faisceaux utilisés. La même quantité d'énergie est contenue dans les trois faisceaux.*

de recouvrement de 99,987%. Chaque point de la surface est donc irradiée par environ 8000 impulsions successives.

Des photographies par microscopie électronique à balayage des rainures obtenues pour les deux faisceaux gaussiens sont présentées par la figure 7.18. On observe bien un grande similitude entre les deux réalisations.



(a) Gaussien défocalisé



(b) Gaussien par IFTA

Figure *7.18: Usinage de rainures par faisceaux gaussien ; déplacement de l'échantillone d'inox 316L à* $31,3$ µm/s

La largeur de la rainure est mesurée à $38,9$ µm pour le faisceau gaussien défocalisé, et à $40,1$ µm dans le cas du faisceau mis en forme. A cette dimension correspond une densité surfacique d'énergie environ égale à 28% de la valeur maximale atteinte au centre du faisceau. Notons néanmoins deux particularités de la rainure 7.18(b) : les bords de coupe présentent un aspect moins lisse ainsi qu'une zone modifiée en bord de rainure plus large. Les conditions d'exposition étant identiques dans les deux cas, nous en concluons que ces effets sont dus au bruit d'éclairement sur la mise en forme induisant la présence de points chauds. La réduction de ce bruit permet donc l'amélioration de la qualité d'usinage.

7.3.3.2 Faisceaux uniforme à base carrée

La rainure obtenue par le faisceau uniforme à base carrée est présentée sur la figure 7.19.

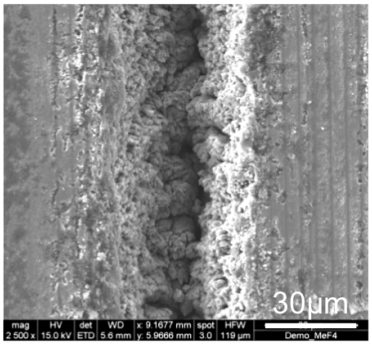
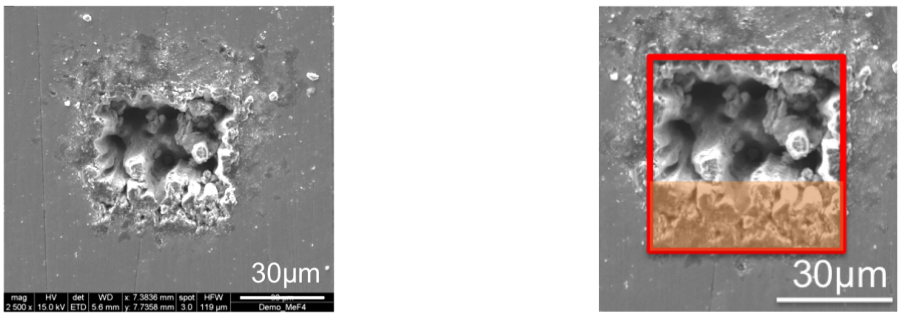


Figure *7.19: Rainure usiné par le faisceau uniforme à base carrée. Les rainures apparaissant en surface résultent du passage au proilomètre mécanique (passage de la pointe).*

La zone ablatée présente une largeur de 48 µm correspondant bien à la taille du faisceau. Cette ablation confirme que la valeur de densité surfacique du faisceau uniforme est supérieure au seuil du matériau. Notons que la profondeur au centre de la rainure est moindre dans le cas présent que dans les cas précédents. Ce point est cohérent avec l'aspect de la courbe du taux d'ablation de l'inox 316L présenté au **chapitre 1**. En effet, le rapport des densités surfaciques d'énergie dans les deux cas est de 40% ; la profondeur ablatée par impulsion dans le cas du faisceau uniforme est donc moindre menant à une profondeur d'usinage plus faible. Cependant, le fond de la rainure est théoriquement plus plat dans le cas du faisceau uniforme ; ce qui paraît être le cas ici.

7.3.3.3 Faisceaux à base carrée avec gradient

Enfin, les derniers usinages ont été réalisés par le faisceau comportant un gradient linéaire. Dans un premier temps, un impact statique est illustré par la figure 7.20.



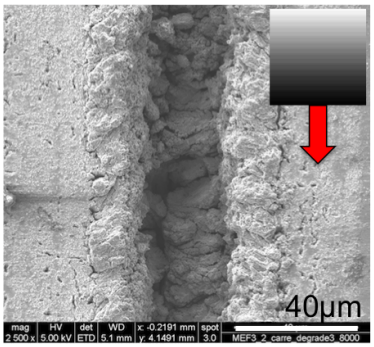
(a) Impact statique

(b) Surface ablatée

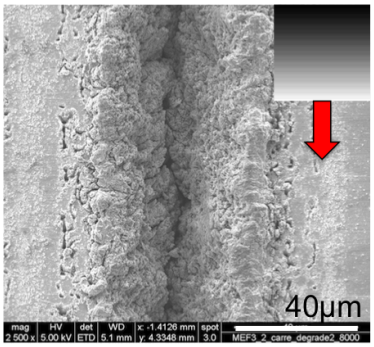
Figure *7.20: Impact statique obtenu par le faisceau présentant un gradient (5000 impulsions) ; 35% de la surface est non ablatée*

Avec les données précédentes, nous pouvons conclure que le seuil d'ablation du matériau équivaut à 35% de la valeur maximale atteinte par le faisceau présentant un gradient. Cette valeur est confirmée par l'image 7.20(b) ci-dessus : le cadre rouge représente la surface irradiée (50×50 µm^2) et la zone orangée couvre 35% de celle-ci. Par superposition, cette dernière correpond bien à la zone non ablatée. Par étalonnage de la transmission optique globale de l'installation, un tel faisceau permet donc l'évaluation aisée du seuil d'ablation d'un matériau, comme annoncé au **chapitre 1**. En effet, connaissant la quantité d'énergie par impulsion après focalisation, il est alors possible de mettre en relation l'impact obtenu avec la valeur locale de densité surfacique d'énergie. La position du seuil d'ablation du matériau est alors localisable sur un seul impact.

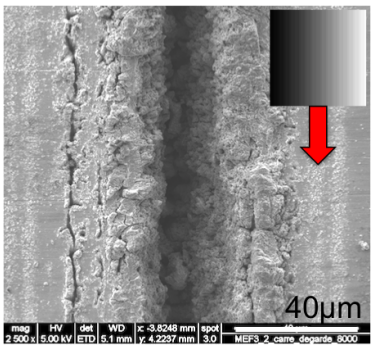
La réalisation d'une rainure avec un tel faisceau ouvre quatre possibilités correpondant aux quatre orientations possibles du gradient. La figure 7.21 illustre ces quatre cas.



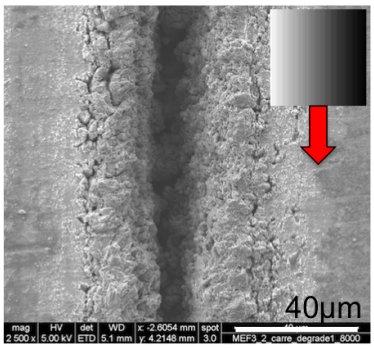
(a) Gradient positif



(b) Gradient négatif



(c) Gradient droite



(d) Gradient gauche

Figure *7.21: Rainure usinées par le faisceau à gradient linéaire selon la direction de ce gradient*

Les deux cas où la direction du gradient est orthogonale à celle du déplacement sont là encore cohérentes avec la notion de taux d'ablation : la profondeur ablatée est d'autant plus grande que la densité surfacique d'énergie est grande. Les deux rainures présentent donc une dissymétrie similaire à celle du faisceau. Notons cependant que le seuil d'ablation est peu mis en évidence du fait du fort recouvrement des impulsions successives.

L'observation de deux cas restants (direction du gradient colinéaire au déplacement) permet de conclure que la qualité de l'usinage dépend grandement de la dynamique du dépôt d'énergie. En effet, alors que la quantité d'énergie déposée par l'usinage complet est identique (seule la dynamique du dépôt est modifiée), les résultats obtenus sont visuellement clairement différents. En particulier, la qualité d'usinage est clairement augmentée lorsque le dépôt est progressif. En outre, la comparaison de ces deux rainures et de celle illustrée par la figure 7.19 correspondant au faisceau uniforme place ce dernier en position intermédiaire (en terme de qualité d'usinage). La présence d'un gradient, son orientation et son intensité jouent donc un rôle important au cours de l'usinage de rainures.

Les différents usinages que nous avons réalisés illustrent donc clairement que la forme du faisceau a une incidence forte sur le résultat obtenu. Celle-ci est d'autant plus marquée lorsqu'elle est couplée à un déplacement de l'échantillon. La forme du faisceau peut donc être optimisée pour un objectif donné. En particulier, nous avons montré que la présence d'une évoluion croissante de la densité surfacique d'énergie permet une nette amélioration de la qualité de l'usinage. A l'inverse, la présence d'une décroissance dynamique du dépôt d'énergie déteriore la qualité du résultat final. L'optimisation de la forme du faisceau peut donc être réalisée à deux niveaux. Le premier concerne la forme de base (ici un carré), qui impacte principalement la dimension des motifs usinés ainsi que le taux de recouvrement de deux impulsions successives. Le second concerne les variations d'énergie à l'intérieur de cette forme de base. Ici, seul un gradient linéaire a été étudié. D'autre variations peuvent être envisagées : exponentielle, logarithmique, double linéaire en «dent de scie» ou selon les deux directions, etc. L'optimisation d'un usinage spécifique demande alors une étude plus complète afin de déterminer la forme optimale de faisceau á utiliser.

Notons que si ces résultats s'approchent du principe empiriquement connu que la qualité d'un usinage ou d'une découpe est meilleure lorsque celui-ci (celle-ci) est réalisé(e) en plusieurs passage du faisceau, l'utilisation d'une mise en forme comportant un gradient n'a, à notre connaissance, pas été rapporté dans la littérature. Une caractérisation plus approfondie des profils des rainures précédentes est donc en cours dans l'objectif de publier ces résultats.

7.4 Conclusion

Comme nous venons de le voir dans l'ensemble de ce chapitre, l'utilisation de techniques de mise en forme de faisceau au sens large : par correction de front d'onde, par modulation d'amplitude ou de phase, permet l'amélioration des procédés de marquage et d'usinage. En particulier, l'utilisation de mise en forme multi-point permet de réduire significativement la durée de réalisation de motifs complexes. Dans le cadre de ceux-ci nous avons montré que l'usinage laser par impulsions femtosecondes s'avére être une solution adapatée à l'inscription de codes identifiants de type datamatrix. Enfin l'exploitation de formes

particulières couplées avec les spécificités de l'interaction laser/matière dans le domaine ultra-bref permet de contrôler et donc d'optimiser l'usinage réalisé. Pour chaque procédé, une étude de la forme de la tache focale peut être menée afin d'optimiser au mieux le comportement de la matière irradiée. Cette ingénierie de la tache focale ne peut se faire qu'á travers le biais d'expériences spécifiques. La réalisation de ces expériences nécessite la mise à disposition d'un outil simple et flexible tel que celui développé et exploité ici.

Conclusion et perspectives

En régime femtoseconde, le dépôt d'énergie lumineuse dans la matière est très localisé. En effet, l'absorption n'a lieu que dans un volume réduit, limité par l'effet de peau intrinsèque aux rayonnements électromagnétiques dans la matière ; dans les métaux, l'épaisseur de la couche absorbante n'est que de quelques dizaines de nanomètres. En outre, l'aspect ultrabref du dépôt d'énergie assure une diffusion thermique limitée depuis ce volume d'absorption vers la matière environnante. Ainsi, une grande quantité d'énergie est absorbée dans un volume réduit. La relaxation de cette énergie mène, à une échelle de temps plus longue (de l'ordre de la nanoseconde), à l'ablation de matière. L'association d'une source laser femtoseconde à des techniques de manipulation de faisceau permet donc le développement de procédés d'usinage.

Ces procédés ont le double avantage de disposer d'une grande précision, liée au caractère local de l'ablation, et de pouvoir couvrir des champs importants. Ils permettent donc la réalisation de pièces complètes texturées à deux échelles. Ce double avantage, ainsi que ceux connus des applications laser (propre, sans contact, non invasif etc.) rendent la technique de micro-usinage par impulsions laser femtosecondes intéressante dans un cadre industriel. Certaines applications exploitent déjà des sources femtoseconde dans ce cadre ; citons pour exemple la texturation de buses d'injection, la découpe d'implants chirurgicaux en polymères et la correction des amétropies de l'œil par usinage de la cornée *in vivo* par procédé *LASIK*.

Néanmoins, cette technique est limitée par certains aspects de l'interaction laser/matière. En particulier, le résultat de l'ablation femtoseconde dépend grandement du matériau dont est constitué la cible. Ainsi, chaque matériau dispose de valeurs différentes de *seuil d'ablation* et de *taux d'ablation*. La connaissance de ces deux valeurs caractéristiques du matériau est nécessaire au préalable d'un usinage complet. Une étude du comportement de la cible est donc nécessaire avant la mise en place d'un procédé spécifique. Par ailleurs, et contrairement aux techniques d'usinage mécanique, les procédés laser ne disposent que d'un outil : le faisceau gaussien. Le motif élémentaire pouvant être crée est alors limité à un impact à symétrie de révolution, et dont la profondeur est non-uniforme. De surcroît, la dimension transverse accessible est directement liée à la taille optique de ce faisceau, et donc à la configuration optique choisie (en particulier à l'optique d'usinage).

Pour circonvenir à certaines de ces limites, des techniques de contrôle du faisceau peuvent être exploitées. Elle reposent sur une modulation du faisceau lors de sa propagation. Cette modulation peut être réalisée

sous plusieurs formes, les plus courantes étant la modulation d'amplitude ou de phase pure. Dans le premier cas, la quantité d'énergie accessible après modulation est intrinsèquement réduite par la technique. La modulation de phase, à l'inverse, permet théoriquement un contrôle du faisceau sans perte d'énergie. Dans le cas du contrôle du champ lointain, comme c'est le cas dans la station prototype présentée ici, nous avons par ailleurs vu que l'information est principalement contenue dans la phase de l'onde modulée. Nous avons donc centré nos développements sur cette seconde technique.

Dans cette configuration, la forme du faisceau dans le plan d'usinage est liée à la transformée de Fourier de la modulation de phase appliquée. Le calcul d'une carte de phase associée à une forme de faisceau donnée n'est alors pas trivial (par opposition à l'imagerie de masque d'amplitude). Il fait appel à un calcul numérique ; de nombreux algorithmes ont éte développés dans ce but. Pour la plupart, une optimisation progressive de la carte de phase est obtenue par un procédé itératif. La famille d'algorithme la plus connue est celle des *IFTA*, réalisant des allers-retours entre le plan de modulation et celui d'usinage, et donc entre le faisceau modulé et son spectre spatial, en appliquant dans chaque domaine les contraintes imposées. Nous avons mené une étude comparative d'algorithmes de différentes familles, déterministe ou non. Cette étude montre que la famille des IFTA est la plus efficace pour ce type de problème. Cependant, leur convergence peut être améliorée par un second étage. Pour cette seconde optimisation, nous avons proposé un système de pondération progressive visant à corriger les défauts d'uniformité inhérents aux résultats finaux de la première optimisation. Cette pondération permet une nouvelle réduction de l'erreur théorique de 85%, convergeant vers une solution optimisée présentant un écart final de quelques unités pour mille, rejoignant l'idée d'*overcompensation* proposée dans la littérature.

Cependant, les caractéristiques réelles des éléments optiques, et en particulier des modulateurs pixelisés, induisent des défauts sur la mise en forme réelle. Dans notre cas, on note l'existence d'un pic central intense et d'un bruit d'intensité dont la morphologie rappelle celle du *speckle*. L'existence de ces défauts implique évidemment une augmentation de l'erreur pratique relativement à l'erreur théorique. Leur présence déteriore la qualité des usinages réalisés, comme nous l'avons vu dans le cas d'un faisceau gaussien volontairement élargi.

Malgré ces effets réels, l'application d'une technique de mise en forme de faisceau permet des améliorations du procédé. Nous avons montré qu'une multi-focalisation permet la réduction d'un facteur sept du temps d'usinage d'un composant plasmonique, ainsi qu'un gain de 80% sur la durée de marquage d'un code identifiant de type datamatrice. De la même façon, l'utilisation de faisceaux uniformes permet une réduction de la durée d'un surfaçage à la fois par l'augmentation de la surface irradiée par chaque impulsion, mais également par la réduction théorique du taux de recouvrement nécessaire à la réalisation d'un fond plat. En outre, l'utilisation d'un faisceau mis en forme pour la photolitographie à deux photons permet d'envisager la réalisation d'objets tri-dimensionnels à l'échelle du micromètre à cadence élevée. Enfin, nous avons mis en évidence la forte dépendance de l'interaction laser/matière avec la forme du faisceau, et plus

largement avec la dynamique de dépôt d'énergie. En effet, nous avons montré que l'utilisation de faisceaux de formes différentes dans des conditions similaires induit une forte variation de la qualité visuelle de l'usinage d'une rainure.

En parallèle de ces démonstrations, nous avons développé des outils d'aide à la mise en œuvre rapide de l'usinage optimal : un système de correction des aberrations du faisceau ainsi qu'un contrôle de la focalisation. L'intérêt de ce second outil a en particulier été démontré pour la réalisation d'usinages nanométriques en limite d'ablation. En effet, l'obtention d'impacts dont la dimension est de l'ordre de la centaine de nanomètres impose un contrôle précis de la position de l'échantillon ; le critère numérique de qualité de mise au point fourni par notre système a permis le positionnement de l'échantillon et son orientation avec une précision voisine du milliradian ; précision nécessaire à la texturation d'un champ millimétrique. Par ailleurs, l'étalonnage du grandissement transverse permet la caractérisation *in situ* des travaux réalisés, facilitant le paramétrage des usinages, en énergie notamment.

Ces différents travaux et outils permettent d'envisager d'aller encore plus loin dans l'exploitation des techniques de modulation optique pour l'usinage par laser à impulsions femtosecondes. Tout d'abord, nous avons vu qu'il existe des formes de faisceau dont le pic central est plus étroit que la tache d'Airy, mais dont les maxima secondaires sont plus élevés ; citons pour exemple le faisceau de Bessel. L'utilisation de tels faisceaux dans une configuration identique à celle nous ayant permis la réalisation d'impacts de 500 nm devrait réduire encore cette dimension limite. En particulier, dans des configurations identiques, la largeur du faisceau de Bessel représente 70% de la limite de diffraction. Théoriquement, des impacts de 350 nm de diamètre peuvent ainsi être obtenus. En outre, l'évolution axiale de la taille de ce faisceau est plus lente que dans le cas du faisceau gaussien ; la latitude de positionnement de l'échantillon nécessaire à la réalisation de réseaux tels que ceux présentés ici serait donc théoriquement accrue. Par ailleurs, l'adaptation du système de contrôle de focalisation à un mode dynamique (déplacement de l'échantillon au cours du réglage) rendrait cette réalisation intégralement automatisable.

Nous avons également vu que les modulateurs optiques peuvent être exploités en dynamique. La forme du faisceau peut donc évoluer au cours du temps de manière pré-définie. Ainsi, le marquage de codes identifiants tel que celui que nous avons réalisé peut être envisagé à une cadence comprise entre 20 Hz et 30 Hz avec modification du code. Cette fréquence équivaut à une cadence de marquage de 72 000 à 108 000 pièces par heure, soit un ordre de grandeur d'une ligne de production réelle. De plus, les dimensions micrométriques du marquage vont dans le sens d'une difficulté de détection, et donc de la lutte anti-contrefaçon.

La modulation dynamique peut également être exploitée sans interruption du faisceau. La forme de la zone irradiée évolue donc au cours de l'usinage ; la réalisation des motifs étoilés que nous avons présentés

dans ce mémoire est une démonstration du principe. Certaines applications peuvent découler de ce principe. Citons par exemple la possibilité de réaliser une trépanation laser sans aucun déplacement mécanique. La modulation est alors une carte de phase associée à une série de points répartis sur un cercle dont le rayon correspond au rayon à découper. Par rotation de cette carte de phase autour de l'axe optique, chaque point parcourt le cercle cible, découpant progressivement la cible. L'utilisation d'un grand nombre de points permet de compenser la faible vitesse de rotation accessible.

Enfin, comme nous l'avons vu, certains aspects de l'interaction laser/matière varient avec la polarisation du rayonnement lumineux ; citons pour exemple la rotation de l'orientation des *ripples* avec la polarisation incidente. La présence au sein d'un même impact laser de polarisations différentes permettrait de mieux sonder ces spécificités. Ainsi, la mise en place d'une technique de modulation de polarisation ouvrirait de nouvelles possibilités d'étude. Or, nous avons vu que les modulateurs de type nématic twisté permettent une rotation de celle-ci. En exploitant cette propriété, il est possible de concevoir un système de modulation de polarisation, permettant de sonder ces spécificités.

D'un point de vue technique, la station de travail que nous avons développée inclut de nombreux dispositifs optiques. Leur interaction a permis la création des fonctions que nous avons présentées ici. Toutefois, la multiplication d'éléments augmente considérablement le risque de défaut ou de panne. Durant le développement de la station, nous avons été confrontés à plusieurs reprises à une obligation de maintenance. Néanmoins, le développement d'outils innovants est souvent lié à la présence de nombreux sous-ensembles. Le transfert complet des techniques présentées ici nécessite donc un effort de simplification et de fiabilisation de l'ensemble.

Annexe Abbreviations

- *AE* : Algorithme Evolutionnaire ; voir **chapitre 4**.
- *AG* : Algorithme Génétique ; voir **chapitre 4**.
- *CPA* : *Chirped Pulse Amplification* ou Amplification à Dérive de Fréquence ; technique d'amplification d'impulsions laser ultracourtes inventée par D. Strickland et G. Mourou en 1895 [6] qui se compose de trois grandes étapes : l'étirement, l'amplification puis la compression du pulse, afin de limiter les puissances crêtes dans la chaîne optique.
- *DH* : Algorithme *Down Hill* ; voir **chapitre 4**.
- *DOE* : *Diffractive Optical Element* ou Element d'Optique Diffractive. Lame de phase conçue pour la mise en forme de faisceau, souvent en champ proche.
- *GS* : Algorithme de Gerchberg-Saxton initialement présenté en 1972 [78] ; voir **chapitre 4**.
- *HOT* : *Holographic Optical Tweezers* ou pinces optiques. Outil de manipulation d'objets biologiques (principalement) exploitant les forces radiatives d'un faisceau laser.
- *IFTA* : *Iterative Fourier* ou *Fresnel Transform Algorithm* ; voir **chapitre 4**.
- *LabHC* : Laboratoire Hubert Curien, UMR 5516 entre l'*UJM* et le CNRS.
- *LCD* : *Liquid Cristal Display*, afficheur à cristaux liquides.
- *LCOS* : *Liquid Cristal On Silicon* : une technologie de SLM.
- *LIPS* : *Laser Induced Periodic Structure*, aussi appelé *ripples* : réorganisation périodique de la matière irradiée par un faisceau laser à impulsions courtes.
- *LUT* : *Look Up Table*, table de conversion.
- *PF* : Plateforme Femtoseconde de l'*UJM* ; plateforme de transfert de la technologie femtoseconde pour l'usinage ; partenariat entre l'UJM, la société Impulsion SAS, l'association *Pôle Optique Rhône-Alpes*, l'Ecole d'ingénieur *Telecom Saint-Etienne*.
- *PSF et PSF Engineering* : *Point Spread Function* ou réponse percussionnelle d'un système. Celle d'un système limité par la diffraction est la tache d'Airy. La *PSF Engineering* est une technique consistant à trouver des systèmes dont le lobe central de la réponse percusionnelle est plus petit que la limite de diffraction. Le faisceau de Bessel en est un exemple (voir graphique 1.9).
- *SA* : Algorithme *Simulated Annealing* ; voir **chapitre 4**.

- *SVD* : *Singular Value Decomposition* ou décomposition en valeurs propres. Technique mathématique de calcul matriciel qui permet, entre autre, de calculer une matrice pseudoinverse.
- *TN* : *Twisted Nematic* : l'une des organisations possible des cristaux liquides nématics et effet de modulation d'amplitude associé et expliqué au **chapitre 5**.
- *UJM* : Université Jean Monnet de Saint-Etienne (42), membre du PRES de Lyon.
- *WGS* : Algorithme de Gerchberg-Saxton pondéré ; voir **chapitre 4**.
- *ZAT* : Zone Affectée Thermiquement : zone modifiée par l'interaction laser/matiére du fait des transferts thermiques.

Références bibliographiques

[1] T. Maiman, "Stimulated optical emision in ruby," Nature **187**, 493–494 (1960).

[2] F. McClung and L. Hellwarth, "Giant optical pulsations from ruby," Journal of Applied Physics **33**, 828–829 (1962).

[3] L. Hargrove, R. Fork, and M. Pollack, "Locking of He-Ne laser modes induced by synchronous intracavity modulation," Applied Physics Letters **5**, 4–5 (1964).

[4] A. Yariv, "Internal modulation in multimode laser oscillators," Journal of Applied Physics **36**, 388–391 (1965).

[5] R. Fork, B. Greene, and C. Shank, "Generation of optical pulses shorter than 0.1 psec by colliding pulse mode-locking," Applied Physics Letters **38**, 671–672 (1981).

[6] D. Strickland and G. Mourou, "Compression of amplified chirped optical pulses," Optics Communications **56**, 219–221 (1985).

[7] R. Judson and H. Rabitz, "Teaching lasers to control molecules," Physical Review Letters **68**, 1500–1503 (1992).

[8] E. Goulielmakis, M. Schultze, M. Hofstetter, V. Yakovlev, J. Gagnon, M. Uberacker, A. Aquila, E. Gullikson, D. Attwood, R. Kienberger, F.Krausz, and U. Kleineberg, "Single-cycle nonlinear optics," Science **320**, 1614–1617 (2008).

[9] Y. Xiang, Y. Niu, Y. Qi, R. Li, and S. Gong, "Single zeptosecond pulse generation from muonic atoms with nonlinear chirped laser pulse," Journal of Modern Optic **57**, 385–389 (2010).

[10] N. Sanner, "Mise en forme programmable de faiceau laser femtoseconde pour le micro-usinage et la photoinscription de guides d'ondes," Ph.D. thesis, Université Jean Monnet de Saint-Etienne, France (2005).

[11] N. Sanner, N. Huot, E. Audouard, C. Larat, and J.-P. Huignard, "Direct ultrafast laser microstructuring of materials using programmable beam shaping," Optics and Lasers in Engineering **45**, 737–741 (2006).

[12] N. Sanner, N. Huot, E. Audouard, C. Larat, P. Laporte, and J.-P. Huignard, "100-khz diffraction-limited femtosecond laser micromachining," Applied Physics B **80**, 27–30 (2005).

[13] J.-P. Colombier, "Théorie et simulation de l'interaction des impulsions laser ultracourtes à flux modéré avec un solide métallique," Ph.D. thesis, Université Jean Monnet de Saint-Etienne, France (2005).

[14] S. Valette, "Effets thermiques dus à l'interaction laser/matière dans les métaux en régime femtoseconde," Ph.D. thesis, Université Jean Monnet de Saint-Etienne, France (2003).

[15] R. LeHarzic, N. Huot, E. Audouard, C. Jonin, P. Laporte, S. Valette, A. Fraczkiewicz, and R. Fortunier, "Comparison of heat-affected zones due to nanosecond and femtosecond laser pulses using transmission electronic microscopy," Applied Physics Letters **80**, 3886–3889 (2002).

[16] R. L. Harzic, "Etude des procédés laser femtoseconde pour le micro-usinage à effets thermiques limités," Ph.D. thesis, Université Jean Monnet de Saint-Etienne, France (2003).

[17] S. Nolte, C. Momma, H. Jacobs, A. Tunnerman, B. Chichkov, B. Wellegehausen, and H. Welling, "Ablation of metals by ultrashort laser pulses," Journal of Optical Society of America B **14**, 2716–2722 (1997).

[18] D. Bruneel, G. Matras, R. LeHarzic, N. Huot, K. Konik, and E. Audouard, "Micromachining of metals with ultra-short ti-sapphire lasers : Prediction and optimization of the processing time," Optics and Lasers in Engineering **48**, 268–271 (2010).

[19] B. Stuart, M. Feit, S. Herman, A. Rubenchik, B. Shore, and M. Perry, "Optical ablation by high-power short-pulse lasers," Journal of the Optical Society of America B **13**, 459–468 (1996).

[20] P. Bizi-Bandoki, S. Benayoun, S. Valette, B. Beaugiraud, and E. Audouard, "Modifications of roughness and wettability properties of metals induced by femtosecond laser treatement," Applied Surface Science **257**, 5213–5218 (2011).

[21] B. Dusser, "Nouveaux procédés combinés de lecture et d'écriture par laser à impulsions ultra-brèves. utilisation de nanostructurations de surface pour les techniques de traçabilité," Ph.D. thesis, Université Jean Monnet de Saint-Etienne, France (2010). Thèse confidentielle.

[22] B. Dusser, Z. Sagan, H. Soder, N. Faure, J.-P. Colombier, M. Jourlin, and E. Audouard, "Controlled nanostructures formation by ultrafast laser pulses for color marking," Optics Express **18**, 2913–2924 (2010).

[23] A. Ancona, F. Roser, K. Rademaker, J. Limpert, S. Nolte, and A. Tunnermann, "High speed laser drilling of metals using a high repetition rate, high average power ultrafast fiber cpa system," Optics Express **16**, 8958–8968 (2008).

[24] J. Goodman and R. Lawrence, "Digital image formation from electronically detected holograms," Applied Physics Letters **11**, 77–79 (1967).

[25] E. Cuche, F. Bevillacqua, and C. Depeursinge, "Digital holography for quantitative phase-contrast imaging," Optics Letters **24**, 291–293 (1999).

[26] E. Cuche, P. Marquet, and C. Depeursinge, "Simultaneous amplitude-contrast and quantitative phase-contrast microscopy by numerical reconstruction of fresnel off-axis holograms," Applied Optics **38**, 6994–7001 (1999).

[27] A. Ashkin, "Acceleration and trapping of particles by radiation pressure," Physical Review Letters **24**, 156–159 (1970).

[28] M. Sheetz, *Laser Tweezers in Cell Bilogy* (Academic Press, 1998).

[29] H. Warrick, R. Simmons, J. Finer, T. Uyeda, S. Chu, and J. Spudich, "In-vitro methods for measuring force and velocity of the actin-myosin interaction using purified proteins," Methods in Cell Biology **39**, 1–21 (1993).

[30] K. Sasaki, M. Koshioka, H. Misawa, N. Kitamura, and H. Masuhara, "Pattern formation and flow control of fine particles by laser-scanning micromanipulation," Optics Letters **16**, 1463–1465 (1991).

[31] J. Curtis, B. Koss, and D. Grier, "Dynamic holographic optical tweezers," Optics Communications **207**, 169–175 (2002).

[32] G. Sinclair, J. Leach, P. Jordan, G. Gibson, E. Yao, Z. Laczik, M. Padgett, and J. Courtial, "Interactive application in holograhic optical tweezers of a multi-plane gerchberg-saxton algorithm for three-dimensional light shaping," Optics Express **12**, 1665–1670 (2004).

[33] G. Whyte and J. Courtial, "Experimental demonstration of holographic three-dimensional light shaping using a gerchberg-saxton algorithm," New Journal of Physics **7** (2005).

[34] W. Hossack, E. Theofanidou, J. Crain, K. Heggarty, and M. Birch, "High-speed holographic optical tweezers using a ferroelectric liquid crystal microdisplay," Optics Express **11**, 2053–2059 (2003).

[35] X. Xun, X. Chang, and R. Cohn, "System for demonstrating arbitrary multi-spot beam steering from spatial light modulators," Optics Express **12**, 260–268 (2004).

[36] P. Rodrigo, "Novel optical micromanipulation systems using spatial light manipulators," Ph.D. thesis, University of Copenhagen (2005).

[37] J. Leach, K. Wulff, G. Sinclair, P. Jordan, J. Courtial, L. Thomson, G. Gibson, K. Karunwi, J. Cooper, Z. Laczik, and M. Padgett, "Interactive approach to optical tweezers control," Applied Optics **45**, 897–903 (2006).

[38] C. Sheppard, "Fundamentals of superresolution," Micron **38**, 165–169 (2007).

[39] R. Dorn, S. Quabis, and G. Leuchs, "Sharper focus for a radially polarized light beam," Physical review letters **91** (2003).

[40] C.-C. Sun and C.-K. Liu, "Ultrasmall focusing spot with a long depth of focus based on polarization and phase modulation," Optics letters **28**, 99–101 (2003).

[41] C. Sheppard and A. Choudhury, "Annular pupils, radial polarization, and superresolution," Applied Optics **43**, 4322–4327 (2004).

[42] K. Wulff, D. Cole, R. Clark, R. DiLeonardo, J. Leach, J. Cooper, G. Gibson, and M. Padgett, "Aberration correction in holographic optical tweezers," Optics Express **14**, 4170–4175 (2006).

[43] R. Bowman, G. Gibson, and M. Padgett, "Particle tracking stereomicroscopy in optical tweezers: control of shape," Optics Express **18**, 11785–11790 (2010).

[44] R. Bowman, A. Jesacher, G. Thalhammer, G. Gibson, M. Ritsch-Marte, and M. Padgett, "Position clamping in a holographic counterpropagating optical trap," Optics Express **19**, 9908–9914 (2011).

[45] D. Liu, Z. Kuang, S. Shang, W. Perrie, D. Karnakis, A. Kearsley, M. Knowles, S. Edwardson, G. Dearden, and K. Watkins, "Ultrafast parallel laser processing of materials for high throughput manufacturing," Proceedings of LAMP 2009 (2009).

[46] H. Takahashi, S. Hasegawa, and Y. Hayasaki, "Holographic femtosecond laser processing using optimal-rotation-angle method with compensation of spatial frequency response of liquid crystal spatial light modulator," Applied Optics **46**, 5917–5923 (2007).

[47] B. Cumming, A. Jesacher, M. Booth, T. Wilson, and M. Gu, "Adaptive aberration compensation for three-dimensional micro-fabrication of photonic crystals in lithium niobate," Optics Express **19**, 9419–9425 (2011).

[48] F. Courvoisier, P.-A. Lacourt, M. Jacquot, M. Bhuyan, L. Furfaro, and J. Dudley, "Surface nanoprocessing with nondiffracting femtosecond bessel beams," Optics Letters **34**, 3163–3165 (2009).

[49] F. Courvoisier, M. Bhuyan, M. Jacquot, P. Lacourt, L. Furfaro, M. Withford, and J. Dudley, "Femtosecond bessel filaments for high aspect-ratio and taper-free micromachining of dielectrics," CLEO 2010 (2010).

[50] M. Bhuyan, F. Courvoisier, P. Lacourt, M. Jacquot, R. Salut, L. Furfaro, and J. Dudley, "High aspect ratio nanochannel machining using single shot femtosecond bessel beams," Applied Physics Letters **97** (2010).

[51] M. Kraus, M. Ahmed, A. Michalowski, A. Voss, R.Weber, and T. Graf, "Microdrilling in steel using ultrashort pulsed laser beam with radial and azimuthal polarization," Optics Express **18**, 22305–22313 (2010).

[52] A. Tatah and A. Fukumoto, "3-dimensional micromachining with femtosecond laser pulses." (1998). N°US005786560A.

[53] X. Liu, M. Takeda, and H. Ogawa, "Method and apparatus using laser pulses to make an array of microcavity holes," (2002). N°US006433303B1.

[54] X. Liu, "Industrial application of ultrahigh precision short-pulse laser processing (invited paper)," Proceeding SPIE 5713 **372** (2005).

[55] J. Goodman, *Introduction to Fourier Optics* (McGraw-Hill,New York, 1996).

[56] A. Jesacher, C. Maurer, A. Schwaighofer, S. Bernet, and M. Ritsch-Marte, "Near-perfect hologram reconstruction with a spatial light modulator," Optics Express **16**, 2597–2603 (2008).

[57] A. Oppenheim and J. Lim, "The importance of phase in signals," Proceedings of the IEEE **69** (1981).

[58] A. Lohmann, D. Mendlovic, and G. Shabtay, "Significance of phase and amplitude in the fourier domain," Journal of the Optical Society of America A **14**, 2901–2904 (1997).

[59] F. Dickey and S. Holswade, *Laser beam shaping: theory and techniques* (M. Dekker, New York, 2000).

[60] G. Erdei, G. Szarvas, E. Lorincz, and P. Richter, "Optimization method for the design of beam shaping systems," Optical Engineering **41**, 575–583 (2002).

[61] K. Fuse, "Flattop beam generation and multibeam processing using aspheric and diffractive optics," Journal of Laser Micro/Nanoengineering **5**, 156–162 (2010).

[62] W. Welford, *Useful Optics* (University of Chicago press, 1991).

[63] R. Noll, "Zernike polynomials and atmospheric turbulence," Journal of Optical Society of America **66**, 207–211 (1976).

[64] J. Primot, "Theoretical description of shack-hartmann wave-front sensor," Optics Communication **22**, 81–92 (2003).

[65] J. Chanteloup, "Mutliple-wave lateral shearing interferometry for wave-front sensing," Applied Optics **44**, 1559–1571 (2005).

[66] F. Wyrowski, "Diffractive optical elements: iterative calculation of quantized, blazed phase structures," Journal of the Optical Society of America A **7**, 961–969 (1990).

[67] H. Duadi and Z. Zalevsky, "Optimized iterative quantization algorithm for phase-only beam shaping masks," Optics Communications **283**, 951–957 (2010).

[68] M. Montes-Usategui, E. Pleguezuelos, J. Andilla, and E. Martín-Badosa, "Fast generation of holographic optical tweezers by random mask encoding of fourier components," Optics Express **14**, 2101–2107 (2006).

[69] M. Seldowitz, J. Allebach, and D. Sweeney, "Synthesis of digital holograms by direct binary search," Applied Optics **26**, 2788–2798 (1987).

[70] J. Stack and M.R.Feldman, "Recursive mean-squared-error algorithm for iterative discrete on-axis encoded holograms," Applied Optics **31**, 4839–4846 (1992).

[71] S. Kirkpatrick, C. Gellatt, and M. Vecchi, "Optimization by simulated annealing," Science **220**, 671–680 (1983).

[72] N. Yoshikawa and T. Yatagai, "Phase optimization of a kinoform by simuated annealing," Applied Optics **33**, 863–868 (1994).

[73] J. Fienup, "Phase retrieval algorithms: a comparison," Applied Optics **21**, 2758–2769 (1982).

[74] E. Jonhson and M. Abushagur, "Microgenetic-algorithm optimization methods applied to dielectric gratings," Journal of Optical Society of America A **12**, 1152–1160 (1995).

[75] C. Mauclair, "Contrôle de la phase spatiale d'un faisceau laser femtoseconde au moyen d'un algorithme évolutionnaire : correction des aberrations optiques pendant la photoinscription de matériaux transparents et mise en forme du spot focal," Master's thesis, Université Jean Monnet de Saint-Etienne, France (2006).

[76] D. Goldberg, *Genetic algorithms in Search, Optimization and Machine Learning* (<1989).

[77] Z. Michalewics, *Genetic Algorithms + Data Structure = Evolution Program* (1992).

[78] R. Gerchberg and W. Saxton, "A practical algorithm for the determination of the phase from image and diffraction plane pictures," Optik **35**, 237–246 (1972).

[79] G.-Z. Yang, B.-Z. Dong, B.-Y. Gu, J.-Y. Zhuang, and O. Ersoy, "Gerchberg-saxton and Yang-Gu algorithms for phase retrieval in a nonunitary transform system: a comparison," Applied Optics **33**, 209–218 (1994).

[80] J. Fienup, "Iterative method applied to image reconstruction and to computer-generated holograms," Optical Enfineering **19**, 297–305 (1980).

[81] G. Zhou, Y. Chen, Z. Wang, and H. Song, "Genetic local search algorithm for optimization design of diffractive optical elements," Applied Optics **38**, 4281–4290 (1999).

[82] G. Z. X. Yuan, P. Dowd, Y.-L. Lam, and Y.-C. Chan, "Design of diffractive phase elements for beam shaping: hybrid approach," Journal of Optical Society of America A **18**, 791–800 (2001).

[83] H. Kim and B. Lee, "Optimal nonmonotonic convergence of the iterative fourier-transform algorithm," Optics Letters **30**, 296–298 (2005).

[84] D. Prongué, H. Herzig, R. Dandliker, and M. Gale, "Optimized kinoform structures for highly efficient fan-out elements," Applied Optics **31**, 5706–5711 (1992).

[85] R. D. Leonardo, F. Ianni, and G. Ruocco, "Computer generation of optimal holograms for optical trap arrays," Optics Express **15**, 1913–1922 (2007).

[86] O. Ripoll, V. Kettunen, and H. Herzig, "Review of iterative fourier-transform algorithms for beam shaping applications," Optical Engineering **43** (2004).

[87] N. Huot, N. Sanner, and E. Audouard, "Optimization of the focal volume in programmable spatial beam shaping," Joural of Optical Society of America B **24**, 2814–2820 (2007).

[88] R. Dorsch, A. Lohmann, and S. Sinzinger, "Fresnel ping-pong algorithm for two-plane computer-generated hologram display," Applied Optics **33**, 869–875 (1994).

[89] L. Allen and M. Oxley, "Phase retrieval from a series of images obtained by defocus variation," Optics Communication **199**, 65–75 (2001).

[90] S. Veetil, H. Schimmel, and F. Wyrowski, "Simulation of multibeam imaging in three-dimensional space and time with a difractive optical element illuminated with a femtosecond pulse," Journal of Optical Society of America B **24**, 2580–2583 (2007).

[91] U. Klug, M. Boyle, F. Friederich, R. Kling, and A. Ostendorf, "Laser beam shaping for micromaterial processing using a liquid crystal display," Proceedings SPIE **6882**, 688207.1–688207.8 (2008).

[92] A. Lizana, I. Moreno, A. Márquez, C. Iemmi, E. Fernández, J. Campos, and M. Yzuel, "Time fluctuations of the phase modulation in a liquid crystal on silicon display : characterization and effects in diffractive optics," Optics Express **16**, 16711–16722 (2008).

[93] A. Yariv and P. Yeh, *Optical Waves in Crystals* (Wiley, 2003).

[94] J. Coy, M. Zaldarriaga, D. Grosz, and O. Mártinez, "Characterization of a liquid crystal television as a programmable spatial light modulator," Optical Engineering **35**, 15–19 (1996).

[95] A. Márquez, J. Campos, M. Yzuel, I. Moreno, J. Davis, C. Iemmi, A. Moreno, and A. Robert, "Characterization of edge effects in twisted nematic liquid crystal displays," Optical Engineering **39**, 3301–3307 (2000).

[96] I. Moreno, A. Cutillas, M. Sánchez-López, P. Velásquez, and F. Mateos, "Full prediction of the broadband optical modulation performance of a twisted nematic liquid crystal," Optics Communications **281**, 5520–5526 (2009).

[97] T. Barnes, T.Eiju, K. Matsuda, and N. Ooyama, "Phase-only modulation using a twisted nematic liquid crystal television," Applied Optics **28**, 4845–4852 (1989).

[98] K. Lu and B. Saleh, "Theory and design of the liquid crystal tv as an optical spatial modulator," Optical Engineering **29**, 240–246 (1990).

[99] J. Pezzaniti and R. Chipman, "Phase-only modulation of a twisted nematic liquid-crystal tv by use of the eigenpolarization states," Optics Letters **18**, 1567–1569 (1993).

[100] C. Soutar and K. Lu, "Determination of the physical properties of an arbitrary twisted-nematic liquid crystal cell," Optical Engineering **33**, 2704–2712 (1994).

[101] J. Davis, I. Moreno, and P. Tsai, "Polarization eigenstates for twisted-nematic liquid-crystal displays," Applied Optics **37**, 937–945 (1998).

[102] I. Moreno, C. Fernández-Pousa, J. Davis, and D. Franich, "Polarization eigenvectors for reflective twisted nematic liquid crystal displays," Optical Engineering **40**, 2220–2226 (2001).

[103] J. Andilla, E. Martín-Badosa, and S. Vallmitjana, "Prediction of phase-mostly modulation for holographic optical tweezers," Optics Communications **281**, 3786–3791 (2008).

[104] V. Duran, P. Clemente, L. Martínez-León, V. Climent, and J. Lancis, "Poincaré-sphere representation of phase-mostly twisted nematic liquid crystal light modulators," Journal of Optics A: Pure Applied Optics **11** (2009).

[105] Z. Kuang, D. Liu, W. Perrie, S. Edwardson, M. Sharp, E. Fearon, G. Dearden, and K. Watkins, "Fast parallel diffractive multi-beam femtosecond laser surface micro-sturcturing," Applied Surface Science **255**, 6582–6588 (2009).

[106] D. Palima and V. Daria, "Holographic projection of arbitrary light pattern with a suppressed zero-order beam," Applied Optics **46**, 4197–4201 (2007).

[107] F. Wyrowski and O. Bryngdahl, "Speckle-free reconstruction in digital holography," Journal of Optical Society of America A **6**, 1171–1174 (1989).

[108] R. Brauer, F. Wyrowski, and O. Bryngdahl, "Diffusers in digital holography," Journal of Optical Society of America A **8**, 572–578 (1991).

[109] H. Aagedal, M. Schmid, T. Beth, S. Teiwes, and F. Wyrowski, "Theory of speckles in diffractive optics and its application to beam shaping," Journal of Modern Optics **43**, 1409–1421 (1996).

[110] R. Muller and A. Buffington, "Real-time correction of atmospherically degraded telescope images through image sharpening," Journal of the Optical Society of America **64**, 1200–1210 (1974).

[111] S. Hasegawa, Y. Hayasaki, and N. Nishida, "Holographic femtosecond laser procesing with multiplexed phase fresnel lenses," Optics Letters **31**, 1705–1707 (2006).

[112] Y. Hayasaki, T. Sugimoto, A. Takita, and N. Nishida, "Variable holographic femtosecond laser processing by use of a spatial light modulator," Applied Physics Letters **87** (2005).

[113] Z. Kuang, W. Perrie, J. Leach, M. Sharp, S. Edwardson, M. Padgett, G. Dearden, and K. Watkins, "High troughput diffractive multi-beam femtosecond laser processing using a spatial light modulator," Applied Surface Science **255**, 2284–2289 (2008).

[114] C. Nassour, "Etude des applications des micro-afficheurs pour le photo-traçage massivement parallèle des structures submicroniques," Ph.D. thesis, Telecom Bretagne, France (2011). Soutenance prévue en novembre 2011.

[115] C. Mauclair, G. Cheng, N. Huot, E. Audouard, A. Rosenfeld, I. Hertel, and R. Stoian, "Dynamic ultrafast laser spatial tailoring for parallel micromachining of photonic devices in transparent materials," Optics Express **17**, 3531–3542 (2009).

[116] M. Pospiech, M. Emons, B. Vackenstedt, G. Palmer, and U. Morgner, "Single-sweep laser writing of 3d-waveguides devices," Optics express **18**, 6994–7001 (2010).

[117] M. Sakakura, T. Sawano, Y. Shimotsuma, K. Miura, and K. Hirao, "Fabrication of three-dimensional 1x4 splitter waveguides inside a glass substrate with spatially phase modulated laser beam," Optics Express **18**, 12136–12143 (2010).