HAL
open science

Moyen de métrologie pour la conception et l'évaluation de chaines lasers hyper intenses utilisant la recombinaison cohérente de lasers élémentaires

Maxime Deprez

To cite this version:

Maxime Deprez. Moyen de métrologie pour la conception et l'évaluation de chaines lasers hyper intenses utilisant la recombinaison cohérente de lasers élémentaires. Optique [physics.optics]. Université Paris Saclay (COmUE), 2018. Français. NNT : 2018SACLS241 . tel-01943710

HAL Id: tel-01943710

https://theses.hal.science/tel-01943710v1

Submitted on 4 Dec 2018

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.

NNT : 2018SACLS241

Moyen de métrologie pour la conception et l'évaluation de chaines lasers hyper intenses utilisant la recombinaison cohérente de lasers élémentaires

Thèse de doctorat de l'université de Paris-Saclay
Préparée à l'Université Paris-Sud

École doctorale n°572 : ondes et matières (EDOM)
Spécialité de doctorat : Optique et photonique

Thèse présentée et soutenue à Palaiseau, le 6 septembre 2018, par

Maxime Deprez

Composition du Jury

Frédéric Druon Directeur de recherche, IOGS	Président
Agnès Desfarges-Berthelemot Professeur, XLIM	Rapporteur
Pascal Picart Professeur, Le Mans Université	Rapporteur
Jean-Christophe Chanteloup Chargé de recherche, CNRS	Examinateur
Jérôme Primot Directeur de recherche, Onera	Directeur de thèse
Cindy Bellanger Ingénieur de recherche, Onera	Invité
Benoit Wattellier Directeur technique, Phasics	Invité

Thèse de doctorat

Remerciements

Ce manuscrit de thèse vient résumer trois années d'aventure à l'Onera et Phasics, dans l'étude de surfaces d'onde morcelées où j'ai pu apprendre énormément de choses. Je remercie les chefs successifs de l'unité CIO à l'Onera, Riad Haïdar puis Julien Jaëck, de m'avoir intégré dans leur équipe ; et du côté Phasics, Marie-Begoña et Benoit Wattellier, de m'avoir accepté en tant que doctorant en thèse CIFRE dans leur entreprise.

Cette aventure a débuté avec Jérôme Primot qui m'a proposé un sujet de stage sur l'énigmatique Chaussée des géants, qui s'est poursuivi en thèse. Je te remercie pour toutes les choses que tu as pu m'apprendre, autant sur le plan scientifique que sur le plan humain, toujours agrémentées de croustillantes anecdotes (tu pourrais presque en rédiger un livre !). Je te remercie également pour la confiance dont tu as pu me faire part en me considérant en tant que tel ☺, ainsi que ta disponibilité au quotidien.

Je remercie également mes encadrants du quotidien, Cindy Bellanger et Benoit Wattellier.

Cindy, un très grand merci pour toutes les (re)lectures de mes présentations, rapports et manuscrit, toujours avec le sourire ! Mais aussi un grand merci pour toute l'aide que tu as pu m'apporter pour la compréhension de cette fameuse technique PISTIL, et tout ce qui s'en rapporte. J'ai été ton premier cobaye en tant qu'encadrante de stage puis de thèse, et je souhaite sincèrement que tu puisses poursuivre cet encadrement d'excellente qualité pour tes futurs stagiaires et/ou doctorants.

Benoit, je te remercie pour tous ces précieux conseils et explications que tu as pu m'apporter durant toute la thèse (même s'il a fallu faire de la répétabilité certaines fois pour que ça rentre), j'ai toujours eu cette impression que tu aurais pu faire ma thèse en moins de trois mois si tu en avais eu le temps ! Ça m'a fait plaisir d'être encadré par un ch'ti (on est tous les deux des Hauts-de-France maintenant ☺), je te souhaite bon courage pour l'encadrement de l'équipe R&D de Phasics qui a bien grandi depuis le début de ma thèse.

Je tiens à remercier Laurent et William, qui ont suivi cette thèse d'un peu plus loin (pas très loin non plus). William, tu m'as fait découvrir le monde de la métrologie : justesse, répétabilité et reproductibilité sont des mots qui me resteront gravés durant toute ma future carrière. Ton bureau a toujours été ouvert à mes nombreuses questions (même quand je t'ai demandé ce que pouvait représenter l'écart-type de moyennes d'écarts-types ☺), et tu as pu me prodiguer de très bons conseils pour l'amélioration de mes présentations (je ne mettrai plus 40 idées dans une planche, promis !). Laurent, de ton côté, tu m'as fait découvrir le monde des lasers. Tu as pu me poser de nombreuses questions très pertinentes lors de mes présentations, qui m'ont forcé à remettre en question l'interprétation de mes résultats et m'a permis d'arriver là où j'en suis aujourd'hui.

Je remercie ensuite toute l'équipe Phasics dans laquelle je me suis très vite senti chez moi. Un merci particulier à la troupe R&D avec qui j'ai partagé mon bureau durant ces trois années. Avec d'un côté l'équipe métrologie : Ivan, le roi de l'optique adaptative, Jonathan et un dernier arrivé, Tchoum, bon courage au sein de cette équipe. De l'autre côté, l'équipe microscopie : Shérazade et

ses cellules, Antoine (peace & tilt !), et enfin Anaïs (Miss LabView) qui a toujours eu deux minutes pour me montrer un nouveau truc sur LabView, je te souhaite bon courage avec ton SID4HD ! Merci également à la prod' : Félicien (merci pour ce joli porte-clés), Damien pour ton aide au labo, Baptiste et nos discussions sur Marvel, Guillaume, Adrien et Yves. Et merci à l'équipe informatique, sans qui tout ce beau monde serait encore à l'âge de pierre : Djamel, Manuel (p'tete ben qu'oui, p'tete ben qu'non), François-Xavier, Antoine, Fabrice et Sofian. Enfin, merci à Yu et Nolan de l'équipe commerciale, un grand merci à Sandrine, la maman de Phasics ☺ et Kévin, et enfin merci à Marie-Begoña, directrice de Phasics, je te souhaite de continuer encore longtemps l'épopée Phasics avec tout ce beau monde !

Merci également à l'équipe du CIO de l'Onera, que j'ai pu côtoyer durant mon stage de fin d'étude et ma thèse. Merci également à toute la tribu des doctorants de l'Onera, en particulier à Frédéric et Jean, arrivés à peu près en même temps que moi. Fred, bon courage pour ta soutenance, tu vas bientôt en voir le bout aussi. Jean, tu as été un co-bureau d'une bonne humeur à toute épreuve, merci pour la « tristitude », les « j'avoue », les « la » (je suis sûr que tu comprendras ☺), et bon courage pour la fin de ton manuscrit, tu es presque au bout ! Merci à mon second co-bureau Edouard, d'avoir pu supporter deux thésards en cours de rédaction, ça n'a pas dû être facile ! Enfin, merci à Maxence qui a complété ce groupe lors de nos discussions à la machine à café sur tout et n'importe quoi.

Mes derniers remerciements se dirigeront vers ma famille : mes parents, qui n'auraient jamais cru avoir un jour un docteur (en physique) dans la famille, je suis heureux de vous avoir rendu fier ; et mon frère, qui a toujours été là pour moi à toutes les étapes de ma vie.

Enfin, je terminerai par la personne la plus importante à mes yeux, ma fiancée et bientôt mon épouse, de m'avoir supporté durant cette thèse, ainsi que pour tout l'amour qu'elle m'apporte au quotidien.

Table des matières

Table des matières 5

Table des notations 8

Chapitre 1 La combinaison cohérente de faisceaux laser et les surfaces morcelées 13

1.1 Une nouvelle architecture pour les lasers de puissance 13

1.1.1 La montée en puissance moyenne des sources laser 13

1.1.2 Principe de la combinaison cohérente 15

1.1.3 Les principaux systèmes de combinaison cohérente dans le monde 17

1.1.4 Besoin de moyens métrologiques pour caractériser ces systèmes 23

1.2 Enjeux : moyen de mesure des surfaces d'onde morcelées 26

1.2.1 Principaux besoins pour la conception et la caractérisation des systèmes de recombinaison cohérente 26

1.2.2 Les principaux analyseurs de surfaces d'ondes morcelées 28

1.3 Développement de l'analyseur PISTIL 35

Chapitre 2 Une nouvelle technique d'interférométrie : PISTIL 39

2.1 Principe général de la technique PISTIL 39

2.2 La surface d'onde segmentée à analyser 40

2.3 Lacunarisation de la surface d'onde 41

2.4 Genèse des interférences deux-ondes 42

2.4.1 Description du réseau de diffraction 43

2.4.2 Formation d'un système de franges d'interférences 44

2.5 Enregistrement des pistilogrammes et optimisation 49

2.5.1 Distance optimale de la caméra par rapport au réseau de diffraction 50

2.5.2 Choix du pas pixel et de la taille de la matrice de pixel 51

2.5.3 Diamètre optimal des trous du masque 52

2.5.4 Synthèse du mode de dimensionnement de l'interféromètre 54

2.6 Les différentes propriétés du pistilogramme 56

2.6.1 Décorrélation entre les paramètres de piston, tip et tilt relatifs 56

2.6.2 Dynamiques accessibles pour la mesure de piston, tip et tilt relatif 59

2.6.3 L'interféromètre chromatique achromatique 65

2.7 Conclusion 66

Chapitre 3 Estimation d'une surface d'onde morcelée à partir d'un pistilogramme 71

3.1 Analyse du pistilogramme par transformée de Fourier 72

3.1.1 Transformée de Fourier du pistilogramme 72
3.1.2 Filtrage des trois harmoniques utiles dans l'espace de Fourier 75
3.2 Mesure du piston, tip et tilt relatif contenu dans un pétale de phase 78
3.3 Calibration interne de l'interféromètre PISTIL 82
3.4 Méthode d'intégration des différences de phase 84
3.4.1 Résolution d'un système d'équations linéaires 84
3.4.2 Incertitude sur les valeurs reconstruites 87
3.4.3 Évaluation de l'erreur 91
3.5 Conclusion 92
Chapitre 4 Mise au point et tests de l'interféromètre sur divers étalons 95
4.1 Expérience sur un SLM 95
4.1.1 Création d'une surface d'onde segmentée et d'un masque de trous avec un SLM . 95
4.1.2 Principe du codage de la surface d'onde sur le SLM 97
4.1.3 Mesures de quelques sous-pupilles avec la technique PISTIL 101
4.1.4 Résultats des différentes mesures sur un pétale 106
4.1.5 Pistilogrammes avec 3×3 sous-pupilles 117
4.1.6 Conclusion sur les expériences faites avec le SLM. 120
4.2 Expérience sur un miroir segmenté 121
4.2.1 Objet de l'expérience : le miroir segmenté 121
4.2.2 Dimensionnement du banc PISTIL 127
4.2.3 Mise au point du banc PISTIL 139
4.2.4 Caractérisation de l'interféromètre 145
4.2.5 Caractérisation du miroir segmenté par l'interféromètre PISTIL 157
4.2.6 Synthèse des résultats obtenus sur le miroir segmenté 162
Chapitre 5 Application de l'interféromètre PISTIL sur un système laser 163
5.1 Le démonstrateur XCAN 164
5.2 Prototype de l'interféromètre PISTIL mis en place 168
5.2.1 Dimensionnement de l'interféromètre 168
5.2.2 Caractérisation préalable 170
5.3 Utilisation de l'interféromètre PISTIL sur le montage XCAN 172
5.3.1 Les objectifs attendus des mesures sur le montage XCAN 175
5.3.2 Description et discussion du pistilogramme obtenu 175
5.3.3 Mise en accord des deux systèmes de mesures 177
5.3.4 Mesures sur le système avec sept fibres laser 181

5.4 Conclusion 189

Conclusion générale 191

Annexe A : Caractérisation d'une surface segmentée générée à partir d'un SLM en phase pure 194

Annexe B : Caractérisation du miroir segmenté 201

Publication associées à ce travail 209

Bibliographie 210

Table des notations

Glossaire de la technique PISTIL

Surface d'onde morcelée	Surface d'onde composée de plusieurs éléments distincts et indépendants (Figure 0-1)
Surface d'onde lacunaire	Surface d'onde morcelée où il existe des zones sans intensités entre les éléments (Figure 0-1 à gauche)
Surface d'onde segmentée	Surface d'onde morcelée où les éléments sont juxtaposés les uns par rapport aux autres, pas de zone sans intensité (Figure 0-1 à droite)
Elément	Segment de surface d'onde (Figure 0-1)

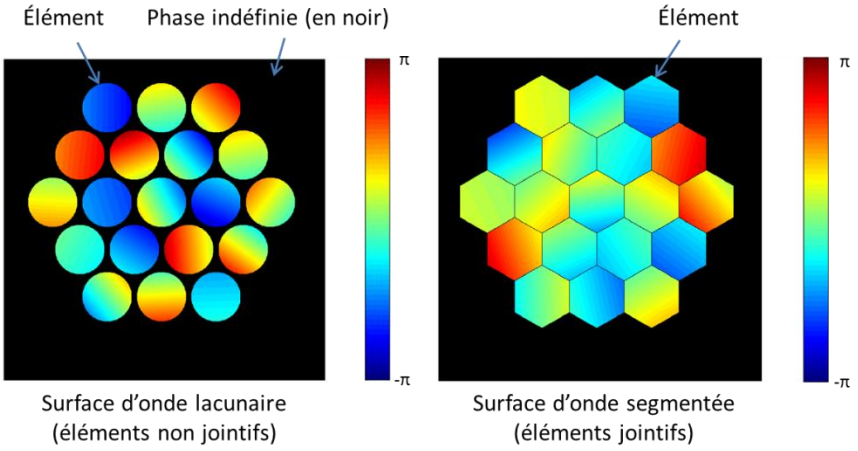


Figure 0-1 : Exemple de surfaces d'onde morcelées composées de 19 éléments. À gauche, une surface d'onde lacunaire (éléments non joints séparés par des zones de phase indéfinies), et à droite, une surface d'onde segmentée (éléments jointifs).

Surface d'onde lacunarisée	Surface d'onde morcelée, à laquelle un masque de trous en intensité est appliqué
Sous-pupille	Segment de surface d'onde provenant d'un des trous du masque
Pétale	Zone d'interférences deux-ondes d'un pistilogramme, résultant de la superposition des répliques de deux sous-pupilles voisines
Pétale de phase	Phase d'un pétale d'un pistilogramme
Réplique	Copie d'une sous-pupille ayant subie un décalage latéral après passage à travers un réseau de diffraction
Pistilogramme	Interférogramme obtenu par la technique PISTIL
Masque de trous	Masque d'intensité composé d'un ensemble de trous espacés périodiquement les uns des autres
Réseau de diffraction	Réseau bidimensionnel, composé de points espacés périodiquement les uns des autres, qui sert à générer les répliques du front d'onde.
Réseau de Bravais	Réseau réciproque du réseau de diffraction obtenu par une transformée de Fourier
Piston absolu	Piston d'une sous-pupille mesuré par rapport à une référence connue (par exemple la référence du laboratoire), exprimé en longueur d'onde (Figure

	0-2.b)
Piston relatif	Différence de piston absolu entre deux sous-pupilles voisines, exprimée en longueur d'onde (Figure 0-2.b)
Piston reconstruit	Piston d'une sous-pupille obtenu avec l'interféromètre PISTIL après reconstruction, exprimé en longueur d'onde. C'est l'estimation du piston absolu.
Tip absolu	Inclinaison suivant l'axe des x d'une sous-pupille mesurée par rapport à une référence connue (par exemple la référence du laboratoire), exprimée en mrad (Figure 0-2.c)
Tip relatif	Inclinaison relative suivant l'axe des x entre deux sous-pupilles voisines, exprimé en mrad (Figure 0-2.c)
Tip reconstruit	Inclinaison suivant l'axe des x d'une sous-pupille obtenue avec l'interféromètre PISTIL après reconstruction, exprimé en mrad. C'est l'estimation du tip absolu
Tilt absolu	Inclinaison suivant l'axe des y d'une sous-pupille mesurée par rapport à une référence connue (par exemple la référence du laboratoire), exprimée en mrad (Figure 0-2.d)
Tilt relatif	Inclinaison relative suivant l'axe des y entre deux sous-pupilles voisines, exprimée en mrad (Figure 0-2.d)
Tilt reconstruit	Inclinaison suivant l'axe des y d'une sous-pupille obtenue avec l'interféromètre PISTIL après reconstruction, exprimée en mrad. C'est l'estimation du tilt absolu.

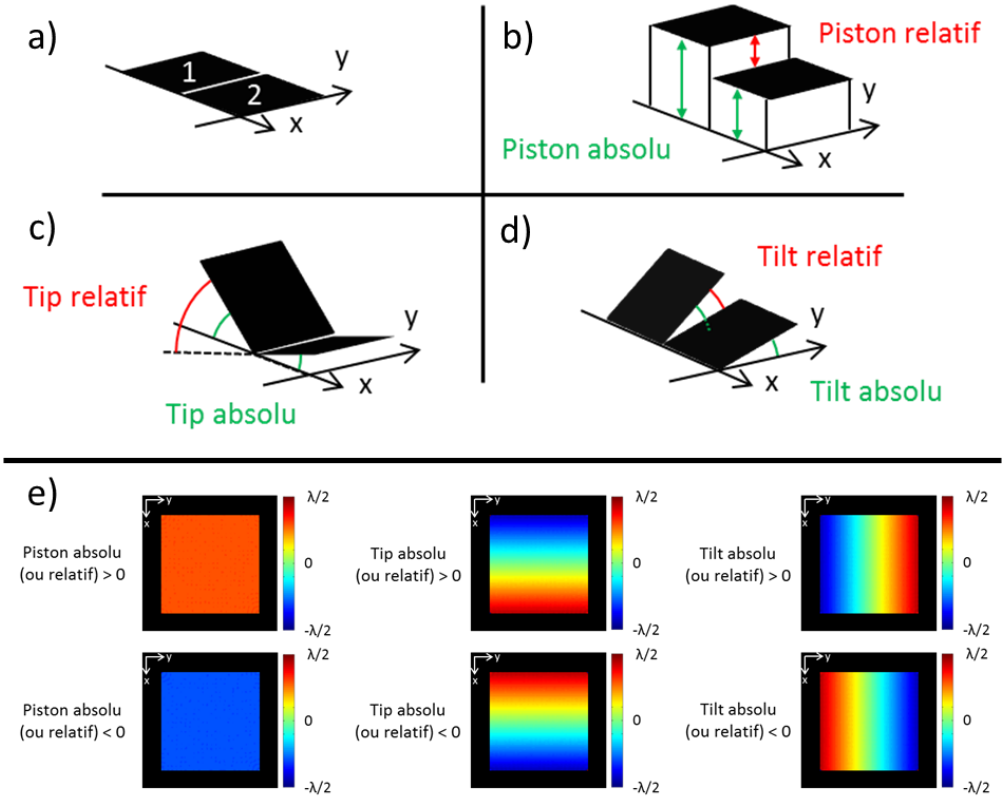


Figure 0-2 : Explication des différents termes de piston, tip et tilt relatif et absolu respectivement en b), c) et d), ainsi que la convention de signe associée en e).

Justesse	La justesse de mesure est l'étroitesse de l'accord entre la moyenne d'un nombre infini de valeurs mesurées répétées et une valeur de référence
Résolution	La résolution est la dispersion des valeurs mesurées à des intervalles de temps très court
Répétabilité	La répétabilité est la dispersion des valeurs obtenues en réalisant des mesures répétées et indépendantes dans un ensemble de conditions qui comprennent la même procédure de mesure, les mêmes opérateurs, le même système de mesure, les mêmes conditions de fonctionnement et le même lieu pendant une courte période de temps

Opérateurs

Tf [A]	Transformée de Fourier de A
Tf^{-1} [A]	Transformée de Fourier inverse de A
A*	Conjugué de A
$\langle x \| y \rangle$	Produit scalaire entre la fonction x et la fonction y
$\|\|x\|\|$	Norme de la fonction x
$\overline{AB}$	Distance entre le point A et le point B
$\hat{A}$	Estimateur du paramètre A

Systèmes de coordonnées

Oxyz	Repère du laboratoire
Oz	Axe de propagation
(x,y)	Position du point courant dans la base orthonormée Oxy
Ov_xv_y	Repère dans l'espace de Fourier
(v_x, v_y)	Position du point courant dans l'espace de Fourier

Fonctions et distributions

Disque(X_i,Y_i) Fonction tel que :

$$disque = \begin{cases} 1 \; si \; \sqrt{(x - X_i)^2 + (y - Y_i)^2} < R_{trou} \\ 0 \; sinon \end{cases}$$

std(x) Ecart-type du vecteur x :

$$std(x) = \sqrt{\frac{1}{N-1} \sum_{i=1}^{N} (x_i - \bar{x})^2}$$

Var(x)	Variance du vecteur x (carré de l'écart-type)
ln(x)	Logarithme népérien de la valeur x
$B_n(z)$	Fonction de Bessel de première espèce
$\varepsilon(x)$	Fonction erreur du vecteur x
$RMSE(\hat{P})$	Fonction erreur-type : $RMSE(\hat{P}) = std(\hat{P} - P)$

Principales notations

J	Imaginaire pur
λ	Longueur d'onde

λ_v	Longueur d'onde virtuelle formée par la soustraction de l'inverse de deux longueurs d'onde
p_g	Période du réseau de Bravais d'un réseau de diffraction
$W_i(x,y,z)$	Surface d'onde de la sous-pupille i
$W_{ele_i}(x,y,z)$	Surface d'onde de l'élément i de la surface d'onde morcelée
$\overrightarrow{s_i}$	Décalage latéral d'une réplique de la sous-pupille i
M_{i_X}	Position suivant l'axe des x du centre d'une réplique de la sous-pupille i
M_{i_Y}	Position suivant l'axe des y du centre d'une réplique de la sous-pupille i
$\overrightarrow{k_i}$	Vecteur d'onde d'une réplique de la sous-pupille i
$\vec{K}$	Fréquence du pétale
K_0	Fréquence fondamentale du pétale
$I_{ij}^{\lambda}(x,y,z)$	Intensité du pétale résultant de l'interférence des sous-pupilles i et j à la longueur d'onde λ
$\varphi_{ij}^{\lambda}(x,y,z)$	Phase du pétale de phase résultant de l'interférence des sous-pupilles i et j à la longueur d'onde λ
$U_i^{\lambda}(x,y,z)$	Champ complexe de la sous-pupille i à la longueur d'onde λ
$o(x^2,y^2,xy)$	Front d'onde résiduel d'une surface d'onde après avoir soustrait son piston, son tip et son tilt
$z_{optimal}$	Distance optimale entre le réseau de diffraction et la caméra permettant un parfait recouvrement des répliques
$C_{ij} = (X_{ij},Y_{ij},0)$	Position moyenne entre les centres des sous-pupilles i et j dans le plan z = 0
t_{X_i}	Tip absolu (suivant l'axe des x) de la sous-pupille i
$\widehat{t_{X_i}}$	Tip reconstruit (suivant l'axe des x) de la sous-pupille i
t_{Y_i}	Tilt absolu (suivant l'axe des y) de la sous-pupille i
$\widehat{t_{Y_i}}$	Tilt reconstruit (suivant l'axe des y) de la sous-pupille i
A_i	Piston absolu de la sous-pupille i
$\widehat{A_i}$	Piston reconstruit de la sous-pupille i
$dt_{X_{ij}}\ ou\ dt_{X_\beta}$	Tip relatif suivant l'axe des x entre les sous-pupilles i et j, ou tip relatif du pétale numéro β
$\widehat{dt_{X_{ij}}}\ ou\ \widehat{dt_{X_\beta}}$	Tip relatif estimé suivant l'axe des x entre les sous-pupilles i et j, ou tip relatif estimé du pétale numéro β
$dt_{Y_{ij}}\ ou\ dt_{Y_\beta}$	Tilt relatif suivant l'axe des y entre les sous-pupilles i et j, ou tilt relatif du pétale numéro β
$\widehat{dt_{Y_{ij}}}\ ou\ \widehat{dt_{Y_\beta}}$	Tilt relatif estimé suivant l'axe des y entre les sous-pupilles i et j, ou tilt relatif estimé du pétale numéro β
$dP_{ij}\ ou\ dP_\beta$	Piston relatif entre les sous-pupilles i et j, ou piston relatif du pétale numéro β
$\widehat{dP_{ij}}\ ou\ \widehat{dP_\beta}$	Piston relatif estimé entre les sous-pupilles i et j, ou piston relatif estimé du pétale numéro β
R_{trou}	Diamètre d'un trou du masque de trous
Pas_{pixel}	Pas pixel de la caméra de l'interféromètre PISTIL
D	Matrice d'intégration
D_B	Matrice d'intégration totale comprenant tous les paramètres de piston, tips et tilts
G	Grandissement
α	Angle d'inclinaison des répliques après passage à travers un réseau de diffraction
θ	Angle d'orientation d'un ordre de diffraction dans le plan (Oxy)

p_{err}	Terme de propagation de l'erreur de mesure des valeurs relatives sur les mesures reconstruites
f_{piston}	Fonction normalisée sur la taille d'un pétale de phase en piston
f_{tip}	Fonction normalisée sur la taille d'un pétale de phase en tip
f_{tilt}	Fonction normalisée sur la taille d'un pétale de phase en tilt
M	Nombre de pixels par frange
N	Nombre de franges par pétale

Acronymes

BELLA	BErkeley Lab Laser Accelerator
CAN	Coherent Amplifying Network
CERN	Conseil Européen pour la Recherché Nucléaire
CCD	Charged Coupled Device
CIFRE	Convention Industrielle de Formation par la REcherche
CPA	Chirped Pulse Amplification
DOE	Diffractive Optical Element
DSP	Densité Spectrale de Puissance
E-ELT	European Extremely Large Telescope
GL	Gray Level
ICAN	International Coherent amplifying Network
IDQL	Interférométrie à Décalage Quadri-Latéral
ITER	International Thermonuclear Experimental Reactor
LABEX PALM	LABoratoire d'EXcellence, Physique : Atomes Lumière Matière
LBNL	Lawrence Berkeley National Laboratory
LHC	Large Hadron Collider
LPA	Laser Plasma Acceleration
LULI	Laboratoire d'Utilisation des Lasers Intenses
MHM	Masque de Hartmann Modifié
MIT	Massachusetts Institute of Technology
MOPA	Master Oscillator Power Amplifier
PIB	Power in the Bucket
PISTIL	PIStON and TILt
PtV	Pic to Valley
RMS	Root Mean Square
RMSE	Root Mean Square Error
SID4	Analyseur de front d'onde de la société Phasics
SLM	Spatial Light Modulator
SPGD	Stochastic Parallel Gradient Descent

Chapitre 1 La combinaison cohérente de faisceaux laser et les surfaces morcelées

Les lasers et les surfaces morcelées sont a priori deux domaines qui ont peu de choses en commun. Néanmoins, le besoin de lasers toujours de plus en plus intenses a abouti sur une nouvelle architecture dont le principe est de juxtaposer un grand nombre de faisceaux lasers puis de combiner leurs puissances en champ lointain. Ce principe se heurte aux propriétés des lasers, il faut en effet veiller à ce que la combinaison des faisceaux soit cohérente, spatialement et temporellement afin de faire interférer constructivement l'ensemble des contributeurs. La mesure des propriétés de la phase des lasers est alors indispensable pour réaliser la combinaison cohérente. La surface d'onde à analyser devient donc une surface morcelée : il s'agit d'une juxtaposition de lasers complètement indépendants entre eux dont la phase doit être mesurée collectivement, puis corrigée pour ainsi faire de la combinaison cohérente.

Dans ce chapitre, nous aborderons l'état de l'art des systèmes laser utilisant la combinaison cohérente et les principaux enjeux relevés, puis nous discuterons ensuite des quelques moyens de mesure existants pour la mesure de ces systèmes.

1.1 Une nouvelle architecture pour les lasers de puissance

Lorsque nous parlons de puissance dans le cas des lasers impulsionnels, il faut distinguer la puissance moyenne de la puissance crête. La puissance crête est l'énergie contenue dans une impulsion divisée par la durée de l'impulsion, tandis que la puissance moyenne tient compte de l'intervalle de temps entre deux impulsions. Un des principaux enjeux des nouveaux systèmes laser est notamment d'augmenter leur puissance moyenne. Cette section va présenter un concept utilisé pour l'augmentation de la puissance moyenne, les avantages et difficultés qui lui sont associés et les principales équipes ayant mis en place ce type de système dans le monde.

1.1.1 La montée en puissance moyenne des sources laser

La course aux lasers intenses est devenue un enjeu prépondérant pour de nombreuses applications futures telles que l'étude de la physique relativiste ou la fusion nucléaire (projet ITER). Après l'invention du Chirped Pulse Amplification (CPA) par G. Mourou (Strickland, 1985), la montée en puissance des lasers s'est traduite par des lasers de plus en plus volumineux, comme par exemple le laser femtoseconde BELLA installé au LBNL (Lawrence Berkeley National Laboratory) en Californie, fabriqué par Thales et capable d'atteindre une puissance crête de 1 PW (Preuss, 2012). Les coûts et difficultés technologiques liés à la conception de tels lasers en font néanmoins des produits relativement rares et peu accessibles. De plus, les fortes puissances crêtes atteintes contribuent à un échauffement des barreaux importants et introduisent des effets non-linéaires, ce qui limite ces lasers à quelques tirs par seconde. La puissance moyenne est alors seulement de 40 W, l'équivalent d'une ampoule électrique classique.

Une nouvelle vision audacieuse pour fabriquer des lasers plus puissants consiste non plus à augmenter la taille des lasers, mais au contraire à utiliser une coopération de nombreuses sources lasers élémentaires qui seraient synchronisées entre elles pour former un laser à haute puissance moyenne (Mourou, 2006). L'avantage de cette architecture est qu'il suffit de modifier le nombre de fibres laser suivant le niveau d'énergie ou de puissance requis par les différentes applications. Ainsi la difficulté se trouve reportée sur la réalisation de la combinaison. Une des sources envisagées est la fibre laser. Celle-ci présente l'avantage de disposer d'un haut rendement à la prise (électricité effectivement transformée en énergie utile) jusqu'à quelques dizaines de pourcents, quand le rendement d'un laser classique est largement inférieur au pourcent. Un deuxième avantage est d'être fiable et robuste. En effet, les lasers fibrés sont déjà couramment utilisés dans les télécommunications, ont un faible coût unitaire qui diminue d'autant le coût de fabrication du futur laser, et sont également très compactes. Un troisième avantage est le taux de répétition pouvant atteindre plusieurs dizaines de kHz dû à la faible puissance crête injectée dans chaque fibre. Néanmoins, c'est lorsque la nécessité d'obtenir des impulsions ultracourtes, typiquement femtoseconde, que le principal défaut se manifeste. A cette durée d'impulsion, des effets non-linéaires se forment, l'énergie en sortie de fibres est alors limitée à quelques millijoules.

Un résumé des principales caractéristiques actuelles des lasers classiques et des lasers à fibres est décrit dans le tableau ci-dessous.

	Laser type BELLA (Ti-Sa)	Laser à fibres (dopé Ytterbium)
Énergie	40 J	3 mJ
Taux de répétition	1 Hz	300 kHz
Puissance moyenne	40 W	1 kW
Rendement à la prise	0,03%	25%

Tableau 1-1 : Principales caractéristiques de deux sources lasers, solide et fibre (Leemans, 2010) (Leemans, et al., 2011).

Cette thèse s'inscrit dans le cadre général du consortium ICAN (International Coherent Amplifying Network), mené par Gérard Mourou et lancé en 2012 (Anthony, 2012). Réunissant de grands laboratoires européens comme l'Ecole Polytechnique et l'Onera en France, le Fraunhofer Institute en Allemagne, l'université de Southampton en Angleterre et le CERN, ICAN permet de mettre en commun des experts sur des domaines tels que les fibres laser impulsionnelles à hautes puissances moyennes et crêtes, la combinaison cohérente et la mesure de phase. Ce projet en collaboration avec des industriels permettra ainsi de démontrer la faisabilité de ce genre de concept.

L'objectif à terme est d'atteindre des énergies concurrençant, voire dépassant les énergies des particules accélérées actuellement atteintes au LHC, l'accélérateur de particules du CERN basé en Suisse. Le principe, appelé *Laser-Plasma Acceleration* (LPA), consiste à créer une accélération de sillage dans un plasma d'électron. La vitesse de phase des électrons devient alors relativiste, proche de la vitesse de la lumière. Ce plasma d'électron possède alors également une vitesse de phase relativiste et peut supporter un champ électrique intense dans la direction de propagation du laser. Un canal permet de confiner le plasma et les électrons sont alors accélérés dans une direction donnée (Figure 1-3).

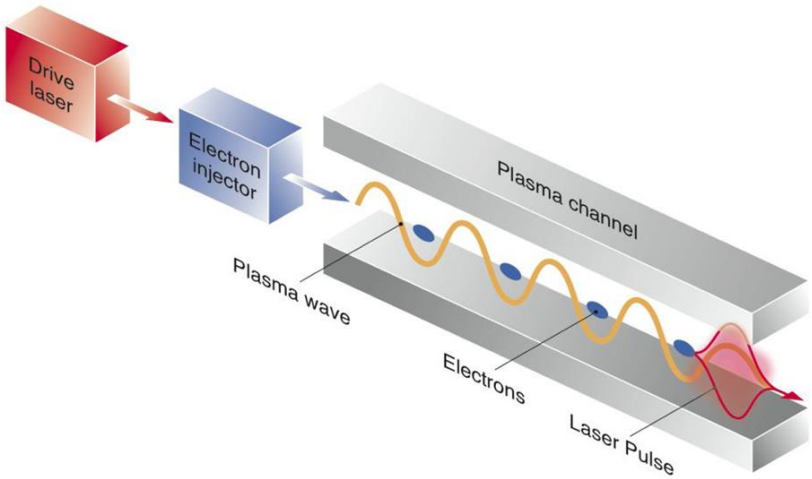


Figure 1-3 : Principe de l'accélération de sillage d'un plasma d'électron (Leemans, et al., 2011).

Il devient alors possible par exemple de réaliser la collision entre des électrons et des positrons pour observer des évènements demandant de hautes énergies.

Ainsi, plusieurs applications sociétales sont envisagées, la plus emblématique d'entre elles est la transmutation des déchets nucléaires par bombardement de neutrons, réduisant leur durée de vie à des échelles de temps humaines (Mourou, 2013). Une application tout autre serait le nettoyage de l'orbite basse de l'atmosphère à environ 600 km d'altitude. En effet, celle-ci est encombrée de plusieurs milliers d'objets d'une taille de quelques centimètres qui représentent un réel danger pour les satellites ou les missions en cours, comme la Station Spatiale Internationale. Le laser envisagé, étant simple, serait peu encombrant avec un haut rendement énergétique. Il pourrait alors être embarqué à bord d'un satellite, une impulsion brève de ce laser sur un débris permettrait de déloger ce dernier de son orbite et d'entraîner sa destruction lors de sa rentrée dans l'atmosphère. Enfin une dernière application serait à envisager du côté de la proton-thérapie, le laser pourrait alors remplacer les cyclotrons actuels encore très onéreux et encombrants. Enfin, il existe quelques applications du côté médical comme par exemple la radiographie X qui nécessitent également une forte puissance moyenne.

Les performances typiques requises pour ce nouveau laser seraient une énergie de l'ordre de 30 J par impulsion, un taux de répétition de 10 kHz et une puissance crête de 250 TW, ce qui nécessiterait entre 1000 et 10000 fibres lasers. La production d'un collisionneur de 1 TeV nécessiterait alors environ 100 lasers de ce type (Mourou, 2013).

1.1.2 Principe de la combinaison cohérente

La combinaison cohérente consiste à réaliser des interférences constructives entre plusieurs sources différentes juxtaposées afin d'obtenir un faisceau recombiné de forte puissance en champ lointain. Pour cela, il faut assurer la cohérence spatiale (Figure 1-4) et temporelle de l'ensemble des émetteurs. Le faisceau résultant est d'autant plus intense que :

- Les sources ont un spectre identique

- Les sources sont parfaitement cohérentes temporellement entre elles (recouvrement des trains d'impulsions).
- Tous les faisceaux ont la même polarisation.
- Les fibres laser sont toutes en phase les unes par rapport aux autres à une fraction faible de longueur d'onde près, modulo λ dans le cas du régime continu.

Dans le cas d'un ensemble de fibres laser disposées suivant un arrangement périodique de largeur totale D_{tot} et d'une distance interfibre d_{fib}, si les phases des fibres sont aléatoires, nous obtenons alors un lobe central équivalent à une figure de tavelure (*speckle* en anglais) (Figure 1-5) de diamètre $2\lambda/d_{fib}$. Quel que soit le nombre de fibres laser, si celles-ci sont toute en phase, le diamètre du lobe central se réduira à $2\lambda/D_{tot}$, tandis que les principaux lobes secondaires apparaitront à une distance λ/d_{fib} du lobe central. Le choix du nombre de fibres laser, limité par la largeur totale D_{tot} et donc le diamètre des fibres laser, permet ainsi d'atteindre tous les niveaux de puissance requis, quelle que soit l'application visée.

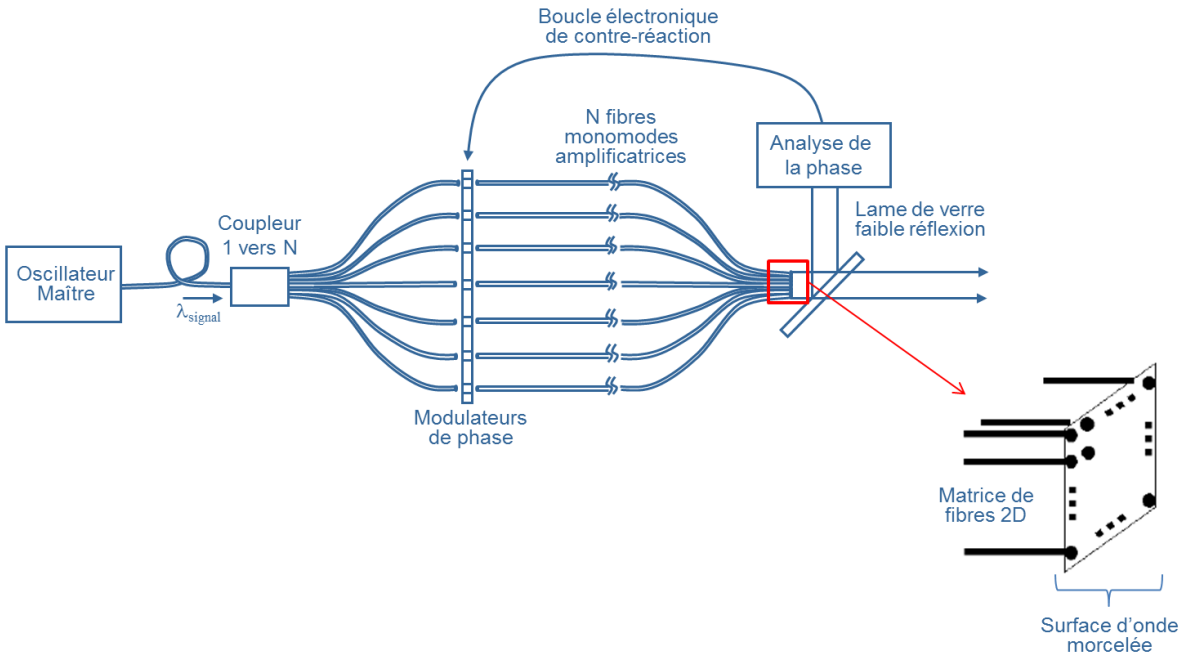


Figure 1-4 : Principe de la combinaison cohérente sur un exemple de montage possible en configuration MOPA (Master Oscillator Power Amplifier). Un oscillateur maître impose la même longueur d'onde à chaque fibre laser, celles-ci sont amplifiées sous leurs seuils de non-linéarité puis juxtaposées. La majeure partie du faisceau est utilisée pour la combinaison cohérente, et une petite partie est prélevée afin de mesurer la phase et interagir avec des modulateurs placés sur chaque fibre, dans une boucle de contre-réaction.

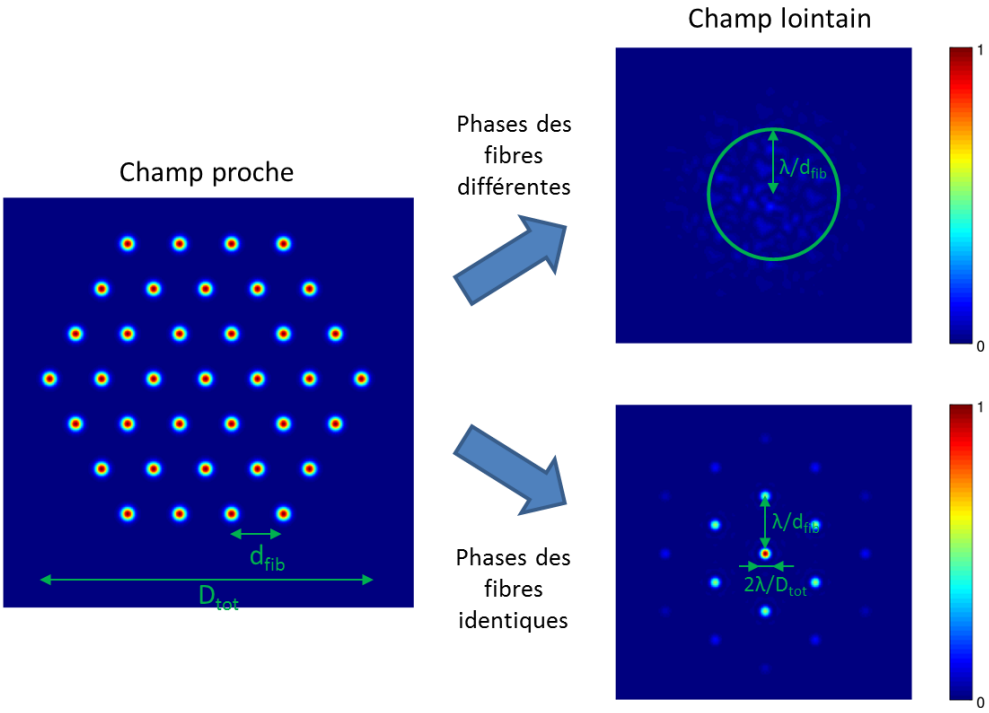


Figure 1-5 : Réalisations de champ lointain avec un arrangement hexagonal des fibres laser. En haut, le résultat sans contrôle de la phase, et en bas avec contrôle de la phase. L'intensité est alors concentrée dans le lobe central et les principaux lobes secondaires.

Il existe de nombreuses méthodes de combinaison cohérente passive (conjugaison de phase non linéaire (Rockwell, 1986), par cavités auto-organisées (Lhermite, 2007)) ou active. Nous nous intéresserons ici aux méthodes actives plutôt qu'aux méthodes passives qui sont peu pertinentes pour produire des faisceaux de grandes puissances. Les méthodes actives consistent à mettre en phase les fibres laser grâce à une boucle de contre-réaction par pilotage de modulateurs de phase placés en amont de l'amplification sur chaque fibre.

1.1.3 Les principaux systèmes de combinaison cohérente dans le monde

Plusieurs équipes dans le monde s'attèlent à réaliser des expériences de combinaison cohérente de fibres laser dans le but d'atteindre de fortes puissances. Nous allons présenter ici les principaux systèmes, leurs dernières avancées de chaque système, le principe de fonctionnement et les résultats atteints seront brièvement décrits pour chacun.

Équipe Intelligent Optics Laboratory

Une équipe de l'*Intelligent Optics Laboratory* à Dayton aux États-Unis, menée par M. Vorontsov, a réussi (Weyrauch, 2011) à combiner de manière cohérente sept fibres laser à une longueur d'onde de 1064 nm en régime continu sur 7 km en espace libre grâce à une boucle de contrôle-commande, en pilotant les pistons de phase de chaque fibre ainsi que leurs basculements (appelés *tip* suivant l'axe des x et *tilt* suivant l'axe des y). La technique de la diffusion itérative d'erreurs ou *Stochastic Parallel Gradient Descent* (SPGD) est utilisée pour la contre-réaction. Celle-ci consiste à minimiser ou

maximiser un des paramètres clés de l'expérience. Dans le cas des lasers, l'objectif est d'aboutir à un maximum d'intensité dans le lobe central en champ lointain, appelé *Power-in-the-bucket* (PIB), grâce à la modification des pistons de phase ou des tips/tilts décrits précédemment. Pour cela, une légère perturbation dans un sens est appliquée à ces paramètres, si l'intensité augmente, les perturbations sont poursuivies dans le même sens, sinon dans le sens inverse. Plusieurs itérations sont alors nécessaires afin de converger vers un maximum. Cette technique est issue de l'optique adaptative où elle permet de corriger les effets dus à la turbulence atmosphérique, les variations de surfaces d'ondes sont alors corrigées en temps réel. Dans cette expérience, avec une cadence de correction du SPGD de 143 kHz, le système atteint une puissance 7 fois supérieures en boucle fermée par rapport à la puissance en boucle ouverte.

En 2014, leur système a été amélioré en combinant trois systèmes de 7 lasers chacun, soit 21 fibres laser en tout (Weyrauch, 2014). La cadence de correction du SPGD a été augmentée à 250 kHz. Une évolution du PIB d'un facteur 16,3 est constatée, alors que la limite théorique serait d'un facteur 18,5 dans le cas d'une propagation dans le vide avec des faisceaux parfaitement en phase, ce qui laisserait penser à une « efficacité » de 16,3/18,5 = 88 %. Une photo de leur montage ainsi qu'un schéma de leur système est présenté Figure 1-6.

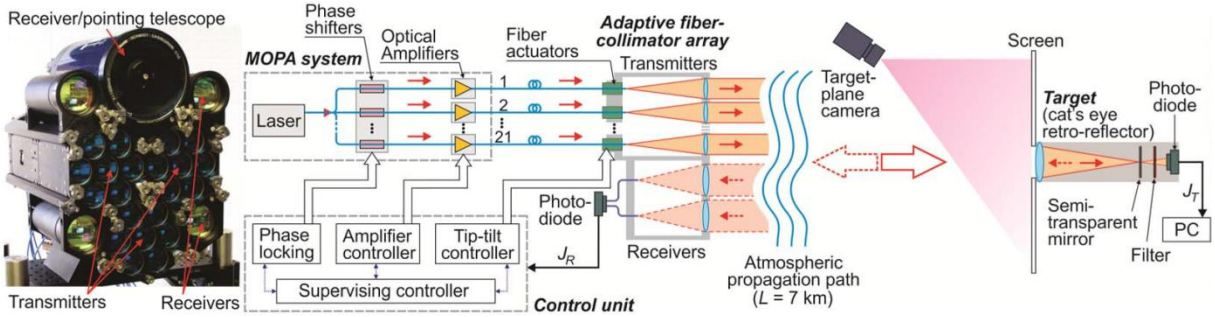


Figure 1-6 : Combinaison de 21 fibres laser par l'équipe menée par M. Vorontsov (Weyrauch, 2016). Le système se compose de trois sous-systèmes composés de 7 fibres laser chacun (à gauche). La combinaison cohérente est réalisée par une technique de SPGD, contrôlant le piston de phase et le tip/tilt de chaque laser afin de corriger les effets de la turbulence atmosphérique.

Équipe Massachusetts Institute of Technology (MIT)

Une seconde équipe américaine située au MIT a réussi à combiner 8 fibres laser dopées à l'Ytterbium de 500 W en régime continu (Yu, 2011). Ils ont réussi à atteindre une efficacité de combinaison de 78 %, calculée comme le rapport entre la puissance totale dans le lobe central et la multiplication par N^2, N étant le nombre de fibres, de la puissance dans le lobe central d'une seule fibre. Le contrôle de la phase est effectué via la technique SPGD avec une cadence de correction de 300 kHz, le temps de montée pour atteindre l'état bloqué est de 240 µs, soit une bande passante de 4,2 kHz. La fraction de puissance dans le lobe central est de 58 % à comparer à 68 % dans le cas où les faisceaux sont parfaitement en phase. Le principe de l'expérience est expliqué Figure 1-7.

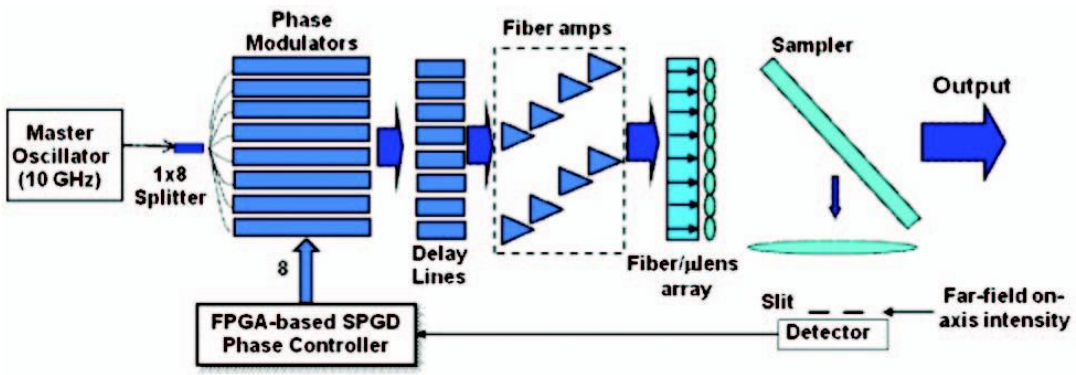


Figure 1-7 : Combinaison de 8 fibres laser amplifiées individuellement jusqu'à 500 W par une équipe du MIT (Yu, 2011). Le système est contrôlé par une technique SPGD permettant de contrôler la phase de chaque laser grâce à des modulateurs de phase.

L'année suivante (Redmond, 2012), leur montage a évolué pour combiner cinq fibres laser en champ proche grâce à un composant optique diffractif ou *Diffractive Optical Element* (DOE) permettant la combinaison cohérente des fibres laser (Figure 1-8). Avec les même fibres laser de 500 W chacune, un faisceau de 1,93 kW a été généré avec une qualité de faisceau recombiné de $M^2 = 1{,}1$. M^2 est un paramètre intrinsèque à tout faisceau laser, il quantifie la divergence du faisceau par rapport à la divergence d'un faisceau purement gaussien. Sa valeur est donnée soit sous la forme de deux valeurs telles que $M^2 = M_x^2 \times M_y^2$, soit d'une seule valeur représentant la moyenne de M_x^2 et M_y^2 notamment dans le cas où le faisceau est bien circulaire. L'ajout d'un DOE dans le système de recombinaison s'est imposé afin d'outrepasser la perte de puissance dans les lobes secondaires au détriment du lobe central (jusqu'à 42%), perte due en partie à une non-uniformité des faisceaux en champ proche et à faible taux de remplissage. L'efficacité de recombinaison est montée jusqu'à 90 % à faible puissance et a diminué à 79 % à pleine puissance, le DOE pouvant théoriquement atteindre une efficacité de combinaison de 96 %. Ici, la perte d'intensité est principalement due aux effets thermiques sur la grille de sortie maintenant les fibres. Ils espèrent améliorer ce point en réalisant une grille de maintien plus robuste. Leur prochain objectif consiste à combiner jusqu'à 100 lasers, le DOE dédié étant déjà fabriqué. La montée en puissance des lasers est également envisagée.

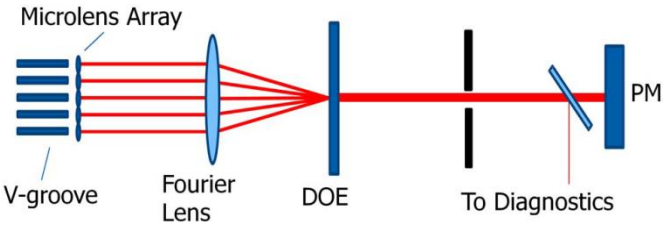


Figure 1-8 : Combinaison de cinq fibres laser amplifiées individuellement jusqu'à 500 W par une équipe du MIT (Redmond, 2012). La méthode de combinaison utilise ici un DOE pour atteindre une puissance de 1,93 kW dans le lobe central en champ lointain.

Équipe de l'université de Jena

Une équipe de l'université de Jena en Allemagne, menée par J. Limpert et A. Tünnermann, a réussi en 2013 à réaliser la combinaison cohérente de quatre fibres laser à une longueur d'onde centrale de 1032 nm en régime femtoseconde (Klenke, 2013). Avec une énergie d'impulsion de

1,3 mJ, une durée d'impulsion de 670 fs, une puissance crête de 1,8 GW et un taux de répétition de 400 kHz ; une puissance moyenne de 530 W a été atteinte avec une excellente qualité de faisceau (M^2 = 1,1×1,2). L'efficacité du système de 93 % est calculée comme étant le rapport de la puissance moyenne du faisceau recombiné par la puissance totale émise par le système (puissance moyenne de toutes les fibres individuelles et incluant la sortie non polarisée de chaque amplificateur). L'amplification de la puissance dans chaque fibre est obtenue grâce à un CPA (Strickland, 1985). Un schéma complet de l'expérience est présenté Figure 1-9.

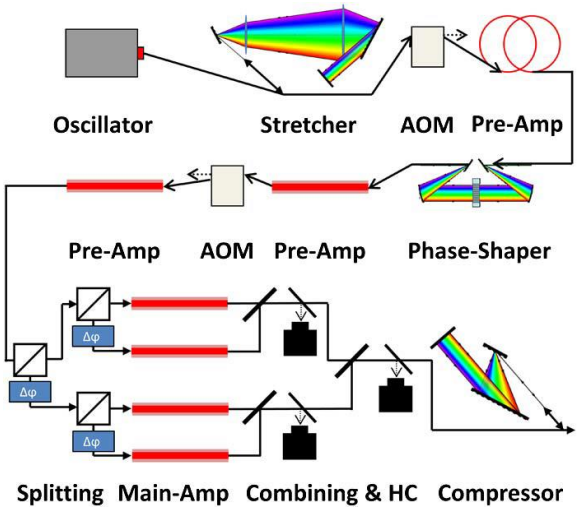


Figure 1-9 : Schéma de l'expérience menée par J. Limpert, A. Tünnermann et leur équipe (Klenke, 2013) pour la combinaison cohérente de quatre fibres laser impulsionnelles.

Le réglage grossier de la phase de chaque laser est contrôlé par une ligne à retard et le réglage fin est assuré par des actuateurs piézo-électriques pour bloquer la phase à une valeur bien précise. Leur méthode de mesure est basée sur le détecteur de Hänsch et Couillaud (Hansch, 1980), qui détecte l'état de polarisation du faisceau recombiné, et permet de stabiliser la polarisation de chaque laser à l'état linéaire.

En août 2016, une amélioration de leur système a permis de cophaser cette fois-ci huit fibres laser avec une durée d'impulsion de 260 fs et une longueur d'onde centrale de 1032 nm pour atteindre une puissance moyenne de 1003 W (Müller, 2016), et une qualité du faisceau recombiné M^2 = 1,1. La puissance individuelle en sortie de fibre étant de 138 W, cela représente une efficacité de combinaison de 91 %. La principale limite relevée par l'équipe pour l'augmentation du nombre de fibres laser est la charge thermique que peuvent supporter les optiques dans la chaîne laser. Cette limitation pourrait être surpassée par l'utilisation d'optiques de meilleure qualité. La prochaine étape de leur projet sera de combiner 16 fibres laser, et l'équipe espère atteindre une puissance moyenne de 2 kW avec une énergie par impulsion de 10 mJ.

Équipe College Optoelectric Science and Engineering

Une équipe du *College of Optoelectric Science and Engineering* au *National University of Defense Technology* en Chine (Wang, 2012), menée par P. Zhou, a réussi à réaliser la combinaison cohérente de neuf fibres laser amplifiées en régime continu à une longueur d'onde de 1064 nm grâce une

boucle de contrôle-commande utilisant la technique SPGD, comme pour l'équipe de M. Vorontsov, à une cadence de 50 kHz. De même que les autres équipes, une configuration MOPA (*Master Oscillator Power Amplifier*) est utilisée afin d'augmenter la puissance dans chaque fibre laser. Néanmoins, l'oscillateur maître est ici remplacé par une combinaison de trois lasers monomodes à des fréquences différentes mais proches, ce qui permet, selon les auteurs, de supprimer les effets de la diffusion de Brillouin stimulée. La puissance de leurs neuf faisceaux, disposés en une grille de 3×3 faisceaux, est mesurée sur un puissance-mètre qui affiche une valeur de 1,8 kW avec un facteur de remplissage de 40 % (calculé ici par la taille du faisceau, probablement à $1/e^2$, divisée par la distance entre deux faisceaux adjacents). Une petite fraction de leur faisceau est prélevée pour, d'une part analyser la figure d'intensité en champ lointain, et d'autre part être injectée dans la boucle de contrôle-commande où un photodétecteur mesure l'intensité du lobe central (Figure 1-10). La puissance contenue dans le lobe central est 4,6 fois plus élevée en boucle fermée qu'en boucle ouverte, ce qui représente 51 % de la valeur idéale. Comparé à la puissance totale, le ratio de la puissance dans le lobe central est de 12,2 % (23,3 % dans le cas idéal).

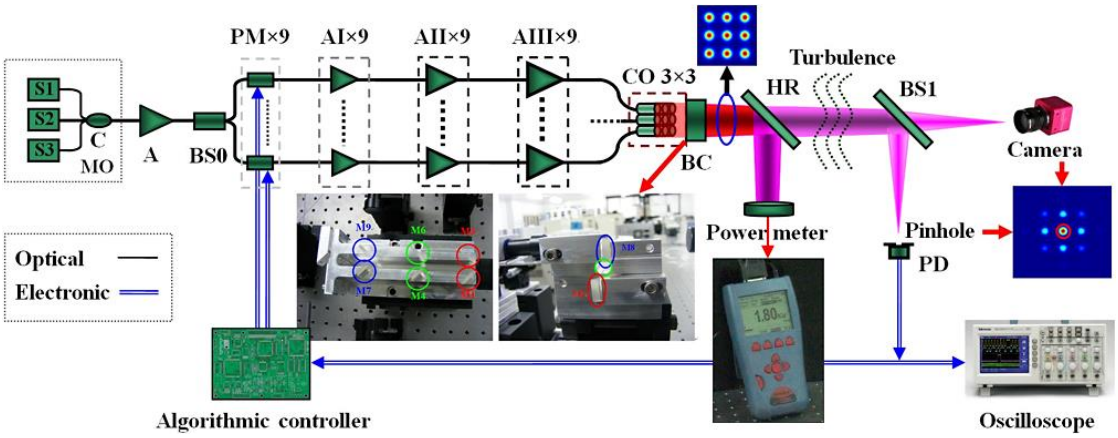


Figure 1-10 : Schéma de l'expérience menée par P. Zhou et son équipe (Wang, 2012). Dans leur configuration MOPA, l'oscillateur maître est remplacé par la combinaison de trois lasers monomodes à des fréquences légèrement différentes, ce qui permet de supprimer l'effet de la diffusion de Brillouin stimulée.

En 2014, leur équipe a monté une nouvelle expérience de cophasage avec 4 fibres laser dopées Ytterbium en régime continu de 200 W à une longueur d'onde de 1064 nm (Ma, 2014). La puissance totale injectée dans le système est de 904 W avec une efficacité de combinaison de 75,2 % (puissance combinée divisée par la somme des puissances individuelles), soit une puissance en sortie de 680 W, une qualité de faisceau de $M_x^2 = 1{,}24$ et $M_y^2 = 1{,}3$. La différence par rapport à la précédente expérience est qu'ils ont ajouté dans leur boucle de contrôle-commande un moyen de contrôle de la polarisation. Ce contrôle supplémentaire permet de s'affranchir des disparités de puissance entre les différentes fibres et ainsi réaliser une meilleure combinaison cohérente.

Enfin, la puissance unitaire dans chaque fibre laser après amplification a pu être augmentée jusqu'à 500 W (Liu, 2017). La puissance totale en sortie des fibres est de 2050 W et, après combinaison, une puissance de 1870 W est atteinte avec une qualité de faisceau de $M_x^2 = 1{,}21$ et $M_y^2 = 1{,}32$, soit une efficacité de 91 % (puissance combinée sur la somme des puissances en sortie des fibres).

Équipe de l'Université de Limoges (Xlim)

L'équipe d'Xlim a réussi à réaliser la combinaison cohérente de 37 fibres laser en régime continu à une longueur d'onde de 1064 nm (Kabeya, 2017) grâce à une nouvelle technique de mise en phase appelée *Phase-Intensity Mapping* (PIM). Cette technique (Kabeya, 2015) consiste à prélever une partie du faisceau de chaque fibre laser, puis à les faire traverser le composant PIM (Figure 1-11). Ce dernier modifie l'intensité de chaque faisceau, de telle manière à ce que l'intensité en sortie est une fonction de la phase. Un système de 37 photodiodes, soit une devant chaque faisceau, vient alors directement mesurer l'intensité, puis ces informations sont envoyées vers un algorithme itératif d'optimisation de la phase de chaque fibre laser. Cette technique de mise en phase présente l'avantage de pouvoir fonctionner également avec des fibres laser en régime femtoseconde.

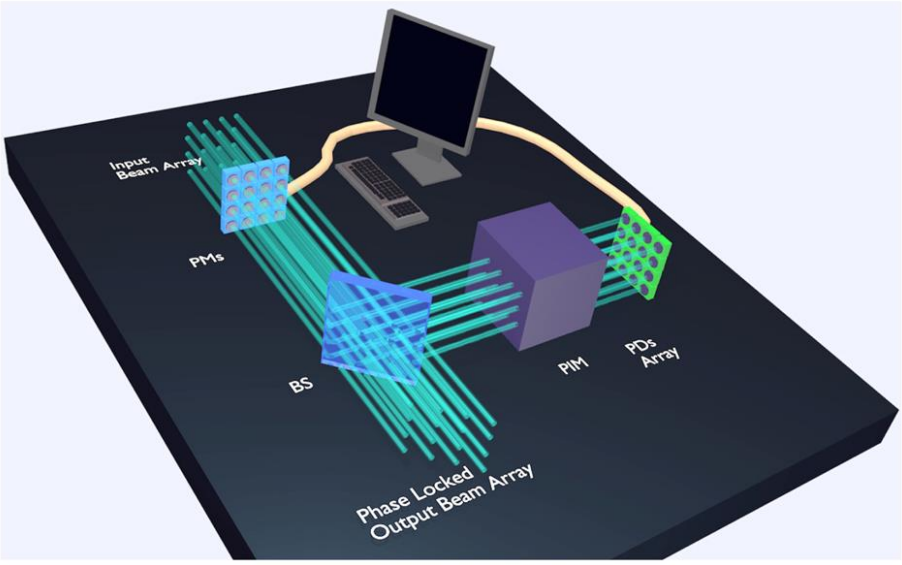


Figure 1-11 : Principe de l'expérience réalisée par l'équipe de l'université de Limoges (Kabeya, 2015). Les 16 faisceaux sont générés via une configuration MOPA, dont une petite partie est prélevée pour être envoyée vers le composant PIM. L'intensité de chaque faisceau, alors directement reliée à la phase de chaque fibre, est mesurée puis les informations sont envoyées dans une boucle de contre-réaction permettant la mise en phase des fibres.

Une efficacité de combinaison de 94% a alors pu être mesurée avec une erreur de phase résiduelle de λ/25. La bande passante de l'algorithme itératif a pu être estimée à 1 kHz pour la mise en phase des faisceaux permettant d'atteindre 95% de la puissance maximale combinée, soit environ 200 W.

Équipe CAN/XCAN

Une équipe du projet CAN, précurseur du projet ICAN, détient à l'heure actuelle le record du nombre de fibres laser cophasées (Bourderionnet, 2011). Grâce à une architecture MOPA, l'équipe a réussi à mettre en phase 64 fibres laser en régime continu à une longueur d'onde de 1,55 µm en utilisant une configuration particulière de l'interféromètre à décalage quadri-latéral (Bellanger, 2010), qui sera décrite en détail dans le paragraphe 1.2.2. Un rapport de Strehl de 0,59 a été mesuré (calculé comme le rapport entre le pic d'intensité en champ lointain et le pic d'intensité obtenu dans le cas d'un faisceau gaussien parfait) avec une erreur de phase estimée à λ/10 rms et une erreur de

pointé de 0,52 mrad rms. Le taux de recombinaison est de 34 % (calculé comme le rapport de l'énergie dans le lobe central et de l'énergie totale émise par les fibres laser), comparé au 44 % dans le cas d'une parfaite combinaison avec arrangement cartésien. La faible bande passante de leur système de correction (20 Hz), limitée par leur caméra, a induit des fluctuations importantes du rapport de Strehl pouvant atteindre une valeur maximale de 0,64.

Récemment, une équipe du projet XCAN, formée par l'école Polytechnique et Thales et menée par J.-C. Chanteloup, a réalisé un démonstrateur du projet ICAN et réussi à mettre en phase sept fibres laser amplifiées à une longueur d'onde centrale de 1037 nm en régime femtoseconde (Heilmann, 2018). Le principe est également basé sur une configuration MOPA avec l'amplification de huit faisceaux lasers, tandis que la boucle de contrôle-commande est assurée par une détection hétérodyne de la phase de chaque fibre laser (Figure 1-12). L'idée est d'amplifier les sept faisceaux laser jusqu'à une puissance individuelle de 25 W puis de prélever une partie de ces sept faisceaux, et de les faire interférer avec le huitième faisceau transformé en onde plane de référence. Il y a alors formation de *N* interférences 2-ondes (systèmes de franges parallèles), *N* étant le nombre de faisceau à recombiner. Les informations de phase de chaque fibre sont obtenues en suivant les franges centrales de chaque système de franges. Avec sept fibres, ils sont parvenus à une puissance dans le lobe central en champ lointain de 52 W, soit une efficacité de recombinaison de 30 % (rapport entre la puissance du lobe central et la puissance totale en champ lointain), au lieu des 73 % théorique. L'équipe a néanmoins pu améliorer leur système en modifiant le rayon de courbure en sortie des fibres amplificatrices ainsi qu'en modifiant la grille de support de fibres ; des tests avec seulement trois fibres ont permis une efficacité de combinaison de 71 % (Heilmann, 2018).

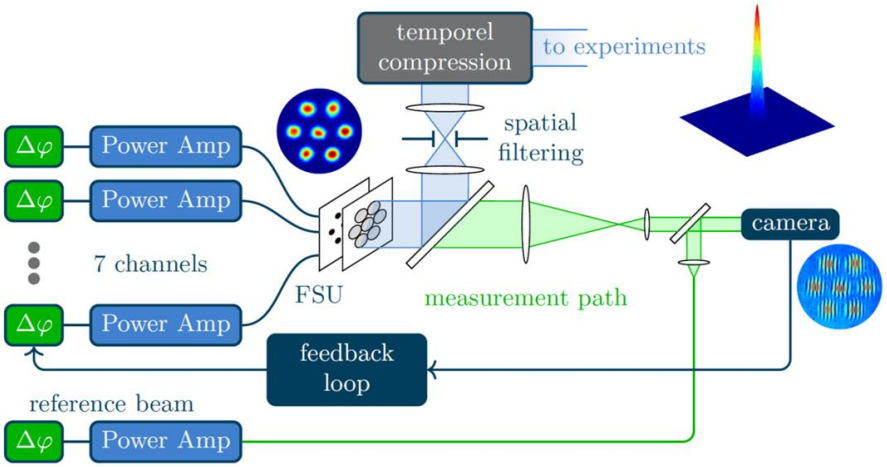


Figure 1-12 : Schéma de l'expérience de la combinaison cohérente de 7 fibres laser en régime impulsionnel, en configuration MOPA, et utilisant la détection hétérodyne dans la boucle de contrôle-commande (Heilmann, 2018).

1.1.4 Besoin de moyens métrologiques pour caractériser ces systèmes

Comme présenté dans la section précédente, il existe un réel engouement pour la combinaison cohérente de plusieurs faisceaux lasers, plusieurs équipes s'y attelant à travers le globe. Une synthèse de cette étude bibliographique montre qu'il n'existe manifestement pas de critère universel pour caractériser la qualité de recombinaison, et que chaque équipe choisit selon son besoin un ou

plusieurs critères dont il adapte la définition. Ainsi, nous avons pu sélectionner les figures de mérite suivantes, qui semblaient les plus pertinentes :

- *Power-in-the-bucket* ou *PIB* (Figure 1-13.a) : puissance en Watt comprise dans le lobe central. Cette mesure diffère selon la taille de l'aire choisie pour mesurer la puissance (Figure 1-13.a, à droite).

- Taux de recombinaison (Figure 1-13.a) : rapport entre la puissance dans le lobe central (PIB) et la puissance totale en sortie de fibres ($P_{total\ CP}$). Cette quantité dépend également de la surface choisie pour la mesure du lobe central.

- Rapport de Strehl (Figure 1-13.b) : rapport entre le pic d'intensité obtenu dans le plan de détection, et le pic d'intensité obtenu à partir d'une distribution en champ proche *Top hat* ($\frac{I_{mesure}(0,0)}{I_{Top\ hat}(0,0)}$), ou par une distribution en champ proche gaussienne ($\frac{I_{mesure}(0,0)}{I_{gaussien}(0,0)}$), de même taille que la pupille formée par la juxtaposition des fibres et de même puissance.

- M^2 (Figure 1-13.c) : c'est un paramètre intrinsèque de tout faisceau laser. Elle quantifie la divergence du faisceau par rapport à un mode fondamental (généralement un faisceau gaussien TEM_{00}) limité par la diffraction et est donnée par l'équation (1-1) :

$$w^2(z) = w_0^2(z)\left(1 + M^4\left(\frac{z - z_0}{Z_R}\right)^2\right) \tag{1-1}$$

  Où $w(z)$ est le diamètre du faisceau le long de l'axe optique z, z_0 la position du waist et Z_R la distance de Rayleigh. Sa valeur est supérieure ou égale à 1, une valeur de 1 désignant un faisceau gaussien.

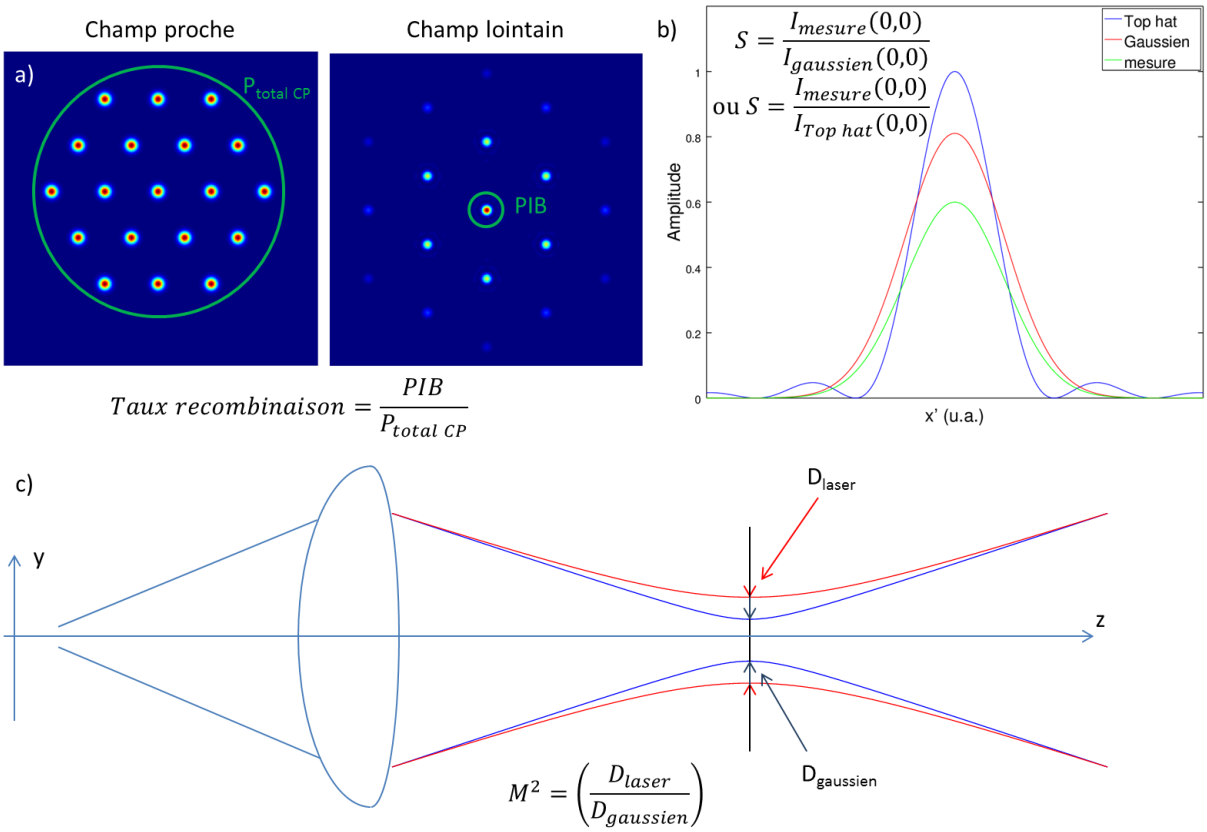


Figure 1-13 : a) Intensité en champ proche à gauche et en champ lointain à droite, b) profil de la distribution en champ lointain à partir de profil en champ proche Top hat, Gaussien, et d'un faisceau recombiné. Les pupilles en champ proche des trois courbes sont choisies de telles manières à ce que les flux les traversant soient identiques, c) Profil d'un faisceau laser en rouge, et du mode fondamental en bleu suivant la direction de propagation après passage à travers une lentille convergente.

Dans la bibliographie, il semble qu'aucune d'entre elles ne soit privilégiée par rapport aux autres, ce qui rend d'autant plus difficile la comparaison des performances des différents systèmes entre eux. D'autre part, plusieurs équipes réalisent des simulations afin de déterminer les points critiques de leur système et de l'optimiser, mais aucune d'entre elles ne dispose d'un outil métrologique de leur banc d'expérience. Il faudrait pouvoir caractériser les systèmes en pré-conception (boucle ouverte), c'est-à-dire connaître l'amplitude des défauts à gérer ; et d'autre part caractériser les systèmes en post-conception (boucle fermée), c'est-à-dire définir des procédures de réglage de la phase de chaque fibre en champ proche afin de vérifier la qualité de recombinaison sur un critère absolu.

En effet, l'objectif à long terme de ces équipes est principalement d'augmenter la puissance totale générée sans affecter la qualité de faisceau. Cela passe par l'augmentation du nombre de fibres, la connaissance des paramètres et effets de chacune d'entre elles apparait donc cruciale pour avoir un système efficace. La plupart des techniques de combinaison cohérente s'intéressant au faisceau en champ lointain, les informations provenant de chaque fibre en champ proche sont alors perdues.

C'est pourquoi, nous avons choisi de développer un moyen de métrologie facile à mettre en œuvre qui serait capable, quel que soit le système, de fournir des informations aux différentes équipes sur l'identification des points critiques de leurs montages, mais aussi de pouvoir caractériser

de manière fine et objective le comportement de leurs lasers lorsque le système est en fonctionnement.

1.2 Enjeux : moyen de mesure des surfaces d'onde morcelées

Dans notre approche, le choix s'est porté sur les méthodes s'intéressant aux champs proches plutôt qu'aux champs lointains, c'est-à-dire capable de mesurer les faisceaux en sortie des fibres laser. Abordé de cette manière, il faut donc analyser la surface d'onde en sortie des fibres laser, qui n'est ici pas continue mais morcelée, chaque fibre étant théoriquement indépendant de sa voisine. Dans la section suivante, nous allons dresser les principales caractéristiques de ce type de surface d'onde et les principaux critères pour les qualifier.

1.2.1 Principaux besoins pour la conception et la caractérisation des systèmes de recombinaison cohérente

Afin de définir la gamme de fonctionnement du moyen de métrologie, il convient de définir quels sont les paramètres à mesurer, ainsi que la dynamique et la précision de mesure nécessaire. Nous allons définir ces paramètres en fonctions des systèmes décrits précédemment :

- Le critère principal pour permettre une recombinaison efficace est la mesure de piston de phase de chaque fibre laser. Dans le cas de laser impulsionnels, il faut d'abord faire en sorte que les trains d'impulsions des fibres lasers se recouvrent pour qu'il y ait des interférences. Une fois ces interférences obtenues, il faut résoudre l'ambiguïté en longueur d'onde pour mettre en phase d'abord grossièrement les fibres laser, ce qui implique d'être capable de mesurer des pistons équivalents à quelques longueurs d'onde.

- Une fois résolue l'ambiguïté en longueur d'onde, l'objectif est de mettre en phase finement les fibres laser en boucle fermée. L'équipe menée par P. Zhou (Yu, 2011), a notamment pu simuler qu'une erreur résiduelle de mise en phase de $\lambda/40$ correspondait à une perte d'efficacité de seulement 2,5 %. De plus, sur le démonstrateur XCAN, les modulateurs de phase utilisés pour corriger les pistons des fibres laser ont une précision de $\lambda/60$ (Antier, 2014). En admettant que la variation du piston est un bruit blanc gaussien et qu'une mesure à trois sigmas (écart-type) doit être égale à cette précision, il faudrait que la précision du moyen de métrologie soit environ égale à $\lambda/200$.

- Les erreurs de pointé des faisceaux lasers contribuent à dégrader la qualité de recombinaison. Des erreurs de tip/tilt jusqu'à quelques mrad ont pu être observées (Bellanger, 2011) et une simulation a été effectuée, montrant que le rapport de Strehl restait supérieur à 90 % de sa valeur théorique maximale pour des erreurs de tilts inférieures à 0,3 mrad. Certains disposent également de contrôleur pouvant compenser des erreurs de tilts jusqu'à 0,3 mrad (Weyrauch, 2016). Enfin, une simulation sur l'erreur de tilt (Ma, 2014) a montré qu'une erreur de tilt d'environ 40 µrad permettait de garder une efficacité de combinaison supérieure à 90 %. De même que précédemment, si la variation du tilt est un

bruit blanc gaussien et qu'une mesure à trois sigmas doit être égale à 40 µrad, la précision du moyen de métrologie devra être égale à environ 10 µrad.

- Dans le cas de la caractérisation en boucle fermée, il faut que l'analyseur puisse acquérir des images à haute cadence, jusqu'à plusieurs kHz afin de fournir une caractérisation fine des différents contributeurs de bruit.

- Etant donnée la montée en puissance des lasers, il semble indispensable d'augmenter considérablement le nombre de fibres laser à recombiner et le taux de remplissage. L'analyseur doit pouvoir être capable d'évaluer un très grand nombre de fibres, jusqu'à plusieurs milliers comme dans le projet ICAN en une seule mesure.

- Le passage à un régime impulsionnel est aussi un facteur de montée en puissance, l'analyseur doit alors pouvoir gérer des spectres larges, et aussi la cohérence temporelle avec le recouvrement des trains d'impulsions.

- Enfin, l'absence de faisceau de référence pour contrôler la phase de chaque fibre laser serait un atout supplémentaire du moyen de métrologie, puisque cela éviterait une modification des systèmes mis en place ; seul le prélèvement d'une partie des faisceaux à mesurer serait nécessaire, simplifiant la mise en œuvre de l'analyseur.

Une bonne manière d'appréhender le problème est de se représenter la juxtaposition des fibres laser comme une surface d'onde lacunaire périodique, c'est-à-dire avec une extinction d'intensité entre les différentes fibres (Figure 1-14). L'enjeu est donc d'être capable de mesurer un tel type de surface, où les sous-pupilles présentent des variations de piston, tip et tilt, et un spectre large, dû au régime impulsionnel, de l'ordre de plusieurs dizaines de nanomètres.

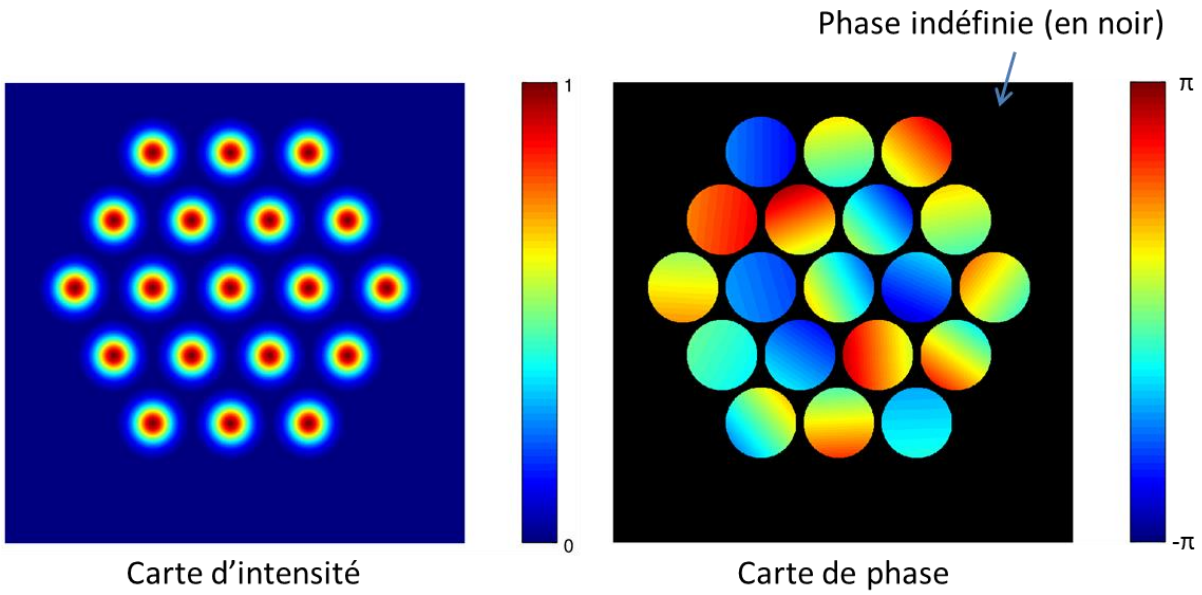


Figure 1-14 : Exemple d'une surface d'onde lacunaire constituée par la juxtaposition de 19 fibres laser suivant un maillage hexagonal, représentées par des plans inclinés. A gauche, la carte d'intensité et à droite la carte de phase associée.

Dans la suite de la thèse, nous distinguerons deux types de surfaces d'onde morcelées. Les surfaces d'onde lacunaires, du type de la Figure 1-15 à gauche, avec des éléments non jointifs et les surfaces d'onde segmentées (Figure 1-15 à droite), où les éléments sont jointifs mais indépendants, comme par exemple un miroir segmenté en astronomie.

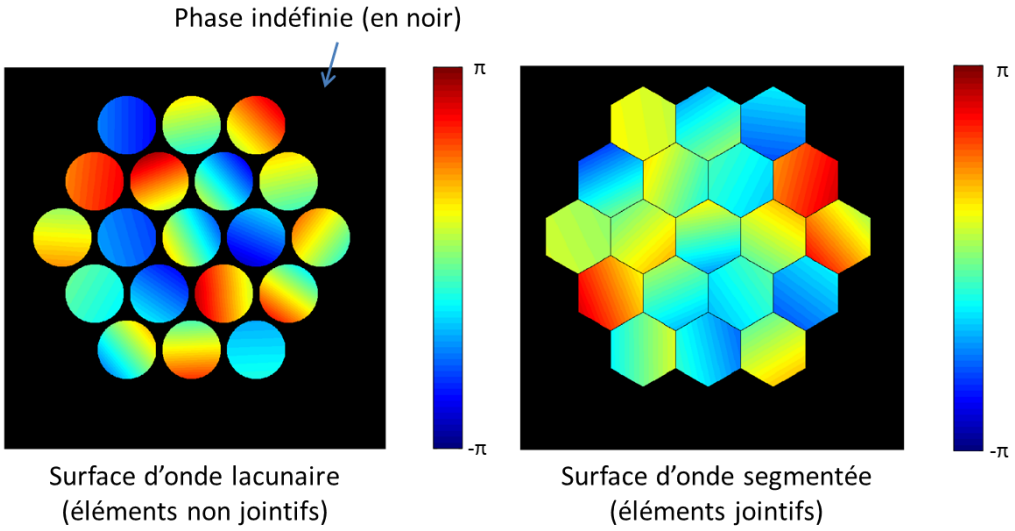


Figure 1-15 : Exemple de surfaces d'onde morcelée composées de 19 éléments. À gauche, une surface d'onde lacunaire (éléments non joints séparés par des zones de phase indéfinies), et à droite, une surface d'onde segmentée (éléments jointifs).

Dans la section suivante, nous détaillerons quelques analyseurs de surfaces d'onde potentiellement capable de mesurer des surfaces d'onde morcelées, qu'elles soient lacunaires ou segmentées.

1.2.2 Les principaux analyseurs de surfaces d'ondes morcelées

Nous allons restreindre la description des nombreux types d'analyseurs de surfaces d'onde existants, à ceux qui peuvent potentiellement s'appliquer aux surfaces d'onde morcelées avec les critères décrits dans la section précédente (1.2.1).

1.2.2.1 Broadband phasing algorithm

Cet analyseur a été développé dans le contexte du télescope Keck, basé à Hawaï. Son miroir primaire est composé par la juxtaposition de 36 miroirs hexagonaux, la première étape de cophasage est alors effectuée par la technique de G. Chanan (Chanan, 1998). Cette technique est dérivée de l'analyseur de Shack-Hartmann, par l'utilisation d'une matrice de micro-prismes à la place de la matrice de micro-lentilles (Shack, 1971). L'idée est de placer la matrice devant toutes les jointures entre les différents miroirs afin de pouvoir mesurer l'ensemble des différences de marche associées (Figure 1-16).

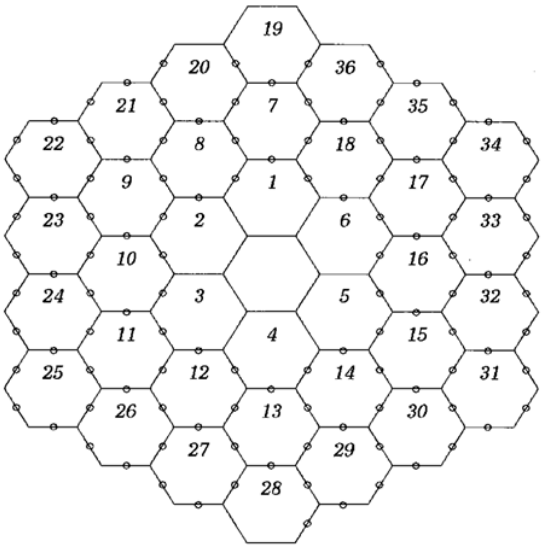


Figure 1-16 : Placement de la matrice pour faire correspondre les micro-prismes (petits cercles) avec les jointures entre les miroirs hexagonaux (Chanan, 1998).

La hauteur de marche entre deux miroirs adjacents est obtenue en analysant le motif de diffraction créé par le micro-prisme correspondant. En effet, lorsque les deux miroirs sont en phase, il n'y a qu'une seule tache sur le détecteur. Lorsque la hauteur de marche augmente, une seconde tache de faible intensité apparaît, puis, au fur et à mesure, que la hauteur de marche se rapproche de $\lambda/2$, la seconde tache gagne en intensité tandis que la première diminue tout autant. Lorsqu'une hauteur de marche de $\lambda/2$ est atteinte (c'est-à-dire que chaque miroir est déphasé de $\pm\lambda/4$), il y a alors deux taches d'intensité équivalente. Puis le phénomène continue jusqu'à un déphasage de λ où la première tâche disparait. La méthode pour outrepasser l'ambiguïté de phase de λ, est d'utiliser deux longueurs d'onde λ_1 et λ_2, ce qui permet de créer une longueur d'onde virtuelle λ_v équivalente à :

$$\lambda_v = \frac{\lambda_1 \times \lambda_2}{|\lambda_1 - \lambda_2|} \tag{1-2}$$

Une application numérique avec λ_1 = 0,635 µm et $\lambda_2 = \lambda_1 + \Delta\lambda$ avec $\Delta\lambda$ = 10nm, nous obtenons λ_v = 40,96 µm. Ainsi, plus $\Delta\lambda$ est faible, plus la longueur d'onde virtuelle sera importante. Il sera alors possible de mesurer des hauteurs de marche comprises entre $-\lambda_v/2$ et $\lambda_v/2$, augmentant sensiblement la dynamique de mesure. Néanmoins, cette méthode est limitée par les incertitudes sur les valeurs des longueurs d'onde ainsi que la précision de mesure de la hauteur de marche pour chaque longueur d'onde. De plus, la technique se dégrade fortement si la surface d'onde devient lacunaire.

Cet analyseur est particulièrement dédié aux surfaces d'onde segmentées, mais devient compliqué à mettre en œuvre sur des surfaces d'onde lacunaires (zones sans intensité entre les sous-pupilles à analyser).

1.2.2.2 Phasing Gun

Le futur télescope E-ELT de l'ESO sera constitué d'un miroir primaire de plus de 40 m de diamètre, et comme le télescope Keck, il sera constitué d'une juxtaposition de miroir, jusqu'à 800 petits miroirs hexagonaux de 1,5 m de diamètre. Il est prévu tous les jours de remplacer deux des petits miroirs par deux autres petits miroirs de rechange retraités. Lorsque ces miroirs sont remis en place dans le miroir primaire, il faut notamment veiller à ce qu'ils soient positionnés correctement par rapport au reste des miroirs. L'équipe de l'ESO travaillant sur le repositionnement des miroirs a mis en place une technique appelée « Phasing Gun » (Leveque, 2016). Le principe est basé sur l'interférométrie à décalage latéral. Le front d'onde correspondant aux bords de deux miroirs juxtaposés avec un léger espace, interfère avec le même front d'onde répliqué avec un décalage latéral (Figure 1-17).

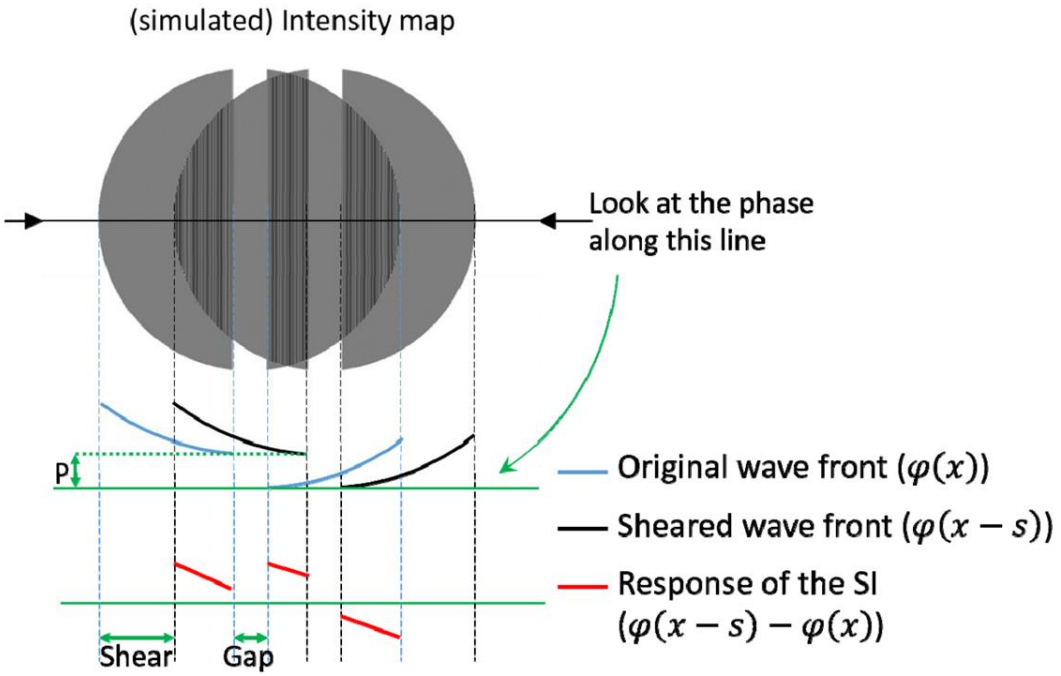


Figure 1-17 : Principe du « Phasing Gun » permettant de mesurer la différence de phase entre le bord de deux segments (Leveque, 2016).

Le système de franges d'interférence au centre (Figure 1-17) renseigne ainsi sur la différence de phase entre le bord droit du miroir de gauche et le bord gauche du miroir de droite, il est possible notamment de connaître la hauteur de marche relative entre les deux miroirs en mesurant le décalage des franges. Pour augmenter la dynamique de mesure en piston relatif, limitée par la longueur d'onde λ, l'idée est d'utiliser plusieurs longueurs d'onde, comme pour le *phasing broadband algorithm* (1.2.2.1). Les longueurs d'onde ne pouvant, pour des raisons pratiques, être séparées spectralement, l'idée a été de réaliser un multiplexage spatial en fréquence. Dans l'exemple (Figure 1-17) où cinq longueurs d'onde différentes ont été utilisées, le contenu fréquentiel du système de franges parallèles au centre contient ainsi cinq fréquences, le piston relatif peut alors être mesuré pour les cinq longueurs d'onde en une seule image.

1.2.2.3 Diversité de phase

La méthode de diversité de phase est une technique dite plan-focal qui consiste à estimer la surface d'onde grâce à l'acquisition d'une ou plusieurs images dans le plan focal. Initialement développée par D.L. Misell (Misell, 1973) dans le cadre de la microscopie électronique, la diversité de phase est aujourd'hui largement employée en astronomie, par exemple pour la mesure des aberrations dans les systèmes d'optique adaptative à partir d'une source monochromatique. Le principe est de prendre deux images d'une même scène dont la modification de phase entre les deux images est parfaitement connue. Le cas le plus classique est de prendre une image dans le plan focal, puis une autre image légèrement défocalisée mais à distance parfaitement connue du point focal (Figure 1-18). Il existe alors une relation non-linéaire entre les deux éclairements des deux images qui permet de déterminer la phase de la surface d'onde analysée (Gonsalves, 1982).

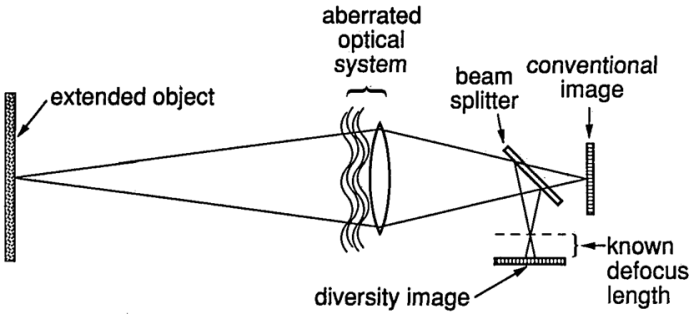


Figure 1-18 : Principe de la diversité de phase (Paxman, 1992).

Pour le cas des surfaces d'onde morcelées, cette méthode a été utilisée pour le cophasage de télescopes multi-pupillaires. La thèse de S. Vievard (Vievard, 2017) montre le cophasage de sept sous-pupilles avec cette technique. De nouveaux algorithmes ont été développés pour les grandes et faibles dynamiques. Un premier algorithme vient corriger les pistons de phase et les tips/tilts de telle manière à ce que l'erreur sur les sous-pupilles soit inférieure à $\lambda/8$, puis un second algorithme prend le relai pour que la mesure soit précise à moins de $\lambda/30$. Coûteux en temps, de l'ordre de la seconde, le second algorithme a pu être linéarisé afin de gagner en cadence (Vievard, 2017). Cette technique d'analyse souffre néanmoins d'une dégradation de ses performances dans le cas de sources polychromatiques.

1.2.2.4 Détection hétérodyne

Un analyseur utilisant la détection hétérodyne a été développé initialement en 2004 au MIT (Augst, 2004) puis repris par XCAN (Antier, 2014). Le principe consiste à faire interférer les faisceaux provenant des fibres laser avec un faisceau de référence qui couvrirait l'intégralité des sorties des fibres, typiquement une onde plane, et d'observer les figures d'interférences deux-ondes (Figure 1-19). L'information de phase de la fibre laser est contenue dans le système de franges associé, il est alors possible de mesurer la phase de la fibre laser et de la suivre dans le temps. La qualité de l'onde plane est donc cruciale pour que la mesure soit bonne, un défaut local de l'onde de référence se traduirait par une mauvaise mise en phase de la fibre associée. De plus, la complexité de maintenir une onde parfaitement plane de référence augmente avec son diamètre et donc avec le nombre de fibres à mesurer.

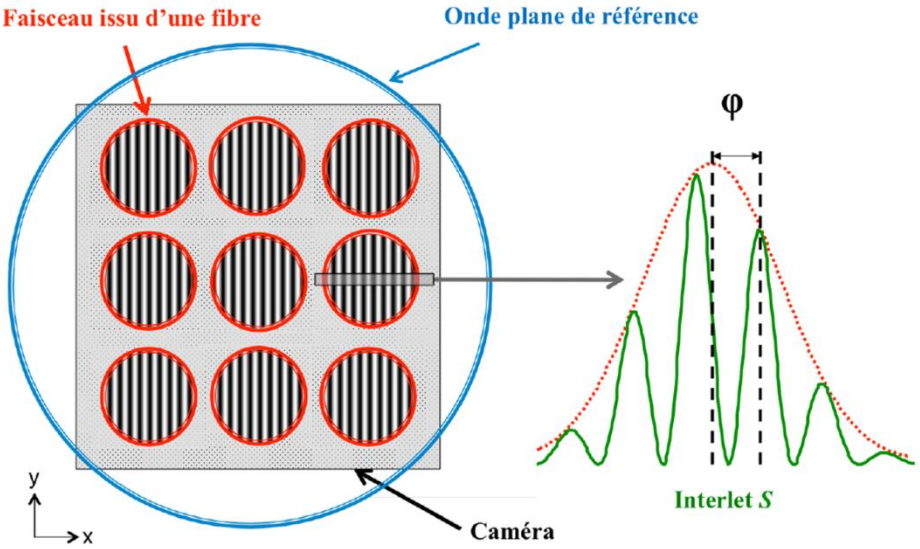


Figure 1-19 : A gauche, figure d'interférences obtenue avec 3×3 fibres et à droite, un exemple de coupe du signal dans un des systèmes de franges (Antier, 2014).

1.2.2.5 Interférométrie à Décalage Quadri Latéral (IDQL)

L'interférométrie à décalage quadri-latéral, inventée pour rendre l'interféromètre multi-ondes compacte, est née en 2000 sous l'impulsion de J. Primot (Primot, 2000) pour les besoins d'une résolution spatiale accrue par rapport au Shack-Hartmann. Cet analyseur utilise une technique d'interférométrie à décalage multi-latéral (Velghe, 2007) qui consiste à répliquer la surface d'onde à analyser au moyen d'un réseau de diffraction puis de faire interférer entre elles les répliques. L'interférogramme obtenu contient alors les informations des gradients de phase dans les deux directions qu'il suffit d'intégrer pour retrouver la surface d'onde (Figure 1-20). Cet analyseur a été commercialisé par la société Phasics sous le nom de SID4.

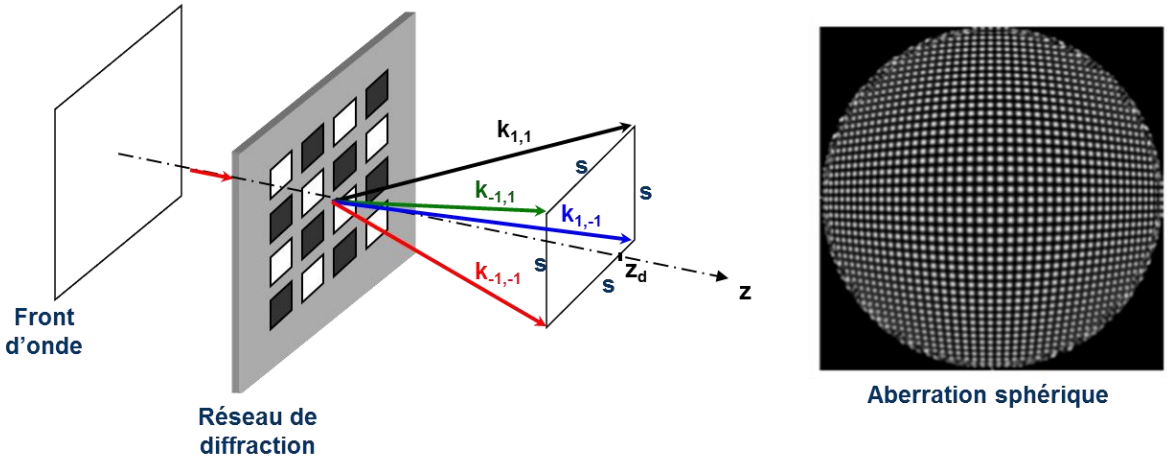


Figure 1-20 : Principe de l'interférométrie à décalage quadri-latéral (Bellanger, 2010).

Cette technique a été adaptée aux surfaces d'ondes segmentées initialement par J.-C. Chanteloup (Chanteloup, 1998), puis repris par S. Velghe (Velghe, 2007) ou encore par B. Toulon (Toulon, 2009). Dans cette dernière thèse, les sauts de phase entre deux éléments juxtaposés ont été étudiés. En effet, si nous prenons un saut de phase *h* équivalent à celui de la Figure 1-21, nous obtenons, avec la superposition de deux répliques du front d'onde, une sinusoïde « cassée », où les hauteurs du raccord des cassures renseignent sur la hauteur de marche *h*.

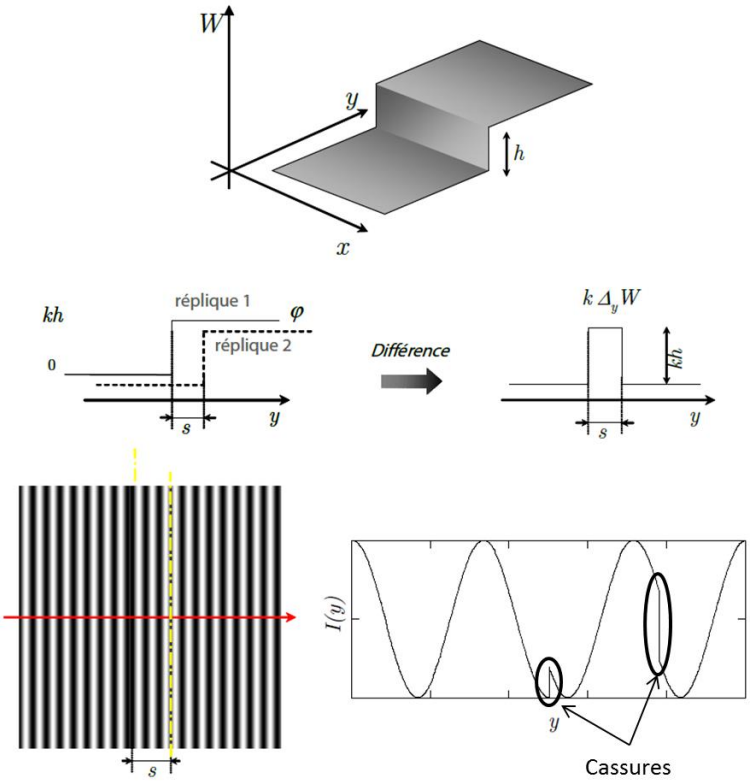


Figure 1-21 : Etude d'une marche de phase par IDQL (Toulon, 2009). Le principe est présenté ici avec une superposition de deux répliques du front d'onde.

Contrairement à l'IDQL, nous sommes dans une configuration hybride où ce qui est mesuré n'est plus la dérivée de la phase mais son taux d'accroissement. Un système utilisant cette configuration a d'ailleurs été développé pour mettre en phase quatre faisceaux lasers (Mousset, 2006).

1.2.2.6 Dérivée de l'IDQL : le mode « 2×2 ultime »

Une évolution de l'interférométrie à décalage latéral précédemment présentée, a été proposée par C. Bellanger (Bellanger, 2010) pour le cophasage de fibres laser et appelée mode « 2×2 ultime ». Le réseau est éloigné de la caméra par rapport à la configuration classique afin de faire interférer totalement les couples de fibres lasers adjacents deux à deux (Figure 1-23). Un exemple d'interférogramme ayant servi au cophasage de 64 fibres laser (Bourderionnet, 2011) est affiché Figure 1-23 à droite. Cette configuration n'a été possible sur ce système que parce que le taux de remplissage de la pupille en champ proche était plutôt faible.

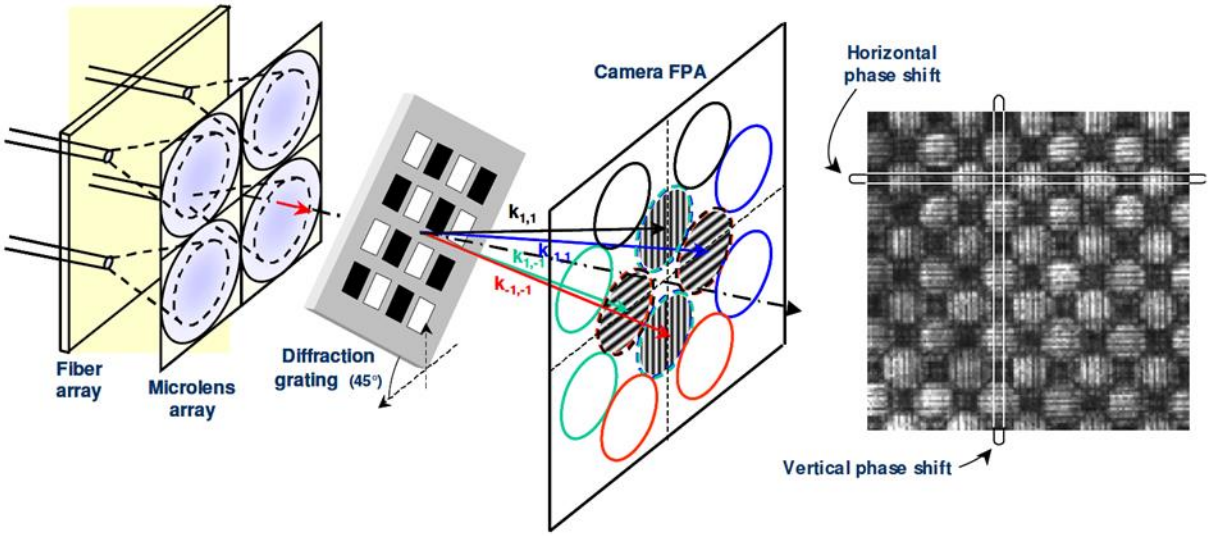


Figure 1-22 : Exemple d'interférogramme obtenu avec une évolution de l'IDQL, le 2×2 ultime (Bourderionnet, 2011).

Comme expliquée dans la section 1.1.4, la montée en puissance des lasers se traduit par une augmentation du nombre de fibres laser à recombiner, mais aussi par une augmentation du taux de remplissage en champ proche. Ce dernier se traduit par une évolution du profil en sortie de fibre pour passer du profil gaussien à un profil *top hat*. Une simulation de la technique du « 2×2 ultime » a été appliquée à plusieurs arrangements en champ proche des fibres lasers, le cas évoqué dans la référence (Bellanger, 2010) (Figure 1-23.a), un cas ayant un taux de remplissage maximum (*top hat*) et faisceaux jointifs en arrangement cartésien (Figure 1-23.b) et un dernier cas ayant un taux de remplissage maximum (*top hat*) et faisceaux jointifs en arrangement hexagonal (Figure 1-23.c).

Plus le taux de remplissage en champ proche augmente, et plus il devient difficile de définir des zones d'interférences uniquement composées de franges d'interférence deux-ondes (Figure 1-23.b). Dans le cas hexagonal, les interférences deux-ondes ont même disparu au profit d'interférences trois-ondes ou plus (Figure 1-23.c), ce qui rend impossible les mesures entre couples de fibres.

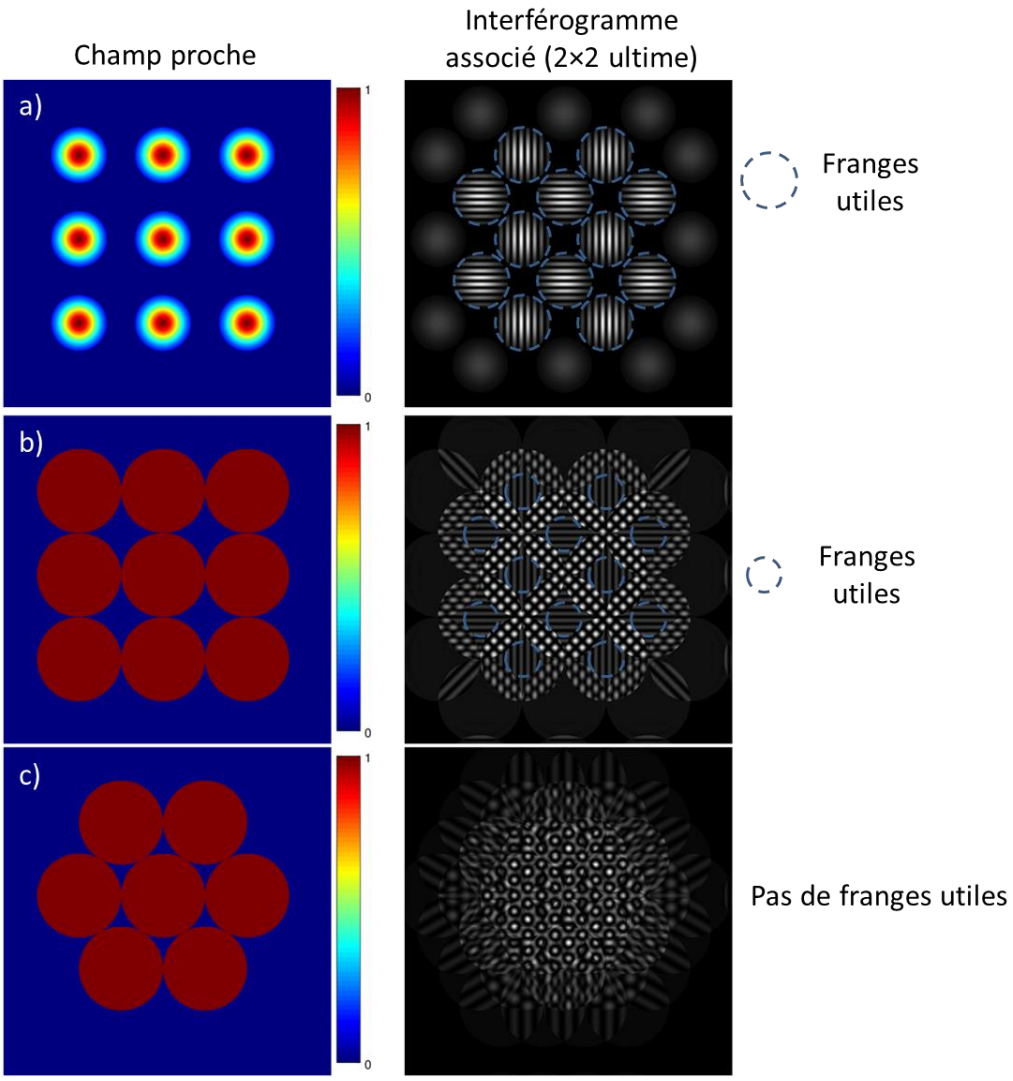


Figure 1-23 : Simulation des interférogrammes (à droite) associés aux champs proches correspondant (à gauche) par la technique du « 2×2 ultime » (l'ordre zéro du réseau de diffraction utilisé est ici supprimé) : a) arrangement cartésien, profil gaussien, b) arrangement cartésien, profil *top hat*, c) arrangement hexagonal, profil *top hat*.

En conclusion, chaque analyseur présenté permet de répondre partiellement aux critères spécifiés dans la section 1.2.1, mais aucun n'arrive à répondre à l'ensemble des critères simultanément. La section suivante sera l'occasion de résumer les réponses aux critères des différents analyseurs puis nous proposerons un nouveau type d'analyseur capable d'adresser l'ensemble des critères.

1.3 Développement de l'analyseur PISTIL

Les analyseurs décrits précédemment présentent tous des avantages et inconvénients par rapport à l'application visée, c'est-à-dire le cophasage de fibres laser. Une synthèse a été réalisée dans le Tableau 1-2 où nous indiquons le respect ou non des critères nécessaires pour l'analyseur souhaité (1.2.1).

	Broadband phasing algorithm	Phasing Gun	Diversité de phase	Détection hétérodyne	IDQL	2×2 ultime
Adressage des pistons faibles (<λ)	++	++	++	++	++	++
Adressage des Pistons élevés (>λ)	++	++	++	++	+	++
Adressage des tip/tilt	+	++	++	+	-	+
Large spectre (dizaine de nm)	++	-	--	++	++	++
Haute cadence (> kHz)	++	++	-	++	+	+
Absence de bras de référence	++	++	++	--	++	++
Grand nombre de fibres	+	--	+	++	++	++
Compatible surface d'onde segmentée	++	++	++	+	++	--
Compatible surface d'onde lacunaire	--	++	++	++	--	+
Facilité d'insertion sur un système quelconque	-	++	-	-	++	++

Tableau 1-2 : Résumé des atouts et inconvénients des différents analyseurs par rapport à l'objectif.

Ce tableau montre qu'il n'existe pas à l'heure actuelle un analyseur développé parfaitement adapté dans le cadre d'un moyen de métrologie pour la conception et l'évaluation des systèmes de recombinaison cohérente de fibres laser.

Pour concevoir un nouvel analyseur qui réponde à tous les critères, nous nous sommes appuyés sur la technique du 2×2 ultime (Bellanger, 2010). L'objectif serait de pouvoir en quelque sorte « nettoyer » cet interférogramme afin de ne faire apparaître que les franges d'interférences deux-ondes qui sont utiles pour l'analyse, quel que soit le taux de remplissage. L'idée est alors de venir placer un masque composé de trous centrés sur les différentes fibres (Figure 1-24). L'apport de cette lacunarité permet d'imposer des zones d'interférence deux-ondes (2.3), et ceci sans perte d'information concernant le piston et les tips/tilts que nous cherchons à mesurer.

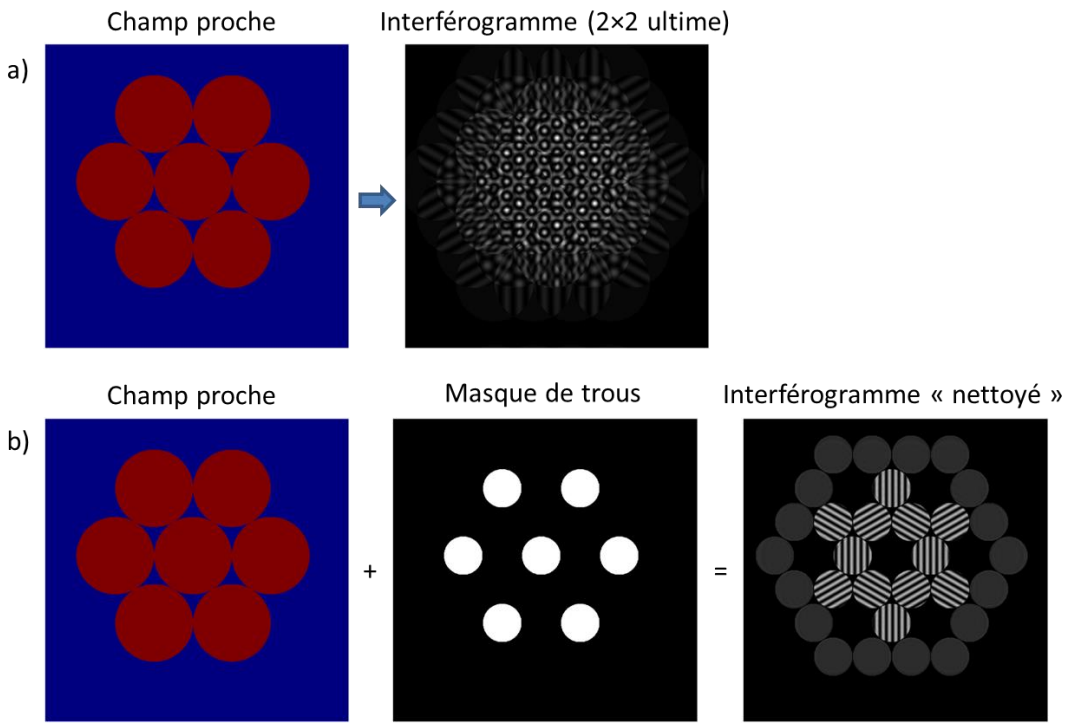


Figure 1-24 : a) Interférogramme obtenu grâce à l'analyseur 2×2 ultime à partir d'un champ proche avec arrangement hexagonal et profil *top hat*, b) ajout d'un masque de trous centrés sur les fibres en champ proche afin de ne laisser passer que le faisceau provenant du centre de chaque fibre. Le résultat est un interférogramme « nettoyé » des franges d'interférences trois-ondes ou plus pour ne laisser les interférences utiles à l'analyse de la phase.

Le travail de cette thèse s'est donc centré sur le développement de ce nouvel analyseur de surfaces d'onde morcelées, appelé PISTIL pour PIStON et TILt (Deprez, 2016), qui puisse s'adapter à n'importe quel type de chaines lasers en développement (Brevet : Deprez, Bellanger, et al., 2017). L'objectif est d'être capable de fournir un moyen de métrologie de référence permettant de fournir des critères pertinents de ces chaînes lasers pour :

- la conception (boucle ouverte) : détermination des paramètres critiques et de leurs amplitudes.
- l'évaluation (boucle fermée) : apport d'un moyen de contrôle lors du fonctionnement des lasers et de figures de mérite adaptées et communes.

Le second chapitre sera centré sur la mise au point de cet analyseur en décrivant notamment les différents composants clés ainsi que les différentes propriétés de chacun. Nous estimerons de manière théorique les performances de mesures accessibles, et quelles en sont les limites. Une fois l'interféromètre mis en place, nous présenterons dans le troisième chapitre un traitement algorithmique de l'interférogramme obtenu, avec ses avantages et inconvénients. Des expériences pratiques, exposés dans le chapitre 4, sur des composants parfaitement maitrisés ont permis d'aider à la conception de l'interféromètre PISTIL, de vérifier ses propriétés et de mesurer ses performances réelles. Enfin, une fois finalisé et parfaitement caractérisé, l'interféromètre a pu être testé en faisceaux réels sur la chaîne laser XCAN. Le chapitre 5 permettra alors de discuter de la caractérisation réalisée par l'interféromètre PISTIL sur cette chaîne laser.

Les différents partenaires de cette thèse

Dans le projet ICAN, l'Onera (The French Aerospace Lab) est ainsi en charge de l'animation du thème de la métrologie des écarts de phase. Le sujet de la métrologie des surfaces d'onde est développé depuis plusieurs années à l'Onera, qui est d'ailleurs à l'origine d'une famille de brevet basée sur la technique d'interférométrie à décalage latéral (Primot, 2000) dont les licences exclusives ont été confiées à l'entreprise Phasics, créé en 2003 et qui finance cette thèse CIFRE. S'il existe plusieurs démonstrations partielles de la mesure de phase en régime impulsionnel dans ce contexte du co-phasage de lasers intenses (1.1.3), aucune n'a pu être faite dans un emploi opérationnel. Compte tenu de l'échéance envisagée pour le laser complet, à un horizon de trois à quatre ans, l'Onera a décidé d'adopter une démarche en équipe intégrée ab initio, en incluant Phasics dès les premières phases de démonstration. L'idée est de franchir les étapes de validation, évaluation théorique, démonstration et prototypage au cours d'une thèse CIFRE. Ce schéma de valorisation, à savoir un transfert technologique incarné par un doctorant, a déjà été réalisé à l'Onera, avec Phasics : Sabrina Velghe a développé le premier analyseur de surface d'onde infrarouge lors d'une thèse à l'Onera (Velghe, 2007), puis a été embauché chez Phasics pour en réaliser l'industrialisation. Le délai total entre l'idée originale à l'origine de la thèse et les premières ventes industrielles a été réduit à cinq années. Ici, le délai peut encore être réduit puisque l'utilisateur final XCAN, collaboration entre Thales et l'école Polytechnique, et mené par Jean-Christophe Chanteloup, est déjà identifié et participera à l'avancement de la thèse. Fort de ces partenariats sur le plateau de Saclay, le LabEx PALM (ANR-10-LABX-0039-PALM) a pu apporter un soutien financier pour l'achat de matériels spécifiques nécessaires aux expérimentations.

Chapitre 2 Une nouvelle technique d'interférométrie : PISTIL

Ce chapitre est consacré à la description de la technique d'interférométrie PISTIL (PIStON et TILt), décrite Figure 2-25. L'interféromètre mis en place au cours de cette thèse a eu pour objectif de satisfaire au mieux l'ensemble des performances requises dans la section 1.2.1. Il s'agit de développer un interféromètre capable de créer des interférogrammes permettant de mesurer les pistons, tips et tilts relatifs entre chaque couple d'éléments, un élément pouvant représenter une fibre laser par exemple. Après une présentation du principe général (2.1), nous décrirons chaque composant nécessaire pour réaliser l'interféromètre : le masque de trous (2.3), le réseau de diffraction (2.4) et la caméra (2.5). Une fois l'interféromètre mis en place, nous discuterons des différentes propriétés des interférogrammes produits (2.6) et des performances de l'analyseur.

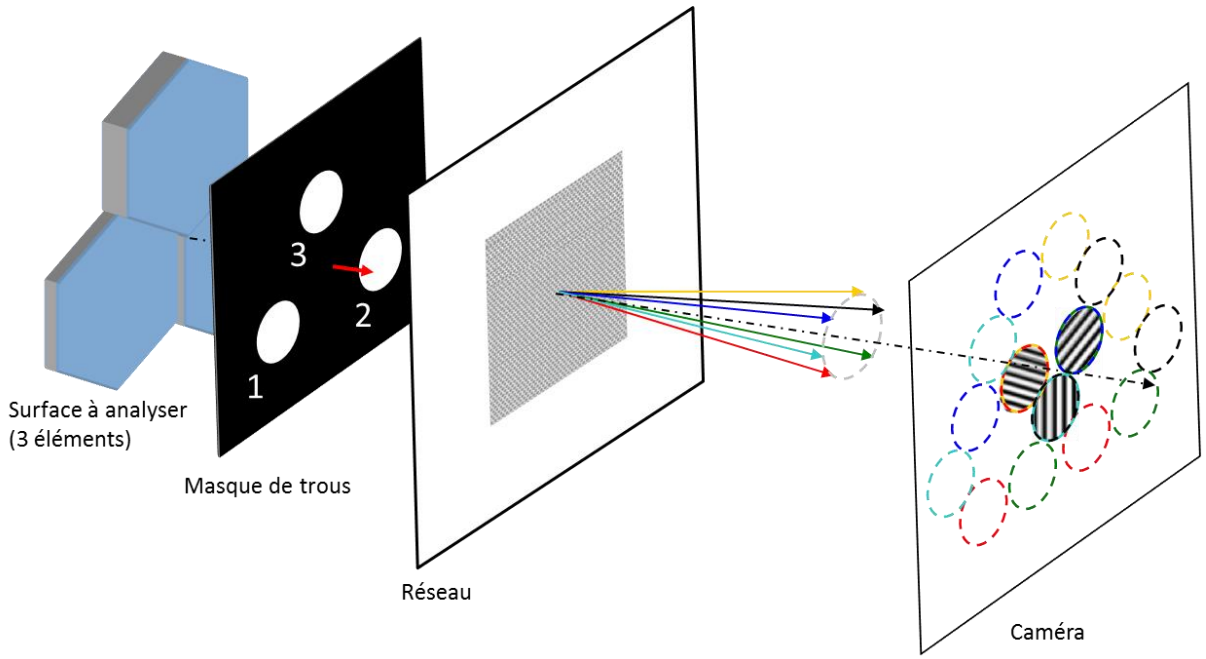


Figure 2-25 : Principe général de la technique PISTIL sur une surface d'onde segmentée composée de trois plans inclinés.

2.1 Principe général de la technique PISTIL

Dans cette section, nous allons nous attacher à décrire le principe de fonctionnement de l'interféromètre. Pour l'illustrer, nous avons pris ici une surface d'onde segmentée (Figure 2-25), composée de trois éléments hexagonaux plans et inclinés et disposés suivant un maillage hexagonal.

Pour générer les interférogrammes voulus, une étape de lacunarisation est nécessaire, comme présentée au 1.3. Nous utilisons un masque composé de trous (cf. 2.3) disposés suivant une géométrie périodique identique à celle des éléments de la surface d'onde à analyser. Dans notre exemple de principe, le masque est composé de trois trous disposés suivant un maillage hexagonal,

et placés de telle manière à ce que les centres des trous coïncident avec les centres des éléments de la surface d'onde segmentée.

La deuxième étape consiste à générer des répliques du front d'onde obtenu après lacunarisation par le masque de trous, c'est-à-dire composé de trois sous-pupilles circulaires dans l'exemple. Pour cela, nous plaçons un élément diffractant, typiquement un réseau de diffraction, qui va nous servir à générer les répliques nécessaires. Celui-ci devra être conçu afin que les directions de propagation dans le plan transverse coïncident avec celles de la maille des trous de lacunarisation.

Enfin, la dernière étape consiste à placer un détecteur matriciel adapté à la longueur d'onde de la mesure (appelé caméra ici) à une distance bien précise du réseau afin de permettre un recouvrement parfait des répliques provenant de couples de sous-pupilles adjacentes. Dans la Figure 2-25, il y a génération de six répliques par sous-pupille. La caméra doit alors être placée à une distance telle que deux répliques, chacune provenant de deux sous-pupilles voisines, puissent se superposer parfaitement et créer des systèmes d'interférences deux-ondes. La distance permettant une superposition parfaite des répliques sera identique pour tous les couples de sous-pupilles.

L'interférogramme final est alors composé de systèmes de franges parallèles (dues aux multiples interférences à deux-ondes locales), et il y a un système de franges parallèles par couple de trous adjacents disponibles dans le masque. Dans notre exemple, nous comptons trois couples de trous adjacents différents, nous observons donc bien trois systèmes de franges parallèles sur l'interférogramme (Figure 2-25).

La suite du chapitre va décrire plus précisément chaque composant décrit dans la Figure 2-25.

2.2 La surface d'onde segmentée à analyser

Pour illustrer nos propos, nous prendrons une surface d'onde initiale composée de trois éléments i plans et inclinés indépendants de forme hexagonale disposés suivant une géométrie hexagonale (Figure 2-26) possédant des pistons absolus A_i, des tips absolus t_{X_i} et des tilts absolus t_{Y_i}. Ce raisonnement est extrapolable à un grand nombre d'éléments respectant la géométrie hexagonale.

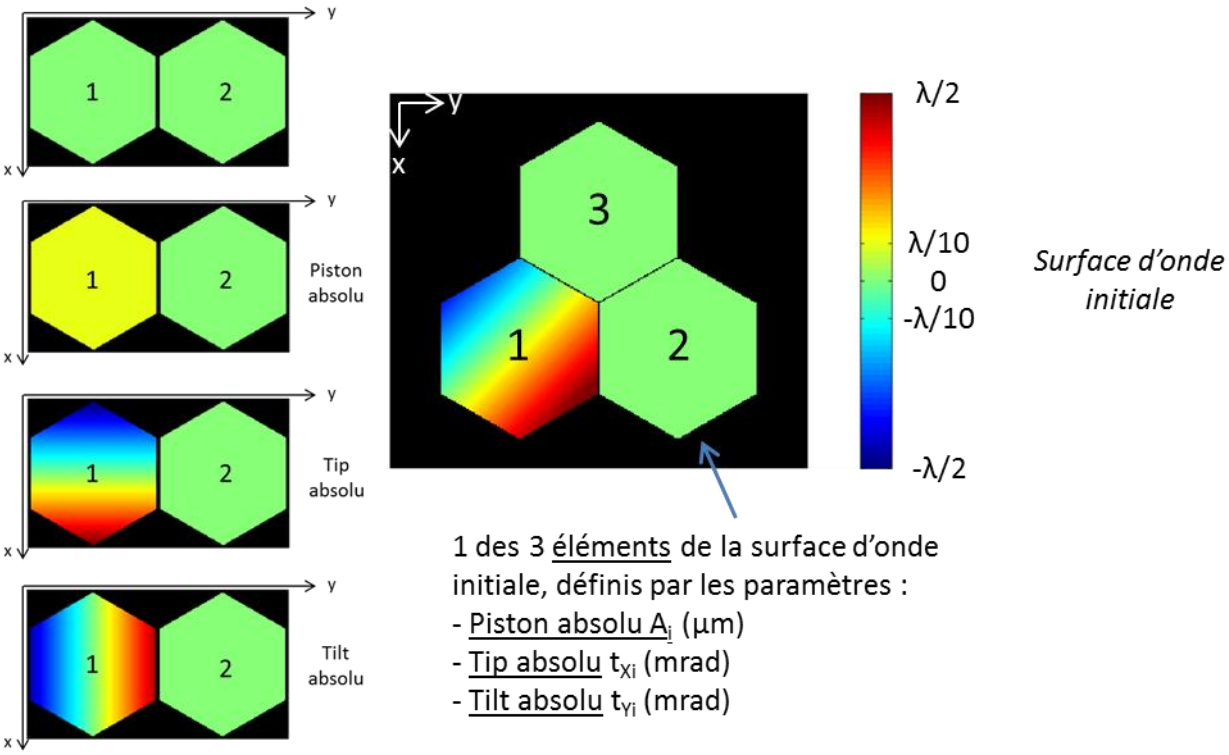


Figure 2-26 : La surface d'onde initiale est composée de 3 éléments hexagonaux, disposés suivant un maillage hexagonal et caractérisé par un piston absolu, un tip absolu et un tilt absolu définis à gauche par rapport au plan du laboratoire. Sur l'exemple, l'élément 1 possède un piston absolu de λ/10, un tip absolu de 1 mrad et un tilt absolu de 1 mrad, tandis que les éléments 2 et 3 sont à pistons, tips et tilts absolus nuls.

Chaque élément $W_{ele_i}(x,y,z)$ est caractérisé par l'équation suivante :

$$W_{ele_i}(x,y,z) = t_{X_i}(x - X_i) + t_{Y_i}(y - Y_i) + A_i + o(x^2, y^2, xy) \quad (2\text{-}3)$$

Les différents termes représentent les quantités suivantes :

- t_{Xi} : le tip absolu (suivant l'axe des x) de l'élément W_{ele_i}
- t_{Yi} : le tilt absolu (suivant l'axe des y) de l'élément W_{ele_i}
- A_i : le piston absolu de la surface d'onde W_{ele_i} (correspondant à l'origine O)
- (O,X_i,Y_i) : la position de la sous-pupille i dans le plan *(Oxy)*
- $o(x^2, y^2, xy)$: front d'onde résiduel éventuel (courbure, astigmatisme, etc)

La première étape concerne la lacunarisation de la surface d'onde à analyser.

2.3 Lacunarisation de la surface d'onde

Le masque de trous est le premier composant clé de la technique PISTIL. Comme exposé à la fin du Chapitre 1, cette fonction, assurée par le masque de trous, crée la lacunarité nécessaire afin que les interférences deux-ondes désirées puissent se former. Les trous du masque sont placés de telle manière à ce que seulement les centres de chaque trou coïncident avec les centres de chaque

élément. La surface d'onde initiale devient alors une surface d'onde lacunarisée composée de sous-pupilles délimitées par les trous du masque (Figure 2-27).

La ième sous-pupille est définie par le produit de la surface d'onde $W_{ele_i}(x,y,z)$ de l'élément i et d'une fonction disque, dont le centre est supposé parfaitement aligné avec le centre de l'élément i (X_i,Y_i) :

$$\begin{aligned} W_i(x,y,z) &= W_{ele_i}(x,y,z) \times disque(X_i,Y_i) \\ W_i(x,y,z) &= \left[\, t_{X_i}(x-X_i) + t_{Y_i}(y-Y_i) + A_i + o(x^2,y^2,xy)\right] \times disque(X_i,Y_i) \\ disque(X_i,Y_i) &= \begin{cases} 1 \; si \; \sqrt{(x-X_i)^2+(y-Y_i)^2} < R_{trou} \\ 0 \; sinon \end{cases} \end{aligned} \tag{2-4}$$

R_{trou} indique le rayon des trous du masque.

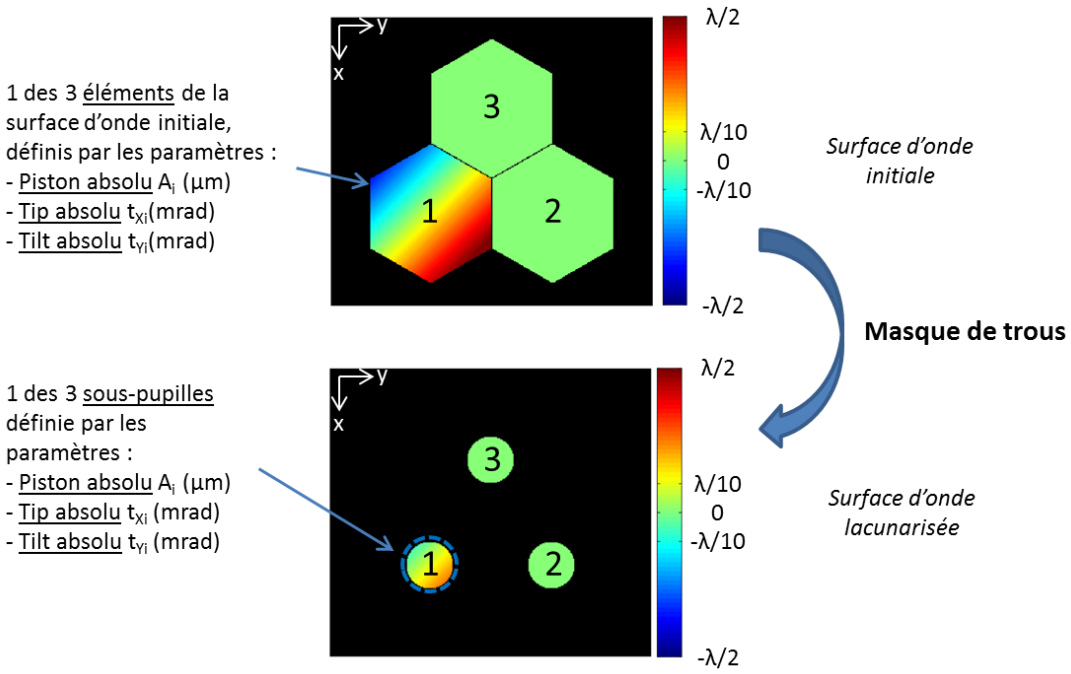


Figure 2-27 : Description de l'étape de lacunarisation de la surface d'onde initiale grâce à un masque de trous. La surface d'onde lacunarisée comporte alors trois sous-pupilles, définies par les mêmes paramètres que la surface d'onde initiale (piston, tip et tilt absolu).

Après l'étape de lacunarisation, il est nécessaire de créer des répliques de chaque sous-pupille afin de les faire se superposer pour former les systèmes d'interférences deux-ondes. Nous verrons ainsi que le masque de trous joue le rôle de « nettoyeur » de franges. La prochaine section s'attardera sur le réseau de diffraction, composant choisi pour la création de répliques, ainsi que sur la description mathématique de la formation des systèmes de franges parallèles.

2.4 Genèse des interférences deux-ondes

Nous allons décrire dans un premier temps le réseau de diffraction utilisé pour la génération des répliques. Puis dans un second temps, nous nous intéresserons tout particulièrement à la description mathématique des systèmes d'interférences deux-ondes.

2.4.1 Description du réseau de diffraction

Le masque de trous ayant lacunarisé la surface d'onde initiale, nous allons maintenant pouvoir créer les répliques de chaque sous-pupille afin de les faire interférer avec leurs voisines.

Le réseau de diffraction est le second composant clé de la technique PISTIL. Le but est de trouver un réseau de diffraction dont les directions de propagation des ordres de diffraction correspondent aux directions du maillage du masque de trou. Cela signifie que les directions du réseau de diffraction sont celles du réseau de Bravais correspondant au masque de trous. Le réseau de Bravais est une notation empruntée à la cristallographie qui désigne le réseau réciproque, obtenu par transformée de Fourier du réseau de diffraction (réseau réel).

Sur notre cas d'étude, la conception du réseau de diffraction doit pouvoir permettre de générer les répliques désirées, soit 6 ordres de diffraction dans les directions correspondant au sommet d'un hexagone régulier, nécessaires à l'apparition des systèmes d'interférences. Il peut également être souhaitable de garder un ordre zéro pour avoir une information sur l'amplitude des répliques. Dans notre exemple, il s'agit d'un réseau bidimensionnel ayant un maillage hexagonal obtenu par structuration de l'espace (Figure 2-28), avec des plots d'indice différent du substrat sur lequel ils sont posés par exemple.

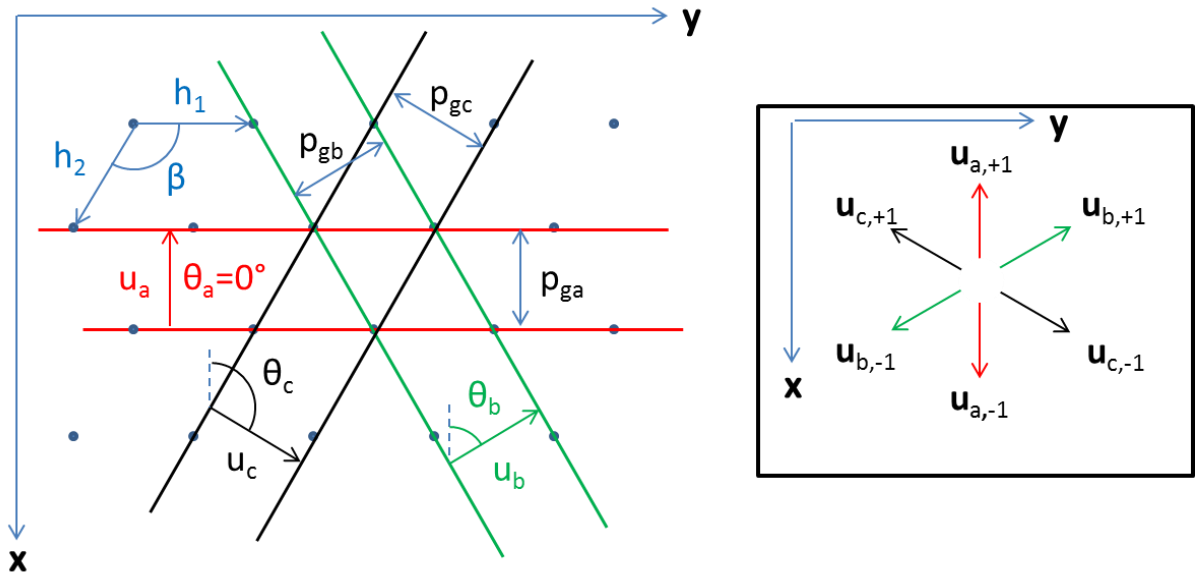


Figure 2-28 : A gauche, le schéma présente la direction de propagation des ordres de diffraction à partir d'un réseau physique composé de plots (points bleus) bidimensionnel avec un maillage hexagonal. Ses paramètres de maille sont h_1, h_2 et β tel que $h_1 = h_2$ et $\beta = 120°$. p_{ga}, p_{gb} et p_{gc} représentent les périodes du réseau réciproque respectivement en rouge, noir et vert sur les trois directions, tandis que θ_a, θ_b et θ_c représentent respectivement l'angle par rapport à l'axe Ox. Dans notre cas, $p_{ga} = p_{gb} = p_{gc}$ et $\theta_a = 0°$, $\theta_b = 60°$ et $\theta_c = 120°$. A droite, représentation des directions de propagation des ordres principaux.

Le réseau de diffraction Figure 2-28 est le résultat de la superposition de trois réseaux de diffraction individuels d'orientation θ_a, θ_b et θ_c et de période p_{ga}, p_{gb} et p_{gc}. Le terme p_g est défini comme étant la période du réseau de Bravais du réseau de diffraction individuel.

Pour information, le cas cartésien serait représenté par le trio de paramètre $h_1 = h_2$ et β = 90°, avec un des ordres de diffraction dégénéré par rapport au cas hexagonal.

A partir de cette maille hexagonale, les principaux ordres de diffraction utiles pour la technique PISTIL ont été représentés sur la Figure 2-28 à droite. Les ordres supplémentaires (comme les ordres ±2 par exemple), non représentés ici, seront alors des ordres parasites qu'il faudra pouvoir supprimer.

Nous allons ainsi nous concentrer sur la formulation mathématique d'un système de franges d'interférences, créé à partir de deux répliques diffractées par le réseau de diffraction provenant de deux sous-pupilles voisines.

2.4.2 Formation d'un système de franges d'interférences

Le schéma Figure 2-29 servira de base pour expliquer le raisonnement. Nous allons partir de la description de deux sous-pupilles $W_i(x,y,z)$ et $W_j(x,y,z)$ adjacentes à analyser, rappelées équation (2-5), jusqu'à la formation du système de franges d'interférences correspondant.

$$\begin{aligned} W_i(x,y,z) &= \left[\, t_{X_i}(x - X_i) + t_{Y_i}(y - Y_i) + A_i + o(x^2, y^2, xy)\right] \times disque(X_i, Y_i) \\ W_j(x,y,z) &= \left[\, t_{X_j}(x - X_j) + t_{Y_j}(y - Y_j) + A_j + o(x^2, y^2, xy)\right] \times disque(X_j, Y_j) \end{aligned} \quad (2\text{-}5)$$

Les différents termes représentent les quantités suivantes :

- t_{Xi} : le tip absolu suivant l'axe des x de la surface d'onde W_i, le même que W_{ele_i}
- t_{Yi} : le tilt absolu suivant l'axe des y de la surface d'onde W_i, le même que W_{ele_i}
- A_i : le piston absolu de la surface d'onde W_i, le même que W_{ele_i}
- t_{Xj} : le tip absolu suivant l'axe des x de la surface d'onde W_j, le même que W_{ele_j}
- t_{Yj} : le tilt absolu suivant l'axe des y de la surface d'onde W_j, le même que W_{ele_j}
- A_j : le piston absolu de la surface d'onde W_j, le même que W_{ele_j}
- (X_i,Y_i) : la position de la sous-pupille i dans le plan *(Oxy)*
- (X_j,Y_j) : la position de la sous-pupille j dans le plan *(Oxy)*
- $o(x^2, y^2, xy)$: front d'onde résiduel (courbure, astigmatisme, etc) avec n > 1
- $disque(X_i, Y_i)$: disque composé de 1 centré sur (X_i,Y_i) de rayon R_{trou}
- $disque(X_j, Y_j)$: disque composé de 1 centré sur (X_j,Y_j) de rayon R_{trou}

L'explication est menée sur l'exemple de l'un des réseaux individuels qui constituent le réseau de diffraction, orienté suivant la direction θ_a, θ_b ou θ_c, notée θ, et de pas p_{ga} ,p_{gb} ou p_{gc}, noté p_g (Figure 2-29).

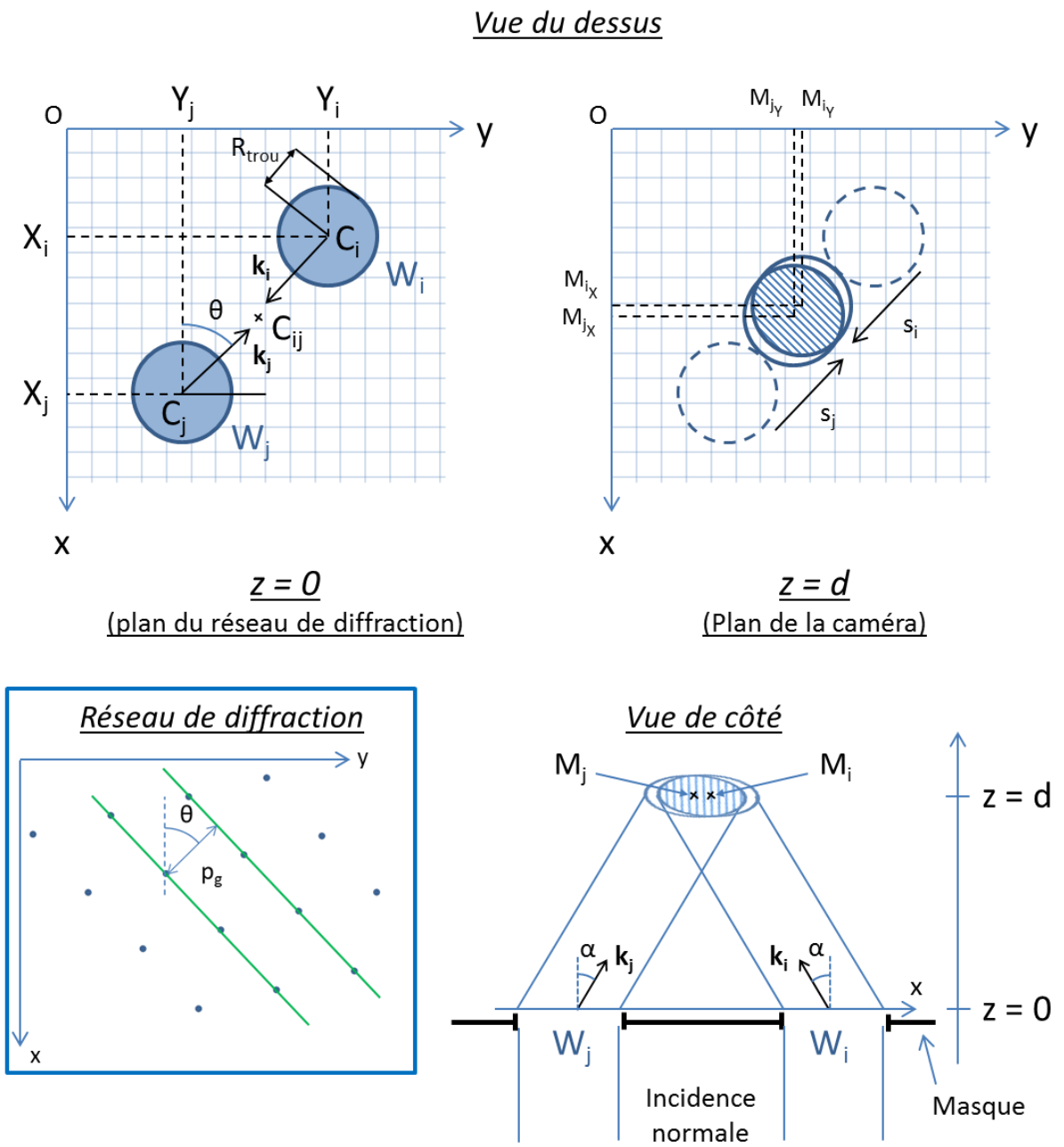


Figure 2-29 : Schéma explicatif de la formation d'un système de franges d'interférences à partir de deux sous-pupilles $W_{i/j}(x,y,z)$ de centre $C_{i/j}(X_{i/j},Y_{i/j},0)$. Les ordres utiles du réseau de diffraction sont affichés en bas à gauche (en vert) et sont à l'origine des deux répliques de vecteur d'onde $k_{i/j}$. θ est l'angle d'orientation des ordres de diffraction du réseau dans le plan *(Oxy)* par rapport à l'axe (Ox), et p_g le pas du réseau de Bravais. *α* est l'angle obtenu par la formule des réseaux en transmission pour la direction de propagation des répliques. $M_{i/j}$ ($M_{i/jX}$, $M_{i/jY}$) est la position du centre de la réplique de la sous-pupille i/j. s_i et s_j représentent le décalage latéral des répliques provenant respectivement de la sous-pupille i et j. C_{ij} représente la position moyenne entre les points C_i et C_j dans le plan z = 0.

Les deux sous-pupilles $W_i(x,y,z)$ et $W_j(x,y,z)$ sont définies dans le repère du laboratoire $(O,\vec{x},\vec{y},\vec{z})$ par leur centre $C_{i/j}(X_{i/j},Y_{i/j},0)$. Après passage à travers le réseau de diffraction, placé dans le plan $(O,\vec{x},\vec{y})$, la réplique de la sous-pupille i (ordre 1 de diffraction) et la réplique de la sous-pupille j (ordre -1 de diffraction) sont définies respectivement par leur vecteur d'onde k_i et k_j. Les autres

ordres +1 et -1 des sous-pupilles, non représentés, servent à créer d'autres systèmes de franges avec d'autres sous-pupilles voisines.

Pour définir les vecteurs d'onde $\overrightarrow{k_\iota}$ et $\overrightarrow{k_J}$, nous allons partir de la formule des réseaux en transmission en incidence normale :

$$sin(\alpha) = m\frac{\lambda}{p_g} \tag{2-6}$$

Où m est le numéro d'ordre de diffraction, λ la longueur d'onde et p_g le pas du réseau de Bravais. Un vecteur d'onde k du réseau de diffraction sera alors égal à :

$$\vec{k} = \begin{pmatrix} sin(\alpha)cos(\theta) \\ -sin(\alpha)sin(\theta) \\ cos(\alpha) \end{pmatrix} \tag{2-7}$$

Où θ est l'angle d'orientation des ordres de diffraction du réseau dans le plan *(Oxy)*. Comme nous avons α << 1, et que nous avons posé m = 1 pour le vecteur d'onde $\overrightarrow{k_\iota}$ de la réplique de la sous-pupille i (ordre 1 de diffraction) et m = -1 pour le vecteur d'onde $\overrightarrow{k_J}$ de la réplique de la sous-pupille j (ordre -1 de diffraction), nous avons finalement :

$$\overrightarrow{k_\iota} = \begin{pmatrix} \frac{\lambda}{p_g}\ cos(\theta) \\ -\frac{\lambda}{p_g}\ sin(\theta) \\ 1 \end{pmatrix}, \overrightarrow{k_J} = \begin{pmatrix} -\alpha\frac{\lambda}{p_g}cos(\theta) \\ \alpha\frac{\lambda}{p_g}sin(\theta) \\ 1 \end{pmatrix} \tag{2-8}$$

Lors de la propagation suivant l'axe Oz, les répliques subissent un décalage latéral, respectivement $\overrightarrow{s_\iota}$ et $\overrightarrow{s_J}$, qui vaut dans le plan *z = d* (situé à une distance d du réseau de diffraction) :

$$\begin{aligned} \overrightarrow{s_\iota} = d\overrightarrow{k_\iota} &= \begin{pmatrix} -d\,{}^{\lambda}/_{p_g}\,cos(\theta) \\ d\,{}^{\lambda}/_{p_g}\,sin(\theta) \\ d \end{pmatrix} \\ \overrightarrow{s_J} = d\overrightarrow{k_J} &= \begin{pmatrix} d\,{}^{\lambda}/_{p_g}\,cos(\theta) \\ -d\,{}^{\lambda}/_{p_g}\,sin(\theta) \\ d \end{pmatrix} \end{aligned} \tag{2-9}$$

Les champs complexes des répliques $U_i^\lambda(x,y,z)$ et $U_j^\lambda(x,y,z)$ des surfaces d'ondes $W_i(x,y,z)$ et $W_j(x,y,z)$ dans le plan *z = d* sont définis par :

$$\begin{aligned} U_i^\lambda(x,y,d) &= U_{i_0}(x,y) \times exp\left(J\frac{2\pi}{\lambda}\overrightarrow{k_\iota}.\vec{r} + J\frac{2\pi}{\lambda}W_{ele_i}(\vec{r} - \overrightarrow{s_\iota})\right) \times disque\big(X_i + s_{i_X}, Y_i + s_{i_Y}\big) \\ U_j^\lambda(x,y,d) &= U_{j_0}(x,y) \times exp\left(J\frac{2\pi}{\lambda}\overrightarrow{k_J}.\vec{r} + J\frac{2\pi}{\lambda}W_{ele_j}(\vec{r} - \overrightarrow{s_J})\right) \times disque\big(X_i + s_{j_X}, Y_i + s_{j_Y}\big) \end{aligned} \tag{2-10}$$

Où $U_{i_0}(x,y)$ représente l'amplitude de la réplique de la sous-pupille i dans le plan du réseau de diffraction, $U_{j_0}(x,y)$ représente l'amplitude de la réplique de la sous-pupille j dans le plan du réseau de diffraction, $\vec{r}$ le vecteur unité et *J* est le nombre imaginaire tel que $J^2 = -1$.

L'intensité du système de franges d'interférence $I_{ij}^{\lambda}(x,y,z)$ dans le plan *z = d*, résulte de l'interférence deux-ondes entre les champs $U_i^{\lambda}(x,y,z)$ et $U_j^{\lambda}(x,y,z)$ sur la zone de recouvrement des disques :

$$I_{ij}^{\lambda}(x,y,d) = \left(U_i^{\lambda}(x,y,d) + U_j^{\lambda}(x,y,d)\right).\left(U_i^{\lambda}(x,y,d) + U_j^{\lambda}(x,y,d)\right)^*$$

$$\begin{aligned} I_{ij}^{\lambda}(x,y,d) = {} & disque\left(X_i + s_{i_X}, Y_i + s_{i_Y}\right) \times I_0 \\ & + disque\left(X_j + s_{j_X}, Y_j + s_{j_Y}\right) \times I_0 \\ & + disque\left(X_i + s_{i_X}, Y_i + s_{i_Y}\right) \times disque\left(X_j + s_{j_X}, Y_j + s_{j_Y}\right) \\ & \times \left[2I_0 \times cos\left(\frac{2\pi}{\lambda}\left(\overrightarrow{k_i} - \overrightarrow{k_j}\right).\vec{r} + \frac{2\pi}{\lambda}\left(W_i(\vec{r} - \vec{s_i}) - W_j\left(\vec{r} - \vec{s_j}\right)\right)\right)\right] \end{aligned} \tag{2-11}$$

Avec :

$$I_0 = \left|U_{i_0} + U_{j_0}\right|^2 \tag{2-12}$$

Cette équation nous montre que le système de franges est principalement décrit par un terme en cosinus. La seconde partie du cosinus contient l'information de différence de phase entre les deux sous-pupilles, tandis que le premier terme représente la fréquence porteuse. Étant donné que les vecteurs d'ondes k_i et k_j sont proportionnels à la longueur d'onde λ, il est important de noter que le premier terme du cosinus est indépendant de la longueur d'onde, ce qui rend le système de franges achromatique.

Dans cette approche, le front d'onde résiduel $o(x^2, y^2, xy)$ sera négligé. Avec cette hypothèse, si nous regardons l'intensité du système de franges d'interférences dans le plan z = d, sur la zone de recouvrement des disques, avec l'origine du repère placé au milieu des centres des sous-pupilles C_i et C_j, tel que $C_{ij} = (X_{ij}, Y_{ij}, 0)$, l'équation devient :

$$\begin{aligned} I_{ij}^{\lambda}(x,y,d) = {} & disque\left(M_{i_X}, M_{i_Y}\right) \times disque\left(M_{j_X}, M_{j_Y}\right) \times 2I_0 \\ & \times \left[1 + cos\left(2\pi\left(\begin{array}{c} \left(\frac{2cos(\theta)}{p_g} + \frac{dt_{X_{ij}}}{\lambda}\right)x \\ + \left(\frac{-2sin(\theta)}{p_g} + \frac{dt_{Y_{ij}}}{\lambda}\right)y \\ + \frac{1}{\lambda}\left(\begin{array}{c} t_{X_j}\left(M_{j_X}\right) - t_{X_i}\left(M_{i_X}\right) \\ + t_{Y_j}\left(M_{j_Y}\right) - t_{Y_i}\left(M_{i_Y}\right) \\ + dP_{ij} \end{array}\right) \end{array}\right)\right)\right] \end{aligned} \tag{2-13}$$

Avec

$$
\begin{aligned}
dt_{X_{ij}} &= t_{X_i} - t_{X_j} \\
dt_{Y_{ij}} &= t_{Y_i} - t_{Y_j} \\
dP_{ij} &= A_i - A_j \\
\overrightarrow{M_i} &= \begin{pmatrix} X_i \\ Y_i \\ 0 \end{pmatrix} + \begin{pmatrix} -d\,{}^{\lambda}/_{p_g}\,cos(\theta) \\ d\,{}^{\lambda}/_{p_g}\,sin(\theta) \\ d \end{pmatrix} \\
\overrightarrow{M_j} &= \begin{pmatrix} X_j \\ Y_j \\ 0 \end{pmatrix} + \begin{pmatrix} d\,{}^{\lambda}/_{p_g}\,cos(\theta) \\ -d\,{}^{\lambda}/_{p_g}\,sin(\theta) \\ d \end{pmatrix} \\
C_{ij} &= \begin{pmatrix} X_{ij} \\ Y_{ij} \\ 0 \end{pmatrix} = \frac{1}{2}\begin{pmatrix} X_i \\ Y_i \\ 0 \end{pmatrix} + \frac{1}{2}\begin{pmatrix} X_j \\ Y_j \\ 0 \end{pmatrix}
\end{aligned}
\tag{2-14}
$$

Les termes $dt_{X_{ij}}$, $dt_{Y_{ij}}$ et dP_{ij} représentent respectivement le tip relatif, le tilt relatif et le piston relatif entre les sous-pupilles W_i et W_j. Pour chaque grandeur, la valeur relative est la différence des deux valeurs absolues de chaque sous-pupille. M_i représente le centre de la réplique provenant de la sous-pupille i et M_j représente le centre de la réplique provenant de la sous-pupille j. Enfin la position $C_{ij}(X_{ij},Y_{ij},0)$ représente la position moyenne entre les points C_i et C_j dans le plan z = 0.

L'équation obtenue en (2-13) représente l'intensité d'un des systèmes de franges d'interférences de l'interférogramme. Ainsi, pour obtenir les équations des trois systèmes de franges d'interférences liés aux trois réseaux superposés sur le réseau de diffraction pour les couples de sous-pupilles suivant les 3 directions, il suffit de remplacer l'angle θ par θ_a, θ_b ou θ_c, et p_g par p_{ga}, p_{gb} ou p_{gc}. L'équation (2-13) montre que la fréquence porteuse vaut alors $2/p_g$.

Afin de simplifier l'écriture pour la suite du manuscrit, nous appellerons « pétale » un des systèmes de franges d'interférences sur la zone de recouvrement des répliques de deux sous-pupilles adjacentes, et « pistilogramme » l'interférogramme obtenu.

Les différentes étapes pour la génération des pistilogrammes correspondant à la surface d'onde initiale sont ainsi résumées dans la Figure 2-30.

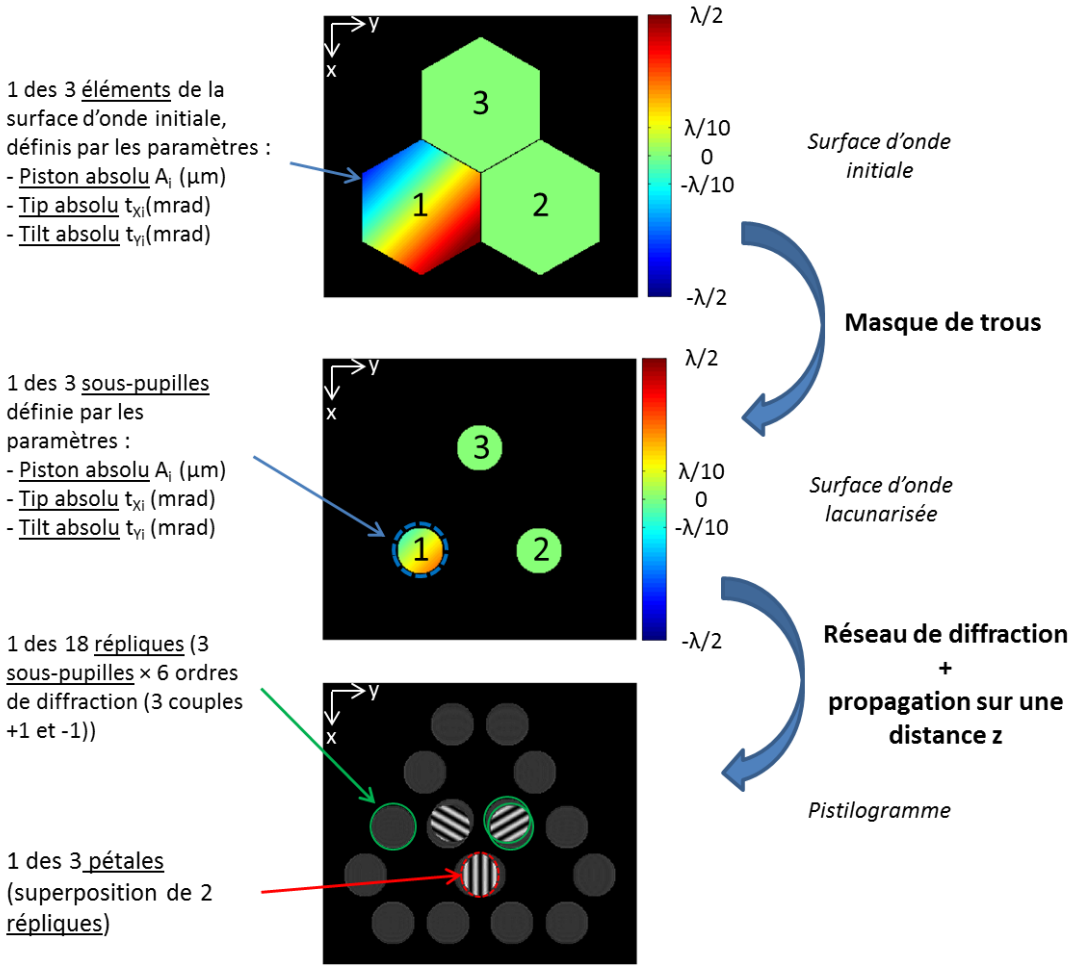


Figure 2-30 : Schéma récapitulatif pour la génération d'un interférogramme (appelé pistilogramme), composé de systèmes de franges d'interférences (appelés pétales) à partir d'une surface d'onde initiale. Une première étape de lacunarisation s'effectue avec un masque de trous, puis les pistilogrammes sont générés grâce un réseau de diffraction.

Il reste maintenant à définir le dernier composant de l'interféromètre PISTIL, la caméra.

2.5 Enregistrement des pistilogrammes et optimisation

Les principaux éléments à considérer de la caméra sont le pas pixel, afin de permettre d'échantillonner correctement les pétales et sa position sur l'axe optique par rapport au réseau. La taille de la matrice de pixels doit également permettre d'acquérir la totalité du pistilogramme.

Nous allons montrer tout d'abord qu'il existe une distance optimale entre le réseau et la caméra. Le pas pixel sera ensuite déterminé pour permettre un échantillonnage correct des pétales tout en veillant à ce que la matrice de pixels permette d'acquérir la totalité du pistilogramme. Une dernière optimisation sera effectuée sur la taille des trous du masque pour augmenter le nombre de franges disponibles dans un pétale. Enfin, une synthèse du mode de dimensionnement de l'interféromètre PISTIL sera réalisée pour montrer l'interdépendance des différents composants pour la conception de l'interféromètre.

2.5.1 Distance optimale de la caméra par rapport au réseau de diffraction

L'objectif de cette partie est de démontrer qu'il existe une seule et unique distance optimale, c'est-à-dire la distance d qui permet le recouvrement parfait des répliques provenant de sous-pupilles voisines.

Nous considérons que le recouvrement est parfait lorsque les centres des répliques M_i et M_j, dont les définitions sont rappelées ci-dessous, sont confondues (Figure 2-31), c'est-à-dire $M_i = M_j$.

$$\overrightarrow{M_i} = \begin{pmatrix} X_i \\ Y_i \\ 0 \end{pmatrix} + \begin{pmatrix} -d\,{}^{\lambda}/_{p_g}\,cos(\theta) \\ d\,{}^{\lambda}/_{p_g}\,sin(\theta) \\ d \end{pmatrix}$$

$$\overrightarrow{M_j} = \begin{pmatrix} X_j \\ Y_j \\ 0 \end{pmatrix} + \begin{pmatrix} d\,{}^{\lambda}/_{p_g}\,cos(\theta) \\ -d\,{}^{\lambda}/_{p_g}\,sin(\theta) \\ d \end{pmatrix} \qquad (2\text{-}15)$$

$$\overrightarrow{M_{ij}} = \begin{pmatrix} M_X \\ M_Y \\ d \end{pmatrix}$$

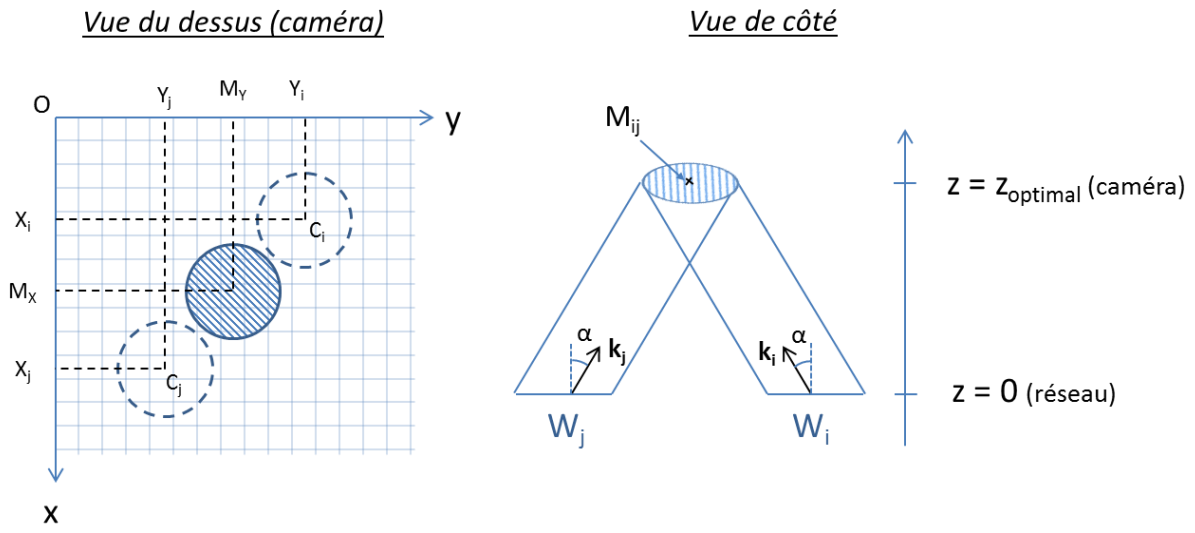


Figure 2-31 : Schéma montrant le recouvrement parfait des deux répliques M_i et M_j à la distance $z = z_{optimal}$.

Cette simplification entraine à ce que $M_{iX} = M_{jX} = M_X$, et $M_{iY} = M_{jY} = M_Y$. Nous pouvons calculer la relation entre la distance séparant les centres des sous-pupilles $\overline{C_iC_j}$ et la distance optimale entre le réseau et la caméra $d = z_{optimal}$. En s'aidant de l'équation (2-6) et de la Figure 2-31 toujours dans le cas où $\alpha << 1$, la distance optimale $z_{optimal}$ vaut alors :

$$z_{optimal} = \overline{C_iC_j}\frac{p_g}{2\lambda} \qquad (2\text{-}16)$$

La distance optimale dépend seulement de la distance entre le centre des deux sous-pupilles voisines $\overline{C_i C_j}$, du pas du réseau de Bravais p_g et de la longueur d'onde λ.

En supposant notre caméra à la distance optimale, c'est-à-dire $M_i = M_j = M_{ij}$ donc $M_X = X_{ij}$ et $M_Y = Y_{ij}$, la formule de l'intensité du pétale (2-13) devient :

$$I_{ij}^{\lambda}(x, y, z_{optimal}) = disque(0,0) \times 2I_0 \times \left[1 + cos\left(2\pi\left(\begin{array}{c}\left(\frac{2cos(\theta)}{p_g} + \frac{dt_{X_{ij}}}{\lambda}\right)x \\ +\left(\frac{-2sin(\theta)}{p_g} + \frac{dt_{Y_{ij}}}{\lambda}\right)y \\ +\frac{1}{\lambda}(dP_{ij})\end{array}\right)\right)\right] \quad (2\text{-}17)$$

Dans cette équation, il n'y a plus que les termes de piston relatif (dP_{ij}), tip relatif (dt_{Xij}) et tilt relatif (dt_{Yij}) qui apparaissent.

Les exemples Figure 2-32 montrent le pistilogramme résultant en fonction de plusieurs distances entre le réseau de diffraction et la caméra. La position optimale est celle qui permet un recouvrement total et complet des répliques des sous-pupilles, et donc qui maximise la taille du pétale et par conséquent le nombre de franges.

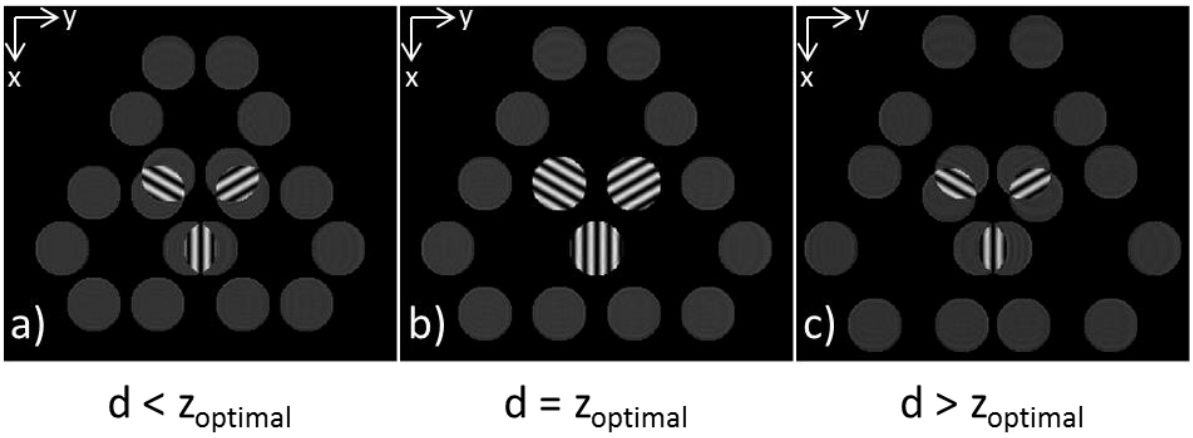


Figure 2-32 : a) caméra trop proche du réseau, b) caméra à la distance optimale et c) caméra trop éloignée du réseau.

La distance optimale entre le réseau et la caméra étant calculée, nous allons expliquer comment choisir le pas pixel et la taille de la matrice de pixel de la caméra pour enregistrer la totalité du pistilogramme à un échantillonnage correct.

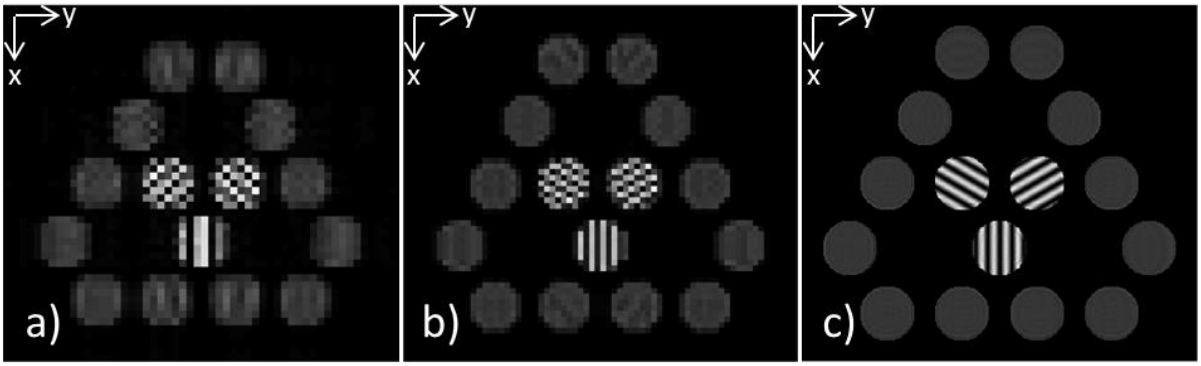
2.5.2 Choix du pas pixel et de la taille de la matrice de pixel

Le pas du pixel de la caméra va principalement dépendre de la période des franges de nos pétales. Or, le pas des franges déterminé dans l'équation (2-17), sans tip ni tilt relatif, ne dépend que

du pas du réseau de Bravais p_g et est égal à $p_g/2$. Le dimensionnement de la caméra doit donc s'effectuer sur ce critère.

Pour pouvoir analyser correctement les franges, il faut au minimum respecter le critère de Shannon, c'est-à-dire que le pas pixel doit être au moins inférieur à la moitié du pas des franges.

Les exemples Figure 2-33 donnent quelque cas où plusieurs pas pixels ont été choisis pour un pas de franges identique. La Figure 2-33.a montre un cas sous-échantillonné, dans la Figure 2-33.b, le pas pixel respecte exactement le critère de Shannon, tandis que la Figure 2-33.c montre un cas sur-échantillonné.



Sous-échantillonné | Echantillonnage minimal (critère Shannon) | Sur-échantillonné

Figure 2-33 : Pistilogrammes acquis avec différents pas pixel. a) le pas pixel est inférieur à la période des franges (sous-échantillonnage), b) le pas pixel respecte exactement le critère de Shannon, c) le pas pixel est supérieur à la période des franges (sur-échantillonnage)

Le choix du pas pixel doit donc permettre d'échantillonner correctement les pétales en respectant au moins deux pixels par franges. Une fois le pas pixel choisi, la taille de la matrice de pixel doit au minimum contenir la totalité du pistilogramme, calculée en fonction du nombre et de la taille des éléments à analyser. Le respect de ces deux conditions permet alors de pouvoir mesurer correctement la totalité de la surface d'onde initiale.

En plus d'un échantillonnage correct des franges du pétale, la résolution obtenue par la mesure peut être améliorée en augmentant le nombre de franges disponibles. Nous allons ainsi montrer dans la partie suivante qu'il existe un diamètre optimal pour la taille des trous permettant d'augmenter la taille des pétales et, par conséquent, le nombre de franges mesurables.

2.5.3 Diamètre optimal des trous du masque

A la distance $z_{optimal}$, le diamètre des trous du masque représente le diamètre des pétales. Afin d'exploiter au maximum la matrice de pixels, nous pouvons augmenter le diamètre des pétales qui, de surcroit, permet d'augmenter le nombre de franges disponibles.

La distance optimale précédemment fixée va permettre de définir un diamètre optimal des trous. Pour déterminer le diamètre optimal, nous allons prendre un cas plus général où le réseau de

diffraction diffracte, en plus des trois couples d'ordres ±1 suivant les trois directions θ, un ordre zéro renseignant sur l'amplitude des répliques. L'ordre zéro de chaque sous-pupille n'étant pas dévié par le réseau de diffraction, il existe donc dans le pistilogramme, trois répliques immobiles dans le plan (Oxy) lors de la propagation sur l'axe optique, permettant de situer la position des trois sous-pupilles avant propagation (Figure 2-34).

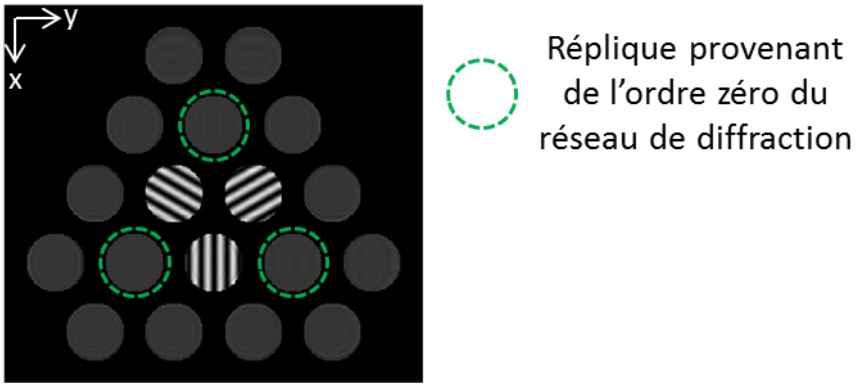


Figure 2-34 : Pistilogramme généré avec un réseau de diffraction possédant 7 ordres, 3 couples d'ordre ±1 et un ordre zéro. En plus de situer la position des sous-pupilles avant le réseau de diffraction, les réplique de l'ordre zéro donnent une information sur l'intensité de la sous-pupille.

Le schéma avec un pétale accompagné cette fois-ci des deux ordres zéro correspondant aux deux sous-pupilles i et j est présenté Figure 2-35.

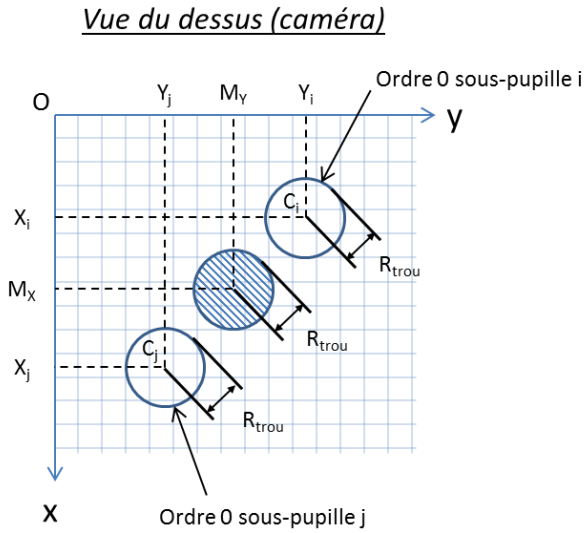


Figure 2-35 : Schéma représentant un pétale lorsque la caméra est à la distance optimale $z_{optimal}$, son centre est placé en (M_X,M_Y), et la réplique d'ordre zéro de la sous-pupille i/j est de centre ($X_{i/j}$,$Y_{i/j}$). Le rayon des deux répliques d'ordre zéro et du pétale vaut R_{trou}.

À partir du schéma Figure 2-35, il est facile de montrer que le diamètre pour lequel il n'y a pas de recouvrement avec une des deux répliques d'ordre zéro est inférieur ou égal à la moitié de la distance entre les centres des sous-pupilles. L'inégalité (2-18) est ainsi obtenue pour respecter cette condition.

$$2R_{trou} \leq \frac{\overline{C_i C_j}}{2} \tag{2-18}$$

Si le diamètre $2R_{trou}$ est trop petit, il y aura moins de franges disponibles pour la mesure (Figure 2-36.a) ; si le diamètre est trop grand, des franges d'interférences trois-ondes ou plus apparaitront au détriment des franges d'interférences deux-ondes, diminuant également le nombre de franges disponibles pour la mesure (Figure 2-36.c).

Les exemples de pistilogrammes Figure 2-36 montrent l'influence du diamètre des trous sur la qualité des pétales obtenus.

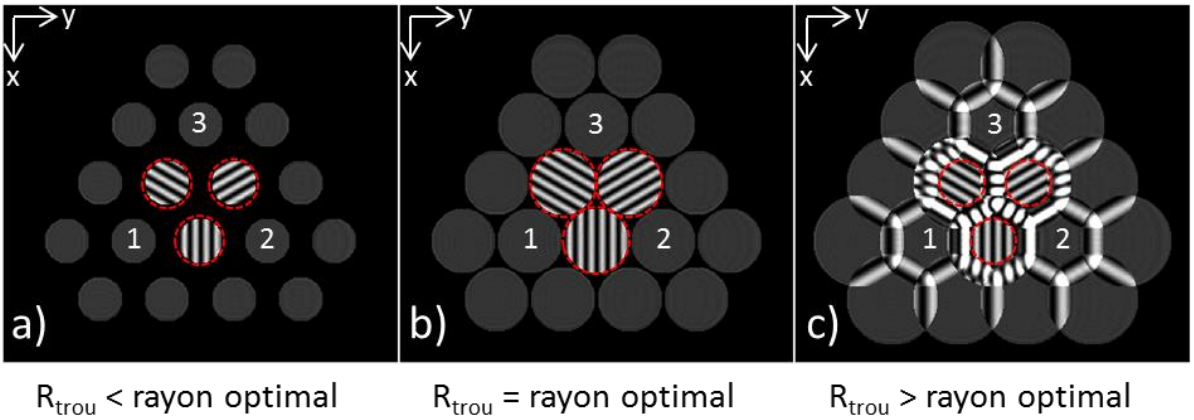


Figure 2-36 : Pistilogrammes obtenus pour trois différents diamètres de trous $2R_{trou}$ à partir de trois sous-pupilles numérotées de 1 à 3, les pétales sont indiqués par les pointillés rouges. En a) diamètre des trous trop petits, en b) diamètre des trous optimal et en c) diamètre des trous trop grand (apparition d'interférences trois-ondes ou plus).

Une fois le diamètre optimal des trous du masque calculé, il faudra néanmoins veiller à ce qu'il y ait suffisamment de franges par pétale pour permettre l'analyse.

L'ensemble des composants étant définis, nous allons résumer dans la partie suivante leurs principales caractéristiques pour la génération d'un pistilogramme optimal par rapport à la surface d'onde à analyser.

2.5.4 Synthèse du mode de dimensionnement de l'interféromètre

La description des composants clés de l'interféromètre PISTIL (masque de trous, réseau de diffraction et caméra), a permis de montrer qu'il existait des paramètres optimaux pour chacun d'eux. De plus, le choix des composants sont interdépendants, c'est-à-dire qu'un des composants impose des contraintes sur le choix des autres.

En pratique, le composant limitant est le plus souvent la caméra, nous allons donc partir de cette hypothèse pour réaliser la synthèse du dimensionnement des composants. La taille caractéristique des éléments de la surface d'onde à analyser peut s'adapter via un afocal si besoin.

Un des paramètres clés de la caméra est le pas pixel. Il impose une contrainte sur le pas des franges des pétales, qui ne dépend que du pas du réseau de Bravais du réseau de diffraction et vaut $p_g/2$. L'échantillonnage des franges, avec M pixels par franges, doit respecter l'inégalité suivante :

$$M \times pas_{pixel} \leq \frac{p_g}{2} \tag{2-19}$$

Le nombre M de pixels par frange doit au minimum respecter le critère de Shannon, c'est-à-dire $M \geq 2$.

Il faut ensuite pouvoir disposer de suffisamment de franges pour pouvoir mesurer correctement les paramètres du pétale. Le nombre de franges disponibles dépend ainsi du diamètre du pétale, qui est égal au diamètre des trous du masque. L'inégalité suivante doit ainsi être respectée pour avoir au moins N franges par pétale :

$$N \times \frac{p_g}{2} \leq 2R_{trou} \tag{2-20}$$

Concernant les nombres M et N, une étude a été menée par (Antier, 2014) et a montré qu'avec M = 3 pixels par franges et N = 1,5 franges par pétale, il est possible de mesurer le piston relatif d'un système de franges avec une précision de λ/60.

Enfin, nous avons vu dans la section 2.5.3 que le diamètre du pétale était contraint par la distance entre les centres de deux sous-pupilles voisines, avec l'inégalité suivante :

$$2R_{trou} \leq \frac{\overline{C_iC_j}}{2} \tag{2-21}$$

Le résumé de l'ensemble des contraintes évoquées précédemment abouti alors à l'inégalité Figure 2-37.

$$\underbrace{M \times N \times pas_{pixel} \leq \overbrace{N \times \frac{p_g}{2}}^{\text{Au moins N franges par pétale}}}_{\text{Au moins M pixels par frange}} \leq \underbrace{2R_{trou} \leq \frac{\overline{C_iC_j}}{2}}_{\text{Diamètre des trous inférieur à la moitié de la distance entre 2 sous-pupilles adjacentes}}$$

Figure 2-37 : Le dimensionnement des composants pour l'interféromètre PISTIL se résume par cette inégalité. pas_{pixel} est le pas pixel de la caméra, p_g le pas du réseau de Bravais, $2R_{trou}$ le diamètre des trous du masque de trous et $\overline{C_iC_j}$ la distance entre le centre deux sous-pupilles adjacentes. N représente le nombre minimal de franges par pétale et M représente le nombre minimal de pixels par franges pour un échantillonnage correct.

Une fois cette inégalité respectée, il sera possible de connaître le nombre de sous-pupilles mesurables en fonction des dimensions de la matrice de pixel de la caméra.

Par exemple, en prenant une caméra avec un pas pixel de 5 µm, une longueur d'onde de 1032 nm et une distance entre les centres de deux sous-pupilles adjacentes égale à 600 µm, pour

respecter l'inégalité et aboutir au pistilogramme Figure 2-38, nous avons choisi une période du réseau de Bravais p_g de 97 µm, un rayon des trous R_{trou} du masque de 150 µm et enfin la distance optimale $z_{optimal}$ entre le réseau de diffraction et la caméra est de 28,2 mm.

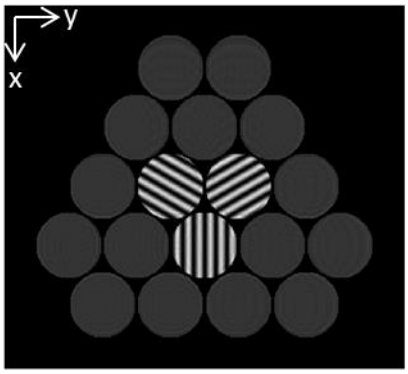


Figure 2-38 : Pistilogramme obtenu avec les paramètres suivants : pas_{pixel} = 5 µm, p_g = 97 µm, $2R_{trou}$ = 300 µm, $\overline{C_iC_j}$ = 600 µm, λ = 1032 nm et $z_{optimal}$ = 28,2 mm.

Dans cette partie, nous avons défini les critères à respecter pour le dimensionnement des composants de l'interféromètre PISTIL pour aboutir au pistilogramme. Ce dernier présente plusieurs propriétés intéressantes qui seront décrites dans la partie suivante.

2.6 Les différentes propriétés du pistilogramme

Le pistilogramme généré par l'interféromètre PISTIL présente plusieurs propriétés. Tout d'abord, nous verrons que le piston relatif, le tip relatif et le tilt relatif définis dans un pétale, sont trois paramètres décorrélés entre eux quand nous sommes à la distance optimale entre le réseau et la caméra. Nous étudierons ensuite les différentes limites de l'analyseur pour la mesure de piston, tip et tilt relatif, et les moyens de les contourner. Enfin, nous discuterons d'un paradoxe montrant que l'interféromètre est chromatique, mais également achromatique.

2.6.1 Décorrélation entre les paramètres de piston, tip et tilt relatifs

Précédemment, nous avons calculé qu'il existait une distance optimale permettant le recouvrement parfait des répliques. Avec cette hypothèse, la formule de l'intensité du pétale a été décrite dans l'équation (2-17), et est rappelé ci-après :

$$I_{ij}^{\lambda}(x,y,z_{optimal}) = disque(0,0) \times 2I_0 \times \left[1 + cos\left(2\pi\left(\begin{array}{c}\left(\frac{2cos(\theta)}{p_g} + \frac{dt_{X_{ij}}}{\lambda}\right)x \\ +\left(\frac{-2sin(\theta)}{p_g} + \frac{dt_{Y_{ij}}}{\lambda}\right)y \\ +\frac{1}{\lambda}(dP_{ij})\end{array}\right)\right)\right] \quad (2\text{-}22)$$

Si nous nous plaçons dans le repère (x_θ,y_θ) centré sur M_{ij} formé par la direction des centres des deux sous-pupilles (Figure 2-39), nous obtenons l'équation (2-23).

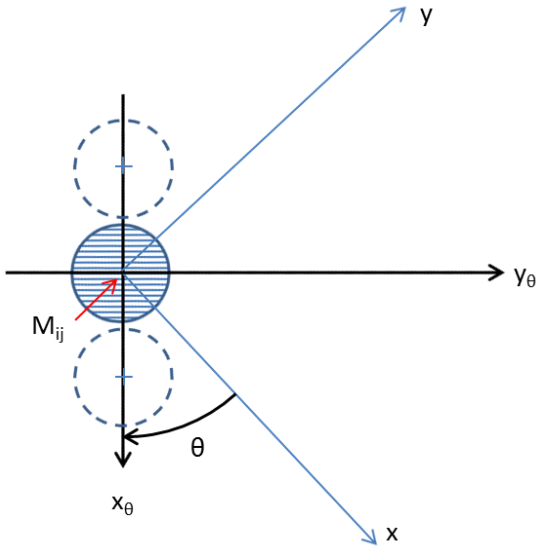


Figure 2-39 : Placement du pétale dans le repère (x_θ,y_θ) centré sur M_{ij} formée par la direction des centres des deux sous-pupilles i et j.

$$I_{ij}^{\lambda}(x_\theta, y_\theta, z_{optimal}) = disque(0,0) \times 2I_0 \times \left[1 + cos\left(2\pi\left(\begin{array}{c}\left(\frac{2}{p_g} + \frac{dt_{X\theta_{ij}}}{\lambda}\right)x_\theta \\ + \frac{dt_{Y\theta_{ij}}}{\lambda} y_\theta \\ + \frac{1}{\lambda}(dP_{ij})\end{array}\right)\right)\right] \quad (2\text{-}23)$$

Toujours dans le cas où nous sommes à la distance optimale, l'équation (2-23) montre qu'une variation du piston relatif dP_{ij} n'induit qu'une translation des franges (Figure 2-40.b), une variation du tip relatif $dt_{X\theta_{ij}}$ modifie uniquement la fréquence des franges (Figure 2-40.c) et une variation du tilt relatif $dt_{Y\theta_{ij}}$ ne fait changer que l'orientation des franges (Figure 2-40.d).

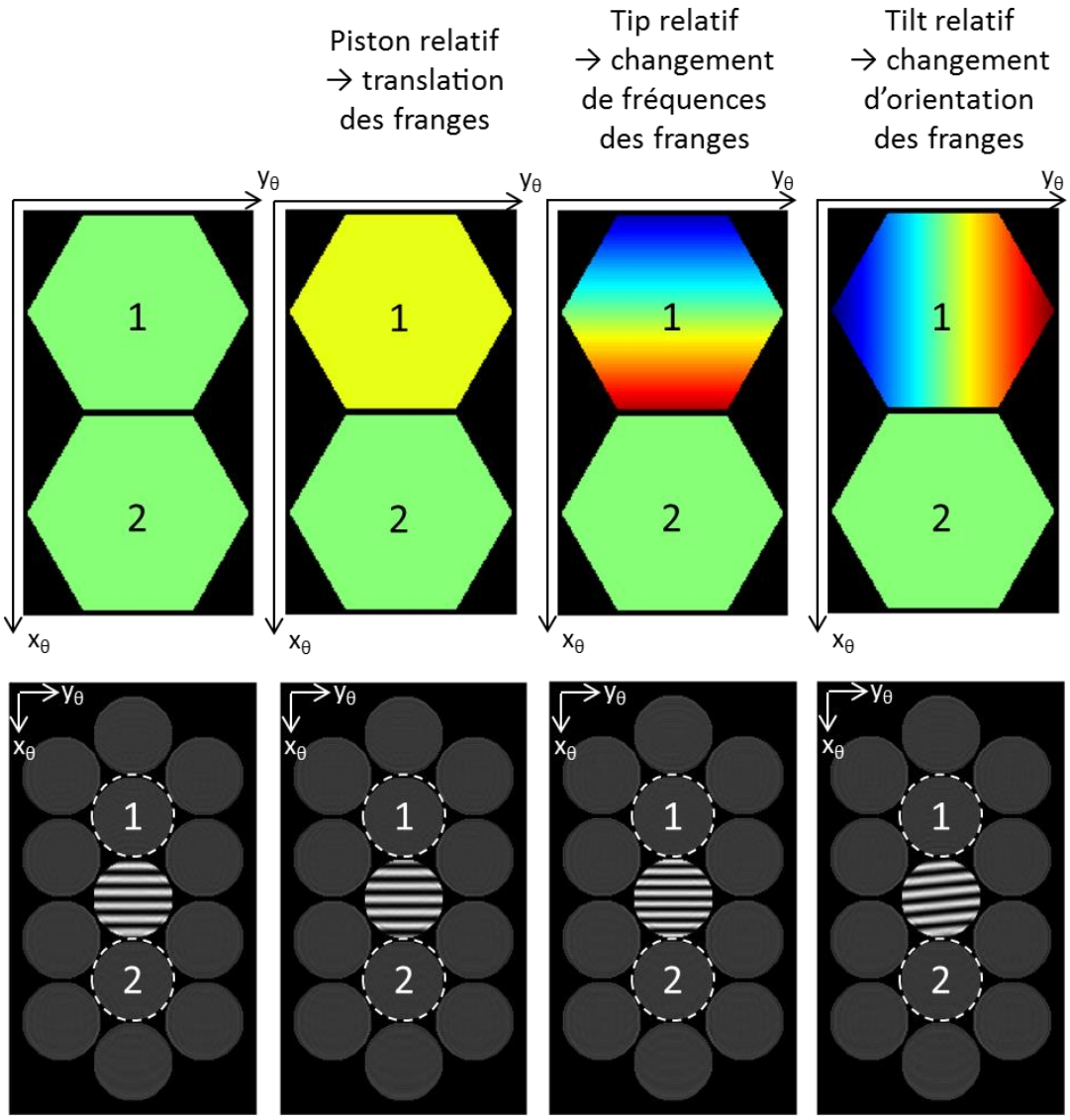


Figure 2-40 : Réalisation de pistilogrammes de démonstration avec deux sous-pupilles (1 et 2) et un seul pétale. En a), pétale où la surface d'onde des sous-pupilles est identique, en b) l'introduction d'un piston absolu sur la sous-pupille 1 entraîne un piston relatif qui translate les franges, en c) l'ajout d'un tip absolu sur la sous-pupille 1 entraîne un tip relatif qui modifie la fréquence des franges et en d) l'ajout d'un tilt absolu sur la sous-pupille 1 entraîne un tilt relatif qui modifie l'orientation des franges.

Nous venons ainsi de démontrer que dans le cas où nous sommes à la distance optimale, il est possible de décorréler la mesure du piston relatif dP_{ij} (translation des franges), du tip relatif $dt_{X_{ij}}$ (changement de fréquence des franges) et du tilt relatif $dt_{Y_{ij}}$ (changement d'orientation des franges) dans le repère (O,x_θ,y_θ). Par extension, ils sont donc également décorrélés dans le repère (Oxy). Si la distance entre le réseau et la caméra n'est pas optimale, alors les termes croisés restent (2-13) et les trois paramètres ne sont plus décorrélés.

L'explication de la décorrélation entre les trois paramètres de piston relatif, tip relatif et tilt relatif permet également de bien montrer que ce sont les valeurs relatives entre les deux sous-pupilles qui ont un effet sur le pétale. Si les sous-pupilles ont le même défaut (piston, tip ou tilt

absolu), alors les pistons, tips ou tilts relatifs resteront nuls et il n'y aura pas de modification du pétale.

Connaissant l'impact de ces trois paramètres sur le pétale, nous déterminerons dans la prochaine section la dynamique limite de leurs mesures.

2.6.2 Dynamiques accessibles pour la mesure de piston, tip et tilt relatif

Quel que soit les méthodes développées pour analyser le pistilogramme, l'analyseur possède une dynamique des pistons, tips ou tilts relatifs limitée. Nous allons développer dans les sections qui suivent quels sont les éléments limitants de notre analyseur et les moyens disponibles pour augmenter la dynamique de mesure des pistons, tip et tilt relatifs.

2.6.2.1 Piston relatif

L'utilisation d'une technique d'interférométrie afin d'analyser une surface d'onde induit nécessairement une limitation en dynamique de mesures des pistons relatifs.

Si nous rappelons ici la formule d'un pétale obtenue dans l'équation (2-23) dans le cas d'une superposition parfaite des répliques et de la détermination de la valeur au centre du pétale (0,0), c'est-à-dire la mesure du piston relatif dP_{ij} seul :

$$I_{ij}^{\lambda}(0,0,z_{optimal}) = disque(0,0) \times 2I_0 \times \left[1 + cos\left(2\pi \frac{dP_{ij}}{\lambda}\right)\right] \quad (2\text{-}24)$$

Lorsque nous faisons une estimation du piston relatif $\widehat{dP_{ij}}$, nous obtenons la formule suivante :

$$2\pi \frac{dP_{ij}}{\lambda} = 2\pi \frac{\widehat{dP_{ij}}}{\lambda} + 2n\pi \;\; n \in \mathbb{Z} \quad (2\text{-}25)$$

Le piston relatif est donc égal à :

$$dP_{ij} = \widehat{dP_{ij}} + n\lambda \quad (2\text{-}26)$$

Le piston relatif est donc connu avec une ambiguïté de λ.

Une manière classique de résoudre cette ambiguïté est d'utiliser une seconde longueur d'onde afin d'augmenter la dynamique de mesure (Polhemus, 1973). Dans sa thèse (Toulon, 2009), B. Toulon a appliqué ce principe à l'interférométrie à décalage quadri-latéral pour la mesure de saut de phase dans le cas d'une surface d'onde segmentée, appelé mode bi-couleur soustractif.

Dans le cas qui nous intéresse, c'est-à-dire la mesure de surfaces d'ondes morcelées, le raisonnement est similaire. L'objectif va être de mesurer le déphasage introduit à une seconde longueur d'onde λ + Δλ, avec Δλ << λ.

Le système d'équation suivant est obtenu pour deux mesures à une longueur d'onde λ et une autre longueur d'onde λ + Δλ :

$$\begin{cases} dP_{ij} = \widehat{dP_{ij}^{\lambda}} + n\lambda \quad n \in \mathbb{Z} \ (1) \\ dP_{ij} = \widehat{dP_{ij}^{\lambda+\Delta\lambda}} + m(\lambda + \Delta\lambda) \quad m \in \mathbb{Z} \ (2) \end{cases} \tag{2-27}$$

La soustraction de la quantité $\frac{(1)}{\lambda}$ par la quantité $\frac{(2)}{\lambda+\Delta\lambda}$ donne :

$$dP_{ij}\left(\frac{1}{\lambda} - \frac{1}{\lambda + \Delta\lambda}\right) = \frac{\widehat{dP_{ij}^{\lambda}}}{\lambda} - \frac{\widehat{dP_{ij}^{\lambda+\Delta\lambda}}}{\lambda + \Delta\lambda} + n - m \tag{2-28}$$

En posant

$$\lambda_v = \frac{\lambda^2}{\Delta\lambda} \ et \ \widehat{dP_{ij}^{\lambda_v}} = \lambda_v\left(\frac{\widehat{dP_{ij}^{\lambda}}}{\lambda} - \frac{\widehat{dP_{ij}^{\lambda+\Delta\lambda}}}{\lambda + \Delta\lambda}\right) \tag{2-29}$$

Nous obtenons finalement :

$$dP_{ij} = \widehat{dP_{ij}^{\lambda_v}} + (n - m)\lambda_v \quad avec \ (n - m) \in \mathbb{Z} \tag{2-30}$$

Le piston relatif dP_{ij} est cette fois défini modulo λ_v, ce qui accroit considérablement la dynamique de mesure. Une application numérique avec par exemple λ = 1064 nm et $\Delta\lambda$ = 10 nm, donne λ_v = 113,2 µm.

Cette augmentation de la dynamique s'apparente à un effet Vernier dont le principe est présenté Figure 2-41.

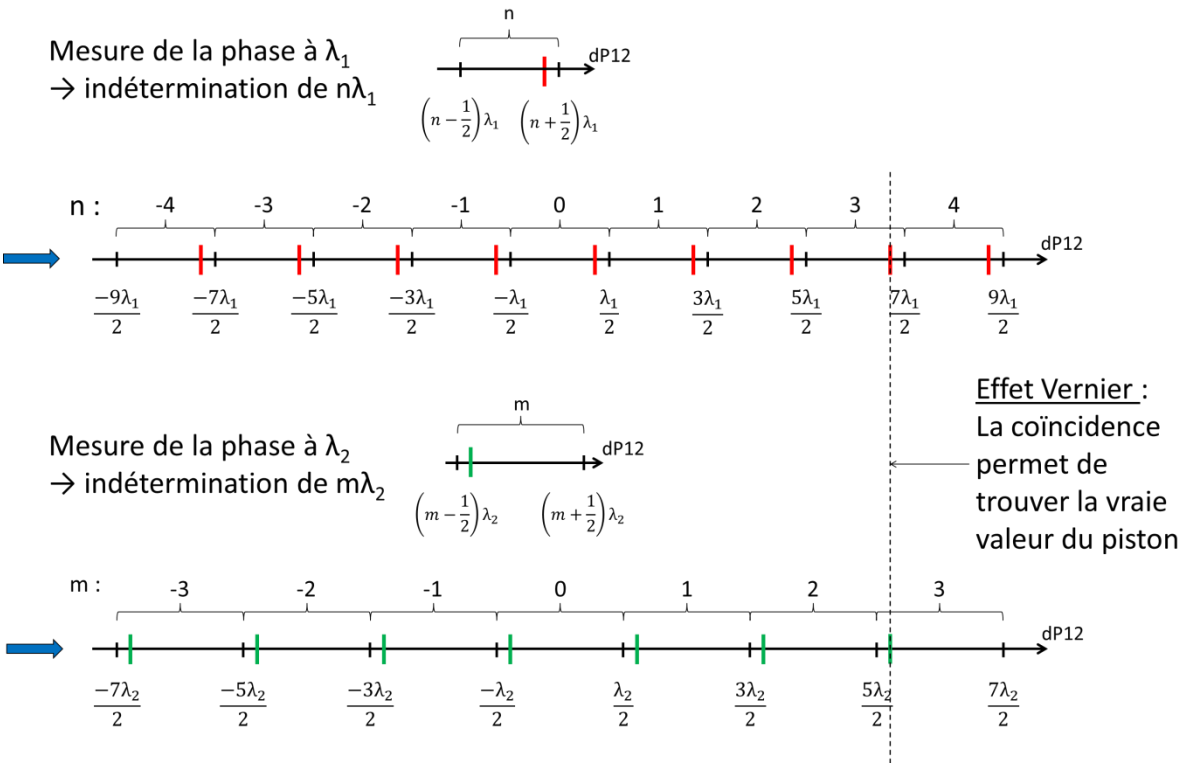


Figure 2-41 : Schéma représentant l'effet Vernier qui permet d'augmenter la dynamique de mesure du piston relatif grâce à deux longueurs d'ondes λ_1 et λ_2. Une mesure du piston relatif est effectuée à la longueur d'onde λ_1

(trait rouge), et une autre à λ_2 (trait vert). Il existe alors une seule valeur où le trait rouge coïncide avec le trait vert dans l'intervalle $-\lambda_v/2$ et $\lambda_v/2$, où λ_v est la longueur d'onde virtuelle définie dans l'équation (2-29).

Dans le cas de mesures parfaites du piston relatif à chaque longueur d'onde, seules deux longueurs d'ondes différentes suffisent pour augmenter la dynamique de mesure du piston relatif. En pratique, ces mesures sont entachées d'une erreur due à une incertitude de mesure de l'interféromètre et une incertitude de la longueur d'onde λ, relativement problématique lorsque la valeur du piston relatif est proche de –λ/2 ou λ/2. Celle-ci se trouve alors décalée d'une unité de longueur d'onde en cas d'erreur. Pour pallier ce problème, il faut utiliser une troisième longueur d'onde, judicieusement choisie de telle manière à ce que le piston relatif ne soit pas proche de –λ/2 ou λ/2 pour au moins deux longueurs d'ondes. M. Löfdahl et H. Eriksson (Löfdahl, 2001) proposent en ce sens un algorithme pour résoudre les ambiguïtés de 2π dans le cas d'une mesure multi longueurs d'ondes. À partir d'une estimation de l'erreur de mesure pour chaque longueur d'onde, il devient alors possible de déterminer la dynamique théorique maximale atteinte suivant le choix du nombre et de la valeur des longueurs d'onde.

2.6.2.2 Tip et tilt relatif

Nous allons montrer dans ce paragraphe que les limites en tip et tilt relatifs ont deux impacts sur la formation du système de franges du pétale. Premièrement, un tip ou un tilt de la sous-pupille avec une erreur de pointé (t_X,t_Y), se traduit par une inclinaison de la direction de propagation de la sous-pupille. La conséquence est un mauvais recouvrement des répliques du pétale (Figure 2-42).

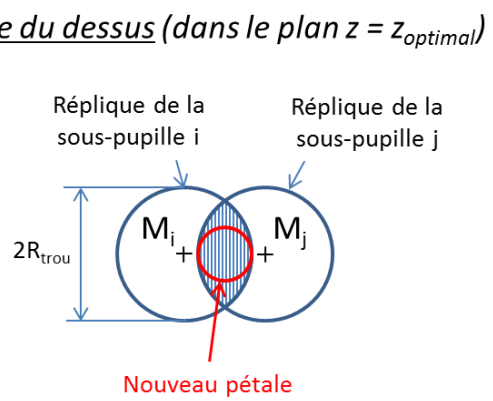


Figure 2-42 : Diminution du recouvrement des répliques provenant de la sous-pupille i de centre M_i et de la sous-pupille j de centre M_j. Le diamètre du pétale en rouge devient alors moins important que le diamètre des répliques.

Le diamètre du pétale en rouge sur la Figure 2-42 devient ainsi égal à $2R_{trou} - \overline{M_iM_j}$. La distance entre les répliques $\overline{M_iM_j}$ avec une erreur de pointé (t_X,t_Y) pour une des deux sous-poupilles i ou j, est égale, dans le repère (x,y,z) centré sur C_{ij}, à :

$$\overline{M_iM_j} = z_{optimal}\sqrt{(cos(\theta)t_X)^2 + (sin(\theta)t_Y)^2} \qquad (2\text{-}31)$$

Le second impact est une modification de la fréquence et de l'orientation des franges du pétale. L'équation de l'intensité du pétale (2-32) montre en effet que la fréquence des franges dépend du tip relatif $dt_{X_{ij}}$ et du tilt relatif $dt_{Y_{ij}}$ et donc de l'erreur de pointé des sous-pupilles.

$$I_{ij}^{\lambda}(x,y,z_{optimal}) = disque(0,0) \times 2I_0 \times \left[1 + cos\left(2\pi\left(\begin{array}{c}\left(\frac{2cos(\theta)}{p_g} + \frac{dt_{X_{ij}}}{\lambda}\right)x \\ +\left(\frac{-2sin(\theta)}{p_g} + \frac{dt_{Y_{ij}}}{\lambda}\right)y \\ +\frac{1}{\lambda}(dP_{ij})\end{array}\right)\right)\right] \quad (2\text{-}32)$$

Il faut donc veiller à ce que les critères de dimensionnement de l'interféromètre soient toujours vérifiés, notamment un nombre minimal de franges (paramètre N) correctement échantillonnées (paramètre M), rappelés dans la Figure 2-43.

$$\underbrace{M \times N \times pas_{pixel} \leq \overbrace{N \times \frac{p_g}{2}}^{\text{Au moins N franges par pétale}}}_{\text{Au moins M pixels par frange}} \leq 2R_{trou}$$

Figure 2-43 : Critères de limitation de mesures des pétales concernant le nombre minimal de frange N et le nombre minimal de pixel par frange M.

Il existe un couple de valeurs du tip relatif $dt_{X_{ij}}$ et du tilt relatif $dt_{Y_{ij}}$ pour lesquels la fréquence des franges s'annule, nous obtenons alors la teinte plate (les franges disparaissent). Or lorsque nous sommes proches de la teinte plate, il ne peut pas y avoir suffisamment de franges pour pouvoir mesurer correctement le pétale. Il y a donc une limite autour de la teinte plate, représentée par la fréquence porteuse $2/p_g$, qui dépend de la taille du pétale conditionnant le nombre de franges accessibles.

Ensuite, plus on s'éloigne de la teinte plate, et plus la fréquence des franges du pétale augmente. La limite de mesure est alors imposée par un échantillonnage suffisant qui dépend du nombre de pixels par frange. Si la fréquence des franges devient trop importante, il n'est plus possible de mesurer le pétale, au-delà de cette limite la mesure devient impossible.

Les deux limites précédemment exposées ont été représentées dans la Figure 2-44 en fonction du tip relatif $dt_{X_{ij}}$ et du tilt relatif $dt_{Y_{ij}}$.

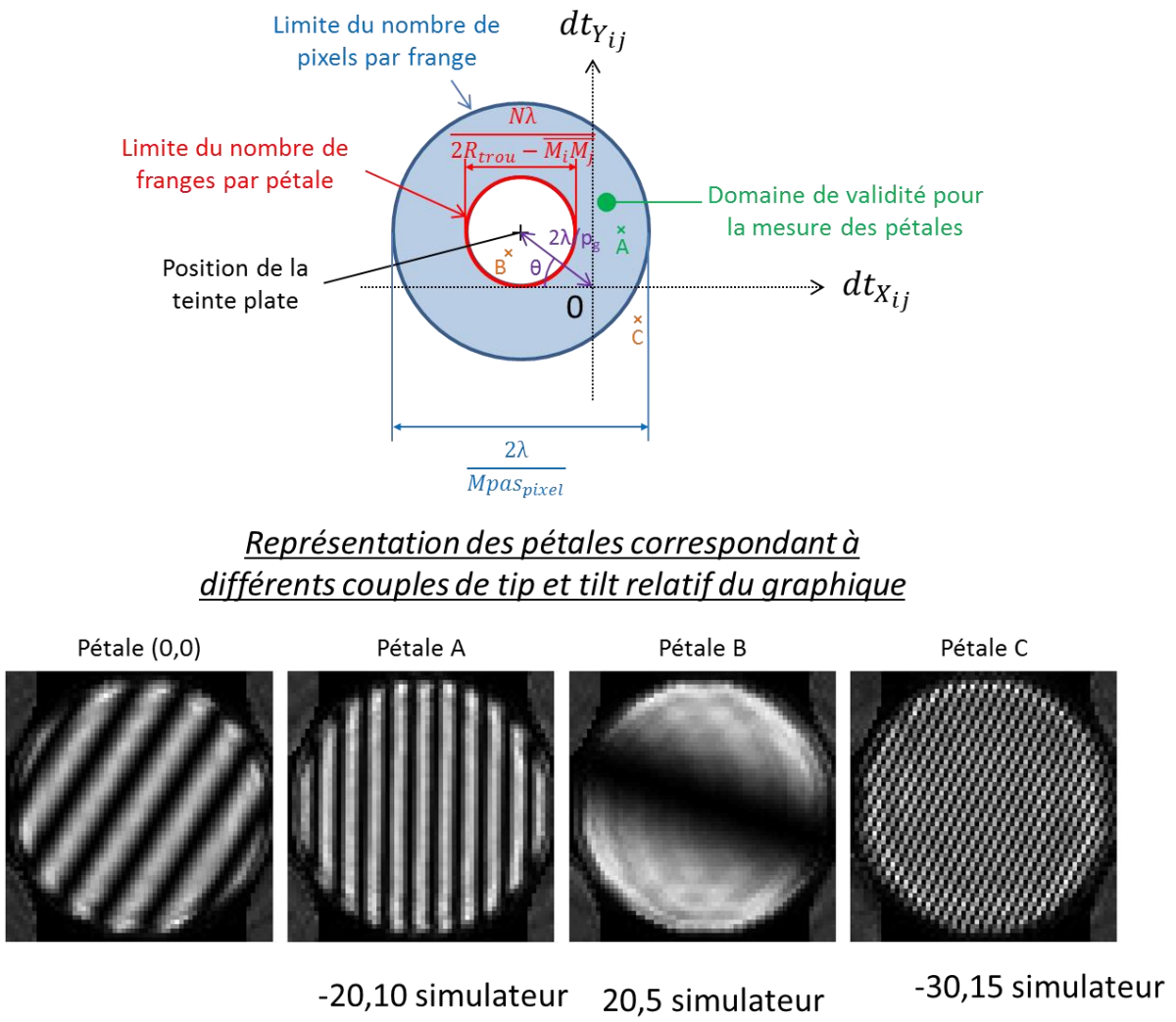


Figure 2-44 : Représentation du domaine de validité de mesure d'un pétale en fonction du tip relatif $dt_{X_{ij}}$ et du tilt relatif $dt_{Y_{ij}}$. En bas, nous avons affiché quelques pétales correspondant à différents couples de valeurs de tip et tilt relatifs du graphique. Le pétale (0,0), sans tip ni tilt relatif et le pétale A sont dans le domaine de validité. Le pétale B représente un cas où il n'y a pas assez de franges dans le pétale (à l'intérieur du cercle rouge), le pétale C représente un cas où la fréquence des franges est trop élevée (à l'extérieur du cercle bleu).

Étant donné que nous avons représenté les limites dans le repère (0,$dt_{X_{ij}}$, $dt_{Y_{ij}}$), et que le tip et le tilt relatif sont divisés par la longueur d'onde λ dans l'équation (2-32), la position de la teinte plate ainsi que les limites ont donc été multipliées par la longueur d'onde λ sur le graphique Figure 2-44. Ensuite, la position de la teinte plate est située sur un cercle de rayon $2\lambda/p_g$ et la position exacte est donnée par l'angle d'orientation des franges θ. Le domaine à l'intérieur du cercle rouge est celui où il n'y a pas suffisamment de franges pour permettre la mesure des pétales, tandis que le domaine à l'extérieur du cercle bleu est celui où la fréquence des franges est trop importante, l'échantillonnage devient alors insuffisant. Les diamètres des cercles rouge et bleu sont déduits à partir de l'équation (2-32) et de l'inégalité Figure 2-43. Le diamètre de la limite intérieure (cercle rouge) vaut $\frac{N\lambda}{2R_{trou}-\overline{M_iM_j}}$, et celui de la limite extérieure (cercle bleu) vaut $\frac{2\lambda}{Mpas_{pixel}}$.

Finalement, l'utilisateur dispose de deux moyens de réglage des erreurs de pointé des fibres lasers. Dans un premier temps, il peut effectuer un réglage grossier pour faire en sorte que les deux répliques du pétale se recouvrent parfaitement, puis un réglage plus fin en mesurant le tip et le tilt relatif du pétale.

2.6.2.3 Ajustement de la sensibilité en tip ou en tilt

Dans la pratique, il sera souvent nécessaire d'adapter les dimensions de la caméra à la surface d'onde morcelée pour que la totalité du pistilogramme se retrouve sur la caméra. Pour cela, nous utilisons un afocal imageur dont la fonction sera d'adapter la surface d'onde morcelée à la bonne taille au niveau du masque de trous.

Cette imagerie, parfois subie, peut être choisie de manière judicieuse. Un exemple unidimensionnel d'une surface d'onde segmentée présentant un piston et un tip est affiché Figure 2-45.

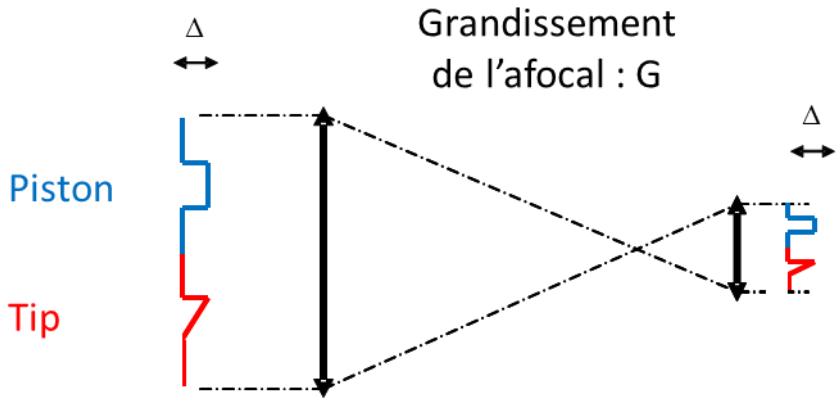


Figure 2-45 : Imagerie d'une surface d'onde segmentée via un afocal de grandissement G. La courbe en bleue représente un piston, tandis que la courbe en rouge représente un tip.

La Figure 2-45 présente l'imagerie d'une surface d'onde présentant un piston et un tip grâce à un afocal de grandissement G. Le théorème de Gouy (Fontanella, 1985) dit qu'il y a conservation de l'amplitude de la phase après passage à travers un système afocal. Dans notre cas, cela signifie que le piston conservera la même valeur, ce qui n'est pas le cas du tip ou du tilt. En effet, l'amplitude est conservée mais les pentes du tip et du tilt se retrouvent multipliées par un facteur 1/G. Dans le cas présenté Figure 2-45, le grandissement étant inférieur à 1, le tip se trouve donc exacerbé au niveau de l'analyseur.

Dans le cas idéal où les répliques sont parfaitement superposées ($M_i = M_j$,), nous disposons ainsi d'un moyen d'ajustement de la sensibilité de l'analyseur au niveau des tips et tilts. Si l'utilisateur souhaite principalement étudier l'impact des tips et des tilts, il aura tout intérêt à utiliser un système d'imagerie avec un grandissement inférieur à 1 pour les exacerber, tandis que si celui-ci préfère étudier seulement les pistons, il utilisera un grandissement supérieur à 1 afin de minimiser l'impact des tips/tilts.

2.6.2.4 Résumé de la dynamique accessible de l'interféromètre

En résumé, l'analyseur permet une mesure du piston relatif à une fraction de longueur d'onde. Mais grâce à une mesure multi longueurs d'ondes, il est possible d'augmenter considérablement la dynamique. Ce qui signifie que dans le cadre des systèmes de combinaison cohérente à fibres laser, il est possible d'utiliser l'interféromètre au démarrage, lorsque les pistons absolus des fibres laser sont très grands ; et que celui-ci continue à fonctionner lorsqu'il s'agit de mesurer des déphasages fins entre les fibres grâce à la mesure à une seule longueur d'onde.

Concernant la mesure de tip/tilt par dépointé, qui représente un problème fréquent en cophasage de fibres laser, il existe plusieurs méthodes complémentaires suivant l'importance de l'erreur :

- Erreurs importantes (>mrad) : mesurées par le recouvrement des répliques.
- Erreurs fines (quelques dizaines de µrad jusqu'au mrad) : mesurées par analyse du pistilogramme.
- Erreurs très fines (inférieures à la dizaine de µrad) : utilisation du théorème de Gouy pour exacerber les tips/tilts.

L'utilisateur pourra donc utiliser le recouvrement des répliques pour un réglage grossier des tips/tilts de ses fibres lasers, puis analyser le pistilogramme pour un réglage plus fin. Si besoin, il sera possible d'exacerber les tips/tilts grâce au théorème de Gouy en utilisant un système imageur.

Le lecteur aura pu remarquer que nous décrivons l'interféromètre depuis le début de ce chapitre comme étant achromatique grâce au réseau de diffraction. Néanmoins, nous venons de présenter une technique pour augmenter la dynamique de mesure en piston relatif utilisant la variation de ce dernier en fonction de la longueur d'onde, l'interféromètre serait donc devenu chromatique. La section suivante va servir à expliquer ce paradoxe.

2.6.3 L'interféromètre chromatique achromatique

Au cours de la description théorique de l'interféromètre PISTIL, nous avons tout d'abord mentionné que celui-ci était achromatique grâce notamment au réseau de diffraction. Les pétales résultants sont le siège de l'interférence de répliques de deux sous-pupilles adjacentes dont les surfaces d'ondes présentent des variations lentes de phase, inférieures à la longueur d'onde λ. Puis par la suite, nous avons présenté une méthode bi-couleur expliquant qu'il était possible d'utiliser une seconde longueur d'onde qui, en translatant les franges du pétale, permettait d'augmenter la dynamique de mesure du piston relatif.

Pour expliquer ce paradoxe, il faut revenir à la formule théorique d'un pétale (2-17), rappelée ci-dessous :

$$I_{ij}^{\lambda}(x,y,z_{optimal}) = disque(0,0) \times 2I_0 \times \left[1 + cos\left(2\pi\left(\begin{array}{c}\left(\frac{2cos(\theta)}{p_g} + \frac{dt_{X_{ij}}}{\lambda}\right)x \\ +\left(\frac{-2sin(\theta)}{p_g} + \frac{dt_{Y_{ij}}}{\lambda}\right)y \\ +\frac{1}{\lambda}(dP_{ij})\end{array}\right)\right)\right] \quad (2\text{-}33)$$

Les franges du pétale sont modulées par la fréquence porteuse $2/p_g$ indépendante de la longueur d'onde et qui ne dépend que du réseau de diffraction. Les franges sont ainsi achromatiques. Par contre, les déformations des franges induites par le piston relatif dP_{ij}, le tip relatif $dt_{X_{ij}}$ et le tilt relatif $dt_{Y_{ij}}$ sont dépendantes de la longueur d'onde λ.

En conclusion, la formation des franges est achromatique mais par contre leurs déformations est chromatique.

2.7 Conclusion

Au cours de ce chapitre, nous avons progressivement étudié l'ensemble des composants nécessaires pour la réalisation de l'interféromètre PISTIL (Figure 2-46). Le principe est d'utiliser un masque de trous pour lacunariser la surface d'onde morcelée étudiée, puis après avoir placé un réseau de diffraction, il faut laisser se propager les faisceaux sur une distance optimale permettant le recouvrement parfait des répliques provenant de deux sous-pupilles adjacentes.

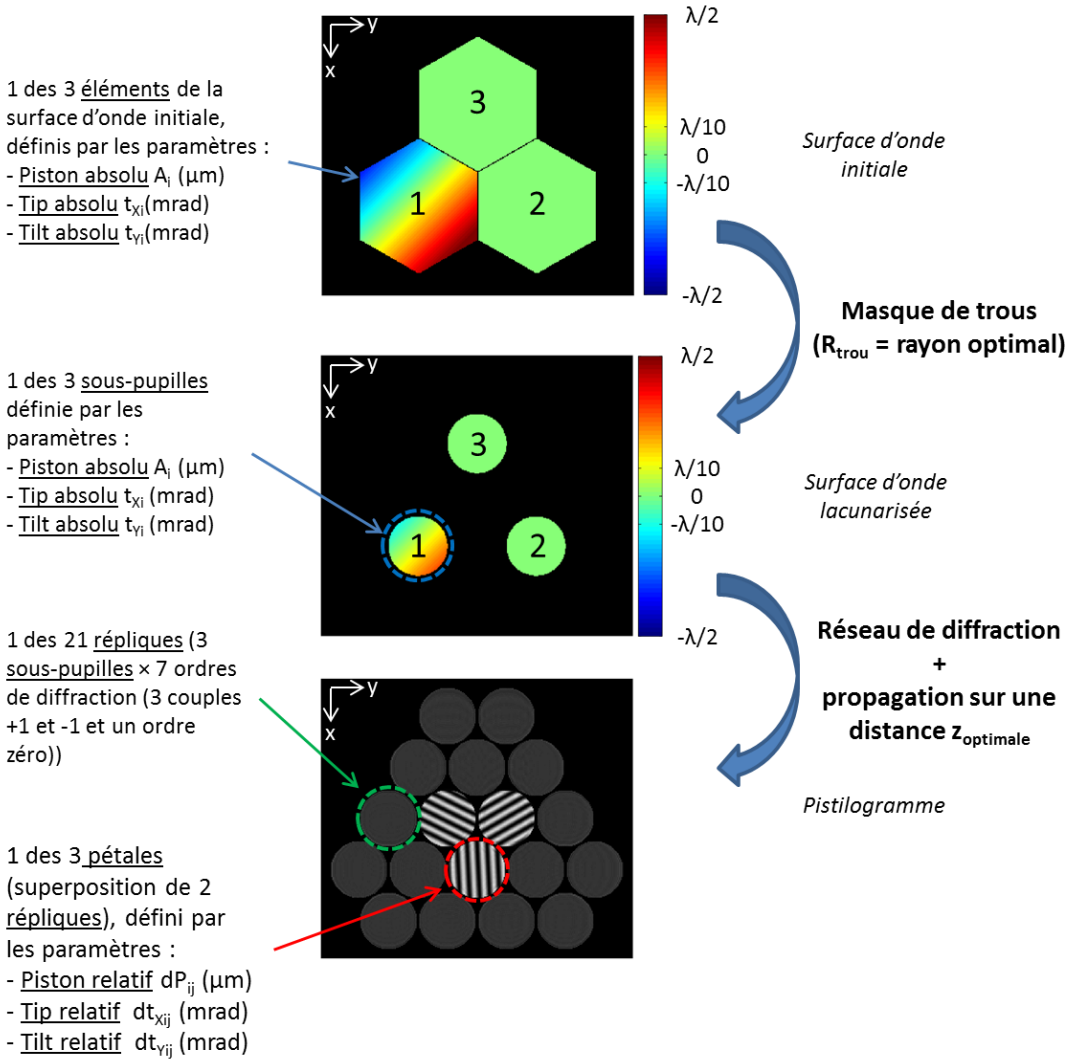


Figure 2-46 : Récapitulatif des différentes étapes nécessaires pour la réalisation des pistilogrammes de l'interféromètre PISTIL.

La lacunarisation de la surface d'onde avec un masque de trous est l'étape clé de la technique PISTIL, puisque celle-ci permet de « nettoyer » l'interférogramme pour n'avoir que des systèmes d'interférences deux-ondes. Nous avons supposé dans le modèle théorique que les centres des trous coïncidaient parfaitement avec les centres des éléments, permettant de relier directement les pistons relatifs aux pistons absolus des sous-pupilles et donc des éléments. En pratique, il pourra cependant y avoir des incertitudes de positionnement des trous en face des centres des éléments. Il faudra donc être capable de gérer ces erreurs lors de la mesure.

Un autre réglage de l'interféromètre concerne la distance optimale entre le réseau de diffraction et la caméra. Nous avons vu dans ce chapitre que dans le cas d'une distance non optimale, des termes supplémentaires apparaissaient, dépendants des tips et tilts relatifs, et introduisant une translation des franges ce qui aura pour effet d'ajouter une incertitude sur la mesure des pistons relatifs. Néanmoins, l'erreur de réglage de la distance sera fixe dans le temps, il sera donc possible d'en tenir compte lors des mesures afin de la corriger.

Un second aspect de cette distance optimale est l'impossibilité, par rapport à un interféromètre à décalage multi-latéral, de bénéficier de la propriété du réseau de diffraction permettant d'ajuster la

sensibilité de manière continue (Primot, 2000) grâce au déplacement du réseau par rapport à la caméra. Toutefois, dans le plan pratique, cela n'est pas une contrainte majeure puisque les analyseurs à décalage quadri-latéral commerciaux de la société Phasics, ne s'ajustent pas en bras de levier.

Grâce aux propriétés du pistilogramme obtenu, notamment que la formation des franges était achromatique grâce au réseau de diffraction mais que la déformation des franges était sensible à la longueur d'onde, nous avons pu proposer une méthode bi-couleur permettant d'accroitre sensiblement la dynamique de mesure en piston relatif. Théoriquement, deux mesures à deux longueurs d'onde proches suffisent pour obtenir une longueur d'onde virtuelle λ_v proportionnelle à l'inverse de la différence des deux longueurs d'onde. Dans la pratique, il existera des incertitudes de mesures, particulièrement lorsque la mesure sera proche de l'ambiguïté en $\lambda/2$. Une manière de s'affranchir de cet effet serait d'utiliser une troisième mesure à une troisième longueur d'onde judicieusement choisie pour qu'au moins deux des trois mesures soit éloignées de l'ambiguïté en $\lambda/2$.

L'interféromètre PISTIL défini dans ce chapitre répond finalement à l'ensemble des critères Tableau 1-2 définis dans le Chapitre 1 (1.3), rappelés ci-après :

- La mesure des pistons relatifs entre fibres adjacentes est rendue possible par le « nettoyage » de l'interférogramme grâce au masque de trous (Figure 2-47), il est alors possible de mesurer le piston relatif inférieur à la longueur d'onde, grâce aux franges d'interférences deux-ondes.

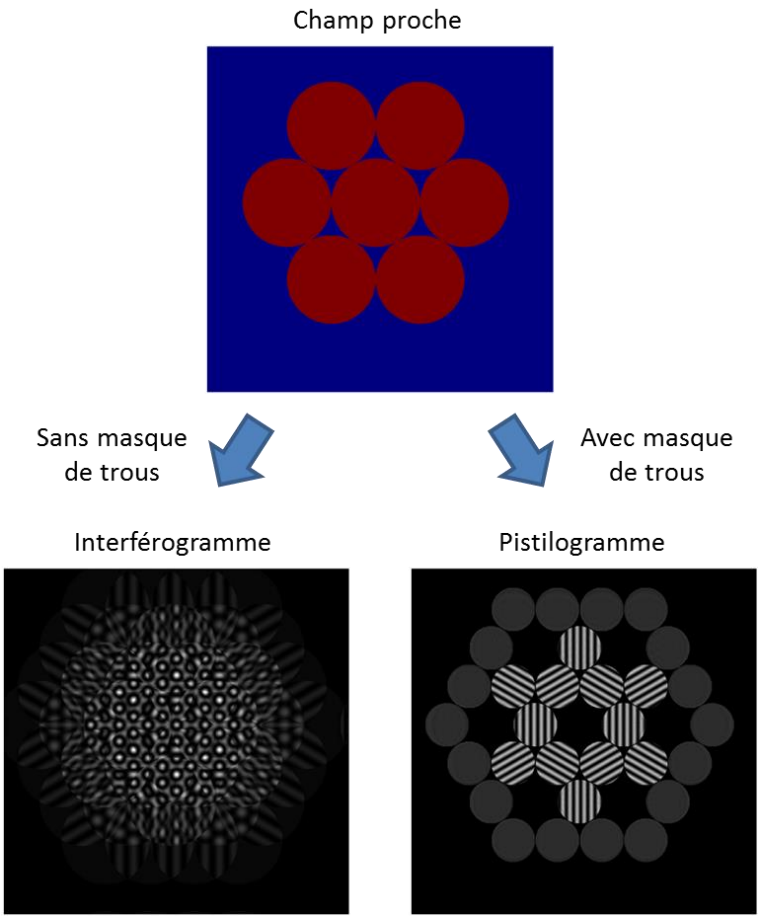


Figure 2-47 : A gauche, interférogramme obtenu sans masque de trous après un réseau de diffraction. À droite, pistilogramme obtenu avec le masque de trous faisant apparaitre les interférences deux-ondes utiles pour la mesure.

- Les pistons élevés (supérieurs à la longueur d'onde) peuvent aussi être mesurés par une technique utilisant au moins deux longueurs d'ondes (2.6.2.1).

- La mesure en tip et tilt est réalisable aussi bien pour les grosses erreurs avec le recouvrement des répliques, que pour les erreurs plus fines grâce à l'analyse du pistilogramme. De plus, la sensibilité en tip et tilt est réglable via le théorème de Gouy (2.6.2.3), permettant d'exacerber ou de réduire si besoin le tip/tilt.

- Le réseau de diffraction rend le système achromatique (2.4.1), il est alors possible de mesurer des faisceaux large spectre, présents notamment dans le cas des impulsions femtosecondes.

- Il n'y a pas besoin de bras de référence pour réaliser les interférogrammes.

- Un grand nombre de fibres est accessible, uniquement limité par la taille de la caméra.

- La mesure de surface d'onde morcelée (segmentée ou lacunaire) est rendue possible grâce au masque de trous.

- L'analyseur est suffisamment simple (un masque de trous, un réseau de diffraction et une caméra).

Dans ce chapitre, nous sommes partis de la surface d'onde initiale pour former le pistilogramme. Dans le chapitre suivant, nous réaliserons le cheminement inverse. Nous présenterons une technique d'analyse par transformée de Fourier du pistilogramme pour calculer les pistons, tips et tilts relatifs de l'ensemble des pétales. Les pistons, tips et tilts absolus des éléments seront alors estimés par une méthode d'intégration à partir de leurs valeurs relatives pour retrouver la surface d'onde initiale.

Chapitre 3 Estimation d'une surface d'onde morcelée à partir d'un pistilogramme

Dans ce chapitre, nous allons repartir de la surface d'onde initiale définie dans le chapitre précédent (Figure 2-26) comportant 3 éléments hexagonaux disposés suivant un maillage hexagonal. L'objectif de ce chapitre va être de mettre en place des méthodes de mesure du pistilogramme permettant de calculer dans un premier temps les pistons, tips et tilts relatifs pour chaque couple d'éléments de la surface d'onde initiale. Dans un second temps, à partir de l'ensemble des valeurs relatives, une étape d'intégration de toutes les valeurs relatives mesurées sera réalisée afin d'estimer les pistons, tips et tilts absolus de chaque élément.

Pour l'illustration de nos méthodes de mesure, nous prendrons la surface d'onde initiale décrite dans la Figure 3-48. L'élément 1 a un piston absolu A_1, un tip absolu t_{X1} et un tilt absolu t_{Y1}, tandis que les éléments 2 et 3 sont à pistons, tips et tilts absolus nuls (Figure 3-48 à gauche). Le pistilogramme correspondant généré par l'interféromètre PISTIL est rappelé sur la Figure 3-48 à droite.

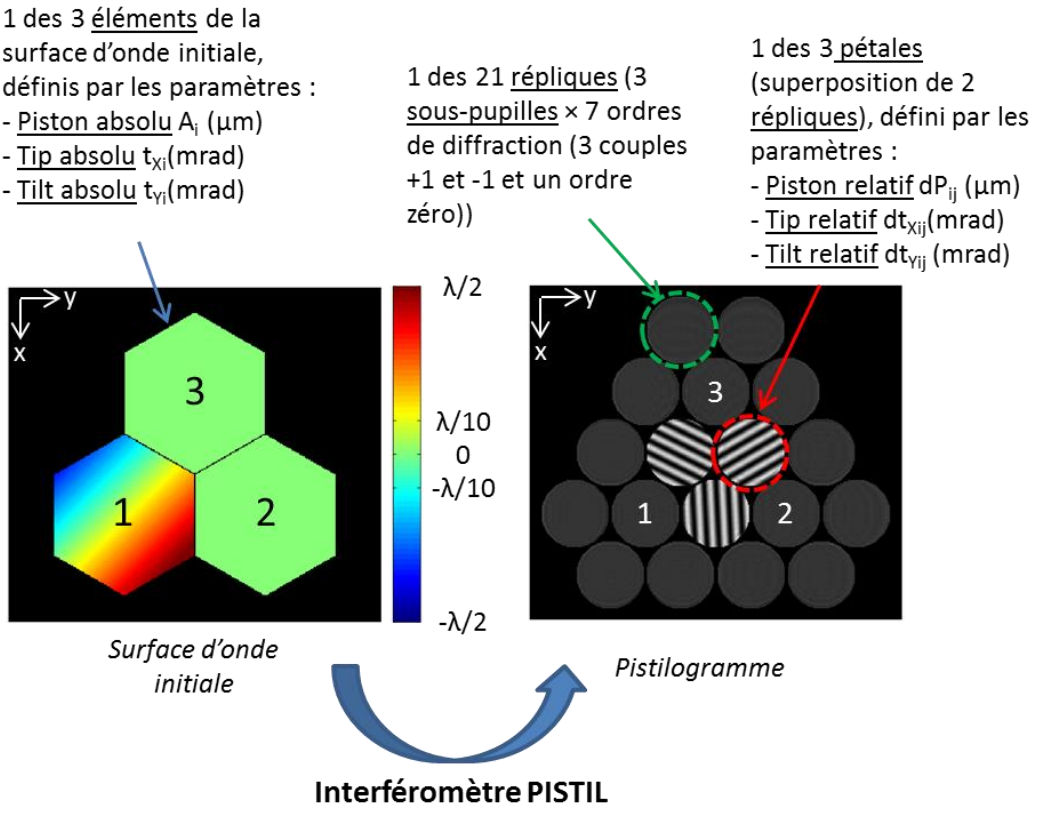


Figure 3-48 : A gauche, surface d'onde initiale composée de trois éléments hexagonaux disposés suivant un maillage hexagonal. L'élément 1 présente un piston absolu A_1 de λ/10, un tip absolu t_{X_1} de 1 mrad et un tilt absolu t_{Y_1} de 1 mrad, les éléments 2 et 3 sont à pistons, tips et tilts absolus nuls. A droite, pistilogramme acquis avec l'interféromètre PISTIL où les pétales sont la superposition de répliques provenant des sous-pupilles adjacentes.

Nous allons présenter un algorithme de traitement des pistilogrammes utilisant la transformée de Fourier (3.1). Nous discuterons ensuite de la méthode d'intégration des valeurs relatives

mesurées utilisant les moindres carrés, qui permettra alors d'estimer la surface d'onde pour la comparer à la surface d'onde initiale.

3.1 Analyse du pistilogramme par transformée de Fourier

Nous allons regarder dans un premier temps, grâce à une méthode par transformée de Fourier, comment obtenir les pétales de phase d'un pistilogramme, c'est-à-dire la phase induite par la déformation des franges sur un pétale. Le pétale de phase représente donc la différence entre les fronts d'onde de deux sous-pupilles adjacentes.

3.1.1 Transformée de Fourier du pistilogramme

La transformée de Fourier est une méthode déjà utilisée pour traiter les interférogrammes obtenus par l'interférométrie à décalage quadri-latéral (1.2.2). Nous allons adapter son principe pour traiter les pistilogrammes obtenus avec notre interféromètre. Nous allons pour cela partir de l'équation de l'intensité d'un pétale (2-11), réécrite dans le cas de la distance optimale $z_{optimal}$:

$$I_{ij}^{\lambda}(x,y,z_{optimal}) = disque(0,0) \times 2I_0\left[1 + cos\left(2\pi\overrightarrow{K_{ij}}.\vec{r} + \Delta\varphi\right)\right] \tag{3-34}$$

Avec

$$\vec{K} = \begin{pmatrix} K_{0x} + \dfrac{dt_{X_{ij}}}{\lambda} \\ K_{0y} + \dfrac{dt_{Y_{ij}}}{\lambda} \\ 1 \end{pmatrix}$$
$$\overrightarrow{K_0} = \frac{2}{p_g}\begin{pmatrix} cos(\theta) \\ sin(\theta) \end{pmatrix} \tag{3-35}$$
$$\Delta\varphi = \frac{2\pi}{\lambda} dP_{ij}$$

Où $\vec{K}$ représente la composante qui oscille avec une fréquence fondamentale K_0, et $\Delta\varphi$ est la phase des franges.

Les équations sont similaires pour les trois types de pétales du pistilogramme (Figure 3-48) en adaptant la valeur θ pour les angles θ_a, θ_b et θ_c correspondant aux trois réseaux superposés dans le réseau de diffraction (cf. réseau de diffraction dans la section 2.4.1). La transformée de Fourier d'un pétale suivant les différentes valeurs de θ donne :

$$TF\left[I_{ij}^{\lambda}(x,y,z)\right] = 2\widetilde{I_0} * \begin{bmatrix} \delta(\nu_x) \times \delta(\nu_y) \\ +\delta(\nu_x - K_x) \times \delta(\nu_y - K_y) \times exp(-2J\pi\Delta\varphi) \\ +\delta(\nu_x + K_x) \times \delta(\nu_y + K_y) \times exp(-2J\pi\Delta\varphi) \end{bmatrix} \tag{3-36}$$

Où δ représente la distribution de Dirac. La fonction $\widetilde{I_0}$ vaut :

$$\widetilde{I_0} = TF[disque(0,0) \times I_0] \tag{3-37}$$

L'équation (3-36) montre que le spectre du pétale sera composé de deux harmoniques symétriques correspondant au deuxième et au troisième terme de la somme, plus un ordre zéro associé au premier terme de la somme. Ainsi, la transformée de Fourier d'un pistilogramme complet (avec les trois angles θ_a, θ_b et θ_c) donne accès au maximum à trois couples d'harmoniques. Chaque harmonique d'un couple est symétrique par rapport à l'ordre zéro. Un exemple de pistilogramme avec trois éléments à pistons, tips et tilts absolus nuls dans un maillage hexagonal est présenté Figure 3-49.a avec sa transformée de Fourier Figure 3-49.b.

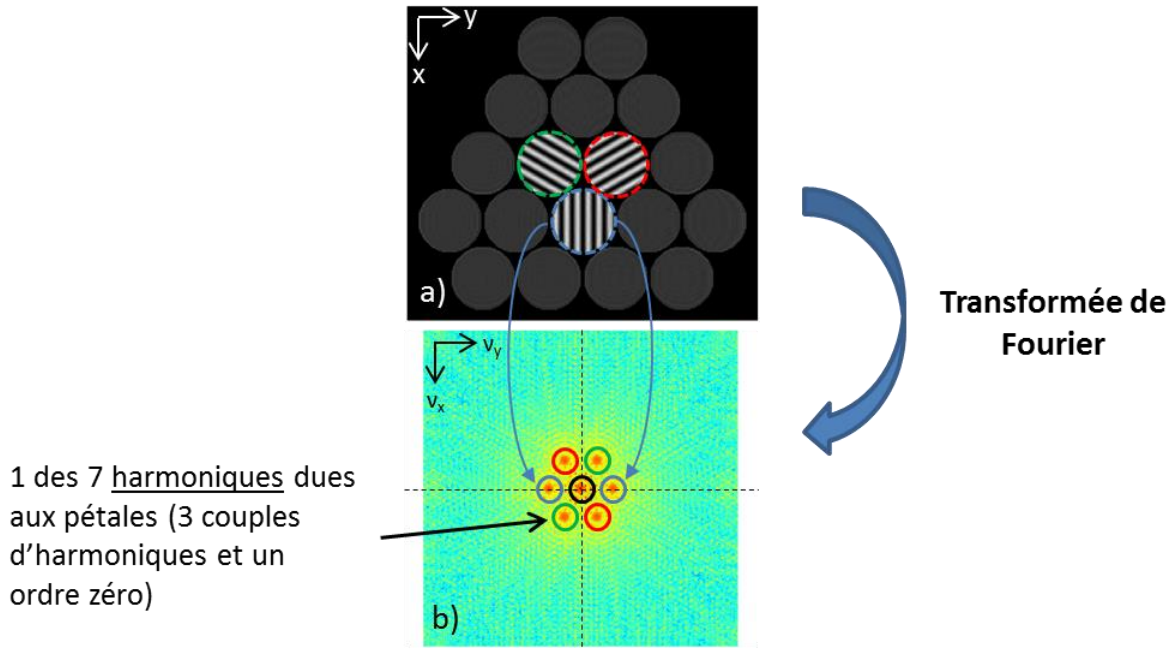


Figure 3-49 : Transformée de Fourier du pistilogramme avec pistons, tips et tilts absolus nuls. Un exemple est affiché avec le pétale encerclé par des pointillés bleus où les harmoniques associés sont indiqués par des flèches bleues. L'harmonique en noir représente l'ordre zéro.

De manière générale, le pistilogramme sera généré avec un réseau diffractant au maximum trois couples d'ordres liés aux trois directions θ (θ_a, θ_b et θ_c), il existe donc trois grands types de pétales différents au maximum, réduits à deux dans le cas cartésien.

L'équation (3-36) montre que la variation de la fréquence et de l'orientation, induit par le tip relatif $dt_{X_{ij}}$ et le tilt relatif $dt_{Y_{ij}}$ non nuls, se traduisent dans l'espace de Fourier par une modification de la position des harmoniques (exemple Figure 3-50) autour de leurs fréquences fondamentales, comprises sur un cercle de rayon $2/p_g$. Tandis que le piston relatif sera déterminé à partir de l'argument de la transformée de Fourier inverse de l'harmonique en question.

Au milieu de la Figure 3-50, un tip absolu t_{X1} de 10 mrad a été appliqué sur l'élément 1, les tips relatifs dt_{X12} et dt_{X13} déplacent alors les harmoniques des pétales correspondant dans l'espace de Fourier, représentés par des flèches bleues. De même, un tip absolu t_{Y1} de 10 mrad a été appliqué sur l'élément 1 (Figure 3-50 à droite), les tilts relatifs dt_{Y12} et dt_{Y13} déplacent alors les harmoniques des pétales correspondant dans l'espace de Fourier, représentés par des flèches bleues.

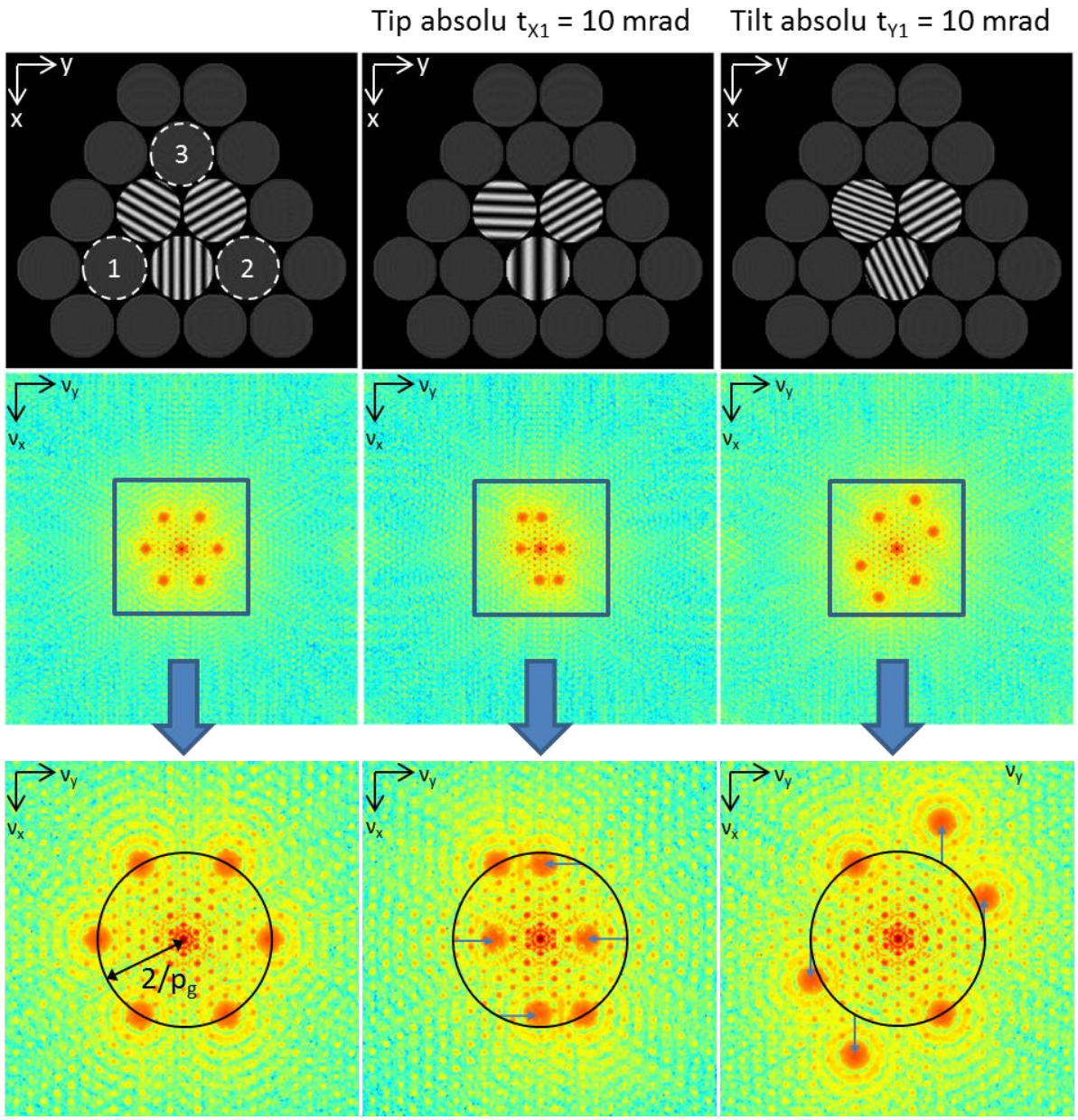


Figure 3-50 : Exemple de l'influence du tip relatif et du tilt relatif sur les couples d'harmoniques dans l'espace de Fourier. A gauche, nous avons représenté un pistilogramme avec seulement trois sous-pupilles à pistons, tips et tilts absolus nuls. Au centre, un tip absolu de 10 mrad est ajouté à P_1, et à droite un tilt absolu de 10 mrad est ajouté à P_1. Les transformées de Fourier associées sont affichées en dessous des pistilogrammes. Un zoom est effectué en bas, le déplacement des harmoniques est désigné par les flèches bleues par rapport à leurs positions initiales (en bas à gauche).

Pour les trois couples d'harmoniques présents dans l'espace de Fourier, seul un harmonique de chaque couple va nous être utile puisque l'autre apporte les mêmes informations. L'objectif sera donc d'analyser indépendamment chaque harmonique utile d'un couple afin de remonter à l'information des pétales correspondants, c'est-à-dire le piston relatif dP_{ij}, le tip relatif dt_{Xij} et le tilt relatif dt_{Yij}. Dans la section suivante, nous allons filtrer les harmoniques de manière judicieuse pour ensuite pouvoir les analyser.

3.1.2 Filtrage des trois harmoniques utiles dans l'espace de Fourier

Le filtrage des harmoniques consiste à traiter en parallèle chaque harmonique utile du pistilogramme dans l'espace de Fourier par deux opérations mathématiques :

- Centrage : cette opération consiste à supprimer la fréquence fondamentale K_0 de l'harmonique (3-38), ce qui revient à mettre au centre de l'image les composantes fréquentielles autour de la fréquence fondamentale.

$$TF_{centrée}\left[I_{ij}^{\lambda}(x,y,z)\right] = 2\widetilde{I_0} * \begin{bmatrix} \delta(\nu_x - K_{0x}) \times \delta\left(\nu_y - K_{0y}\right) \\ +\delta(\nu_x - K_x - K_{0x}) \times \delta\left(\nu_y - K_y - K_{0y}\right) \times exp(-2J\pi\Delta\varphi) \\ +\delta(\nu_x + K_x - K_{0x}) \times \delta\left(\nu_y + K_y - K_{0y}\right) \times exp(-2J\pi\Delta\varphi) \end{bmatrix} \quad (3\text{-}38)$$

- Fenêtrage : cette opération consiste à fenêtrer les harmoniques utiles. L'objectif est de « nettoyer » l'espace de Fourier, c'est-à-dire garder seulement les composantes fréquentielles autour de l'harmonique qui nous intéresse (3-39).

$$\begin{aligned} TF_{filtrée}\left[I_{ij}^{\lambda}(x,y,z)\right] &= 2\widetilde{I_0} * \left[\delta(\nu_x + K_x - K_{0x}) \times \delta\left(\nu_y + K_y - K_{0y}\right) \times exp(-2J\pi\Delta\varphi)\right] \\ &= 2\widetilde{I_0} * \left[\delta\left(\nu_x + \frac{dt_{X_{ij}}}{\lambda}\right) \times \delta\left(\nu_y + \frac{dt_{Y_{ij}}}{\lambda}\right) \times exp(-2J\pi\Delta\varphi)\right] \end{aligned} \quad (3\text{-}39)$$

Notre fenêtre sera uniquement un disque composé de 1, de diamètre égal à la fréquence fondamentale $2/p_g$, le reste étant mis à zéro. Elle sera ainsi positionnée au centre de l'image autour de l'harmonique que nous avons préalablement centré.

Nous pouvons alors enfin effectuer la transformée de Fourier inverse de nos harmoniques centrés et fenêtrés afin de pouvoir calculer les pétales de phase du pistilogramme. Le pétale de phase $\varphi_{ij}^{\lambda}(x,y,z)$ est alors égal à :

$$\varphi_{ij}^{\lambda}(x,y,z) = \frac{2\pi}{\lambda}\left(dt_{X_{ij}}x + dt_{Y_{ij}}y + dP_{ij}\right) \quad (3\text{-}40)$$

La Figure 3-51 illustre cette étape de fenêtrage suivi de la transformée de Fourier inverse. L'image finale regroupe alors l'ensemble des pétales de phase qui codaient la fréquence spatiale fondamentale.

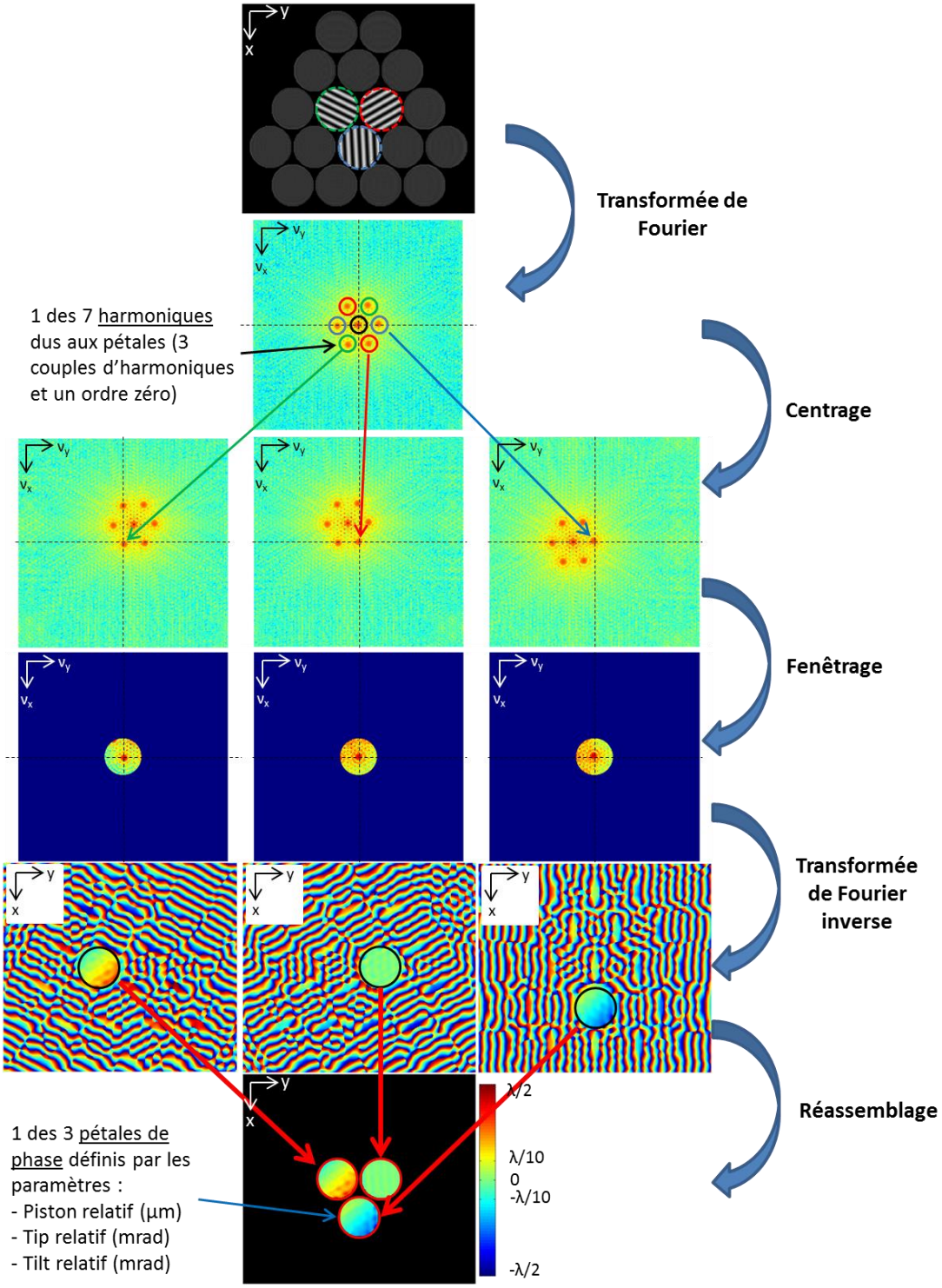


Figure 3-51 : Étape de filtrage des harmoniques utiles (traités en parallèle) puis application de la transformée de Fourier inverse pour chaque image. Une dernière étape d'affichage est réalisée afin de ne sélectionner que les zones utiles de chaque image après la transformée de Fourier inverse, puis de les réassembler sur une seule et même image.

La Figure 3-51 récapitule ainsi toutes les étapes nécessaires depuis le pistilogramme défini en début de chapitre où nous avions introduit dans la sous-pupille 1, un piston absolu de λ/10, un tip absolu de 1 mrad et un tilt absolu de 1 mrad, jusqu'à l'image où tous les pétales de phase sont réassemblés. Cette dernière image permet de faire correspondre les pétales sur le pistilogramme,

avec leurs phases associées. Les pétales de phase ainsi obtenus représentent bien la différence de phase entre deux sous-pupilles voisines. Par analogie avec les analyseurs de front d'onde classique, le pistilogramme correspond à l'interférogramme tandis que l'image avec tous les pétales de phase représente la carte des différences de phase d'un élément avec son voisin.

La Figure 3-52 résume ainsi la manière d'obtenir les pétales de phase depuis la surface d'onde initiale qui nous sert d'exemple.

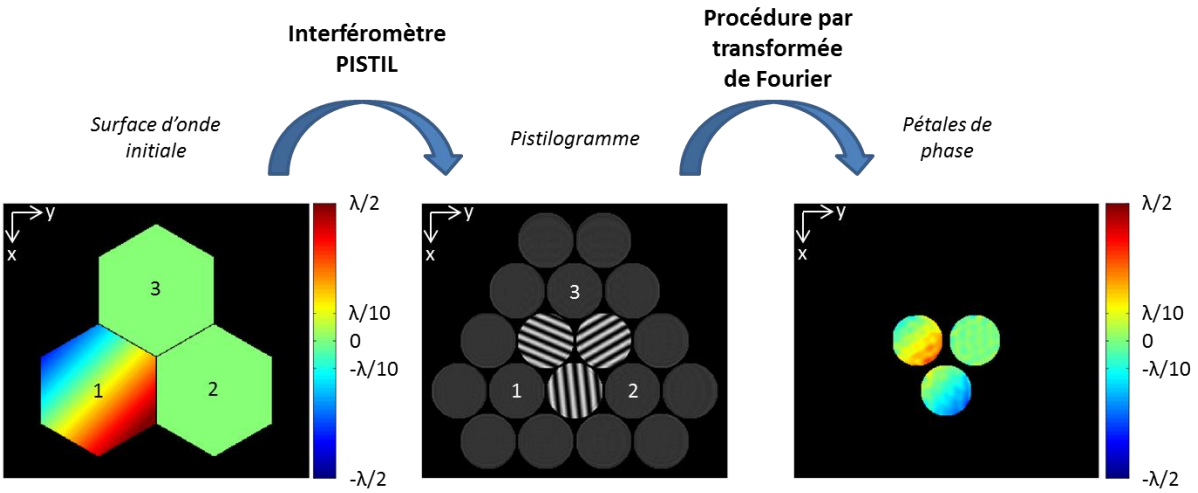


Figure 3-52 : Application de la procédure par transformée de Fourier afin de déterminer les pétales de phase. Dans la surface d'onde initiale, nous avons appliqué pour l'élément 1 un piston absolu de λ/10, un tip absolu de 1 mrad et un tilt absolu de 1 mrad. Les éléments 2 et 3 sont à pistons, tips et tilts absolus nuls.

L'exemple Figure 3-53 montre un exemple de traitement par transformée de Fourier avec une surface d'onde comportant 37 sous-pupilles disposées suivant une géométrie hexagonale. Cependant, quel que soit le nombre de sous-pupilles, il n'existe toujours que trois types de pétales différents sur le pistilogramme correspondant aux trois axes θ_a, θ_b et θ_c, leurs composantes fréquentielles sont donc réparties autour de trois fréquences fondamentales, comme pour l'exemple avec trois pétales. Il n'y a donc toujours que trois traitements à réaliser sur les trois harmoniques qui nous intéressent, la transformée de Fourier inverse donne alors accès à tous les pétales de phase du pistilogramme.

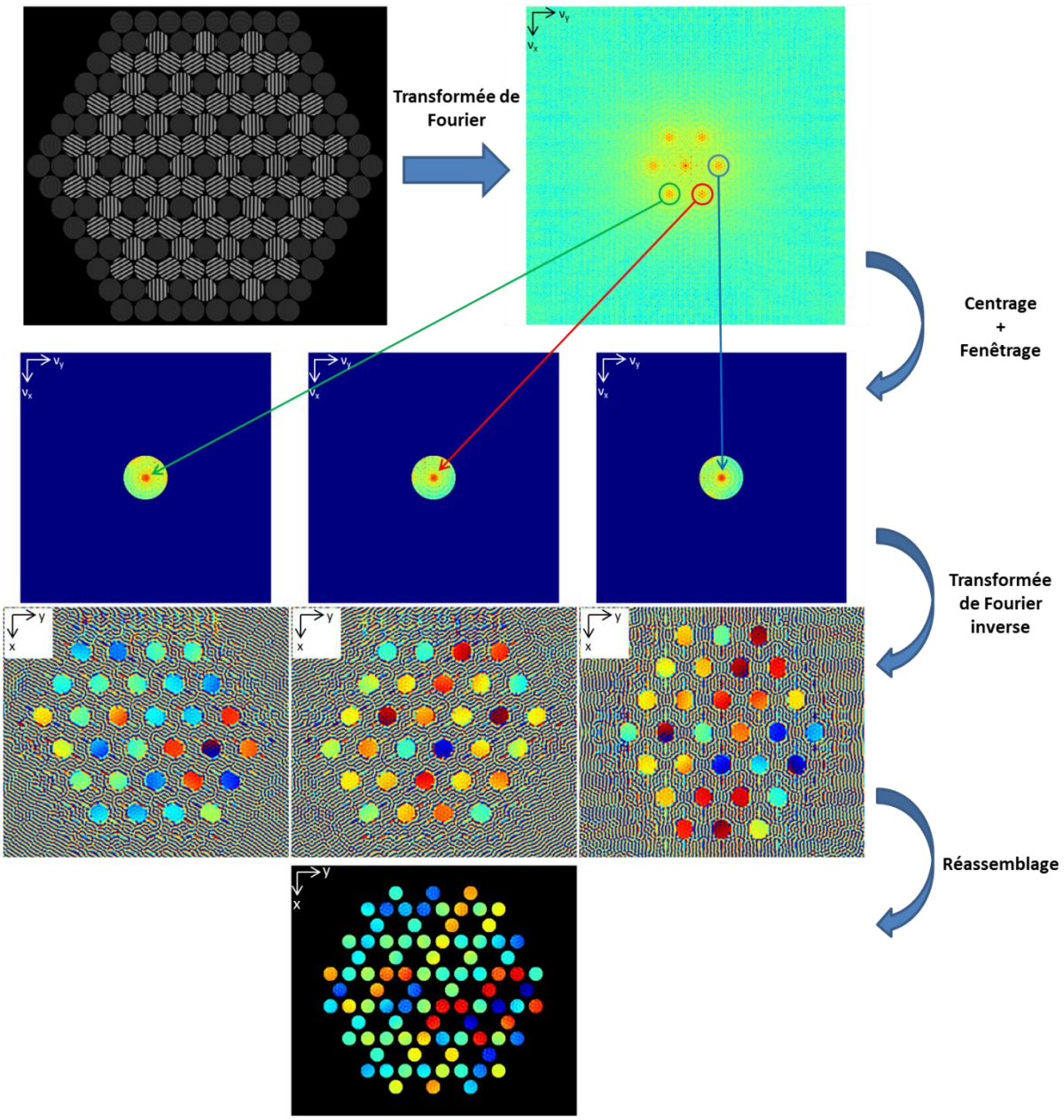


Figure 3-53 : Application de la procédure par transformée de Fourier à une surface d'onde comportant 37 sous-pupilles présentant des pistons, tips et tilts aléatoires.

Les pétales de phase du pistilogramme ont été donc calculés grâce à un traitement algorithmique par transformée de Fourier, ils représentent la différence de front d'onde entre deux sous-pupilles adjacentes. L'étape suivante de ce chapitre va être d'estimer, pour chaque pétale de phase, les pistons dP_{ij}, tips dt_{Xij} et tilts dt_{Yij} relatifs entre sous-pupilles adjacentes.

3.2 Mesure du piston, tip et tilt relatif contenu dans un pétale de phase

Les pétales de phase ont pu être calculés dans la section précédente grâce à l'algorithme par transformée de Fourier. Chaque pétale de phase fournit une information sur la différence de phase

entre deux sous-pupilles. L'idée est alors de traiter chaque pétale de phase individuellement en les projetant sur une base de trois fonctions orthogonales et normalisées sur un disque de la taille du pétale de phase, pour retrouver les valeurs de piston relatif dP_{ij}, de tip relatif dt_{Xij} et de tilt relatif dt_{Yij}.

Nous prendrons exemple sur le pétale de phase entouré de pointillés rouge (Figure 3-54) pour la mesure du piston, tip et tilt relatifs.

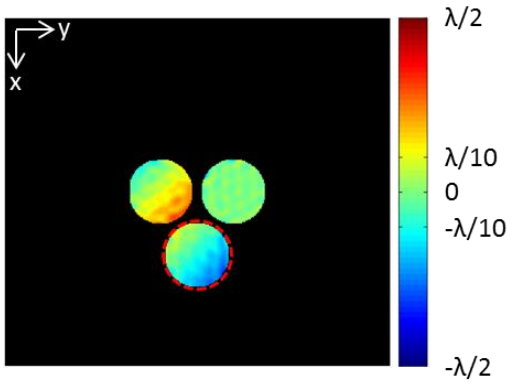


Figure 3-54 : Explication de la méthode pour la mesure du piston, tip et tilt relatif sur le pétale de phase encerclé de pointillés rouges.

La projection consiste à calculer le produit scalaire du pétale de phase avec les trois fonctions constituant une base orthogonale représentées par f_{piston}, f_{tip} et f_{tilt}, respectivement pour le calcul du piston relatif, du tip relatif et du tilt relatif, décrites dans la Figure 3-55.

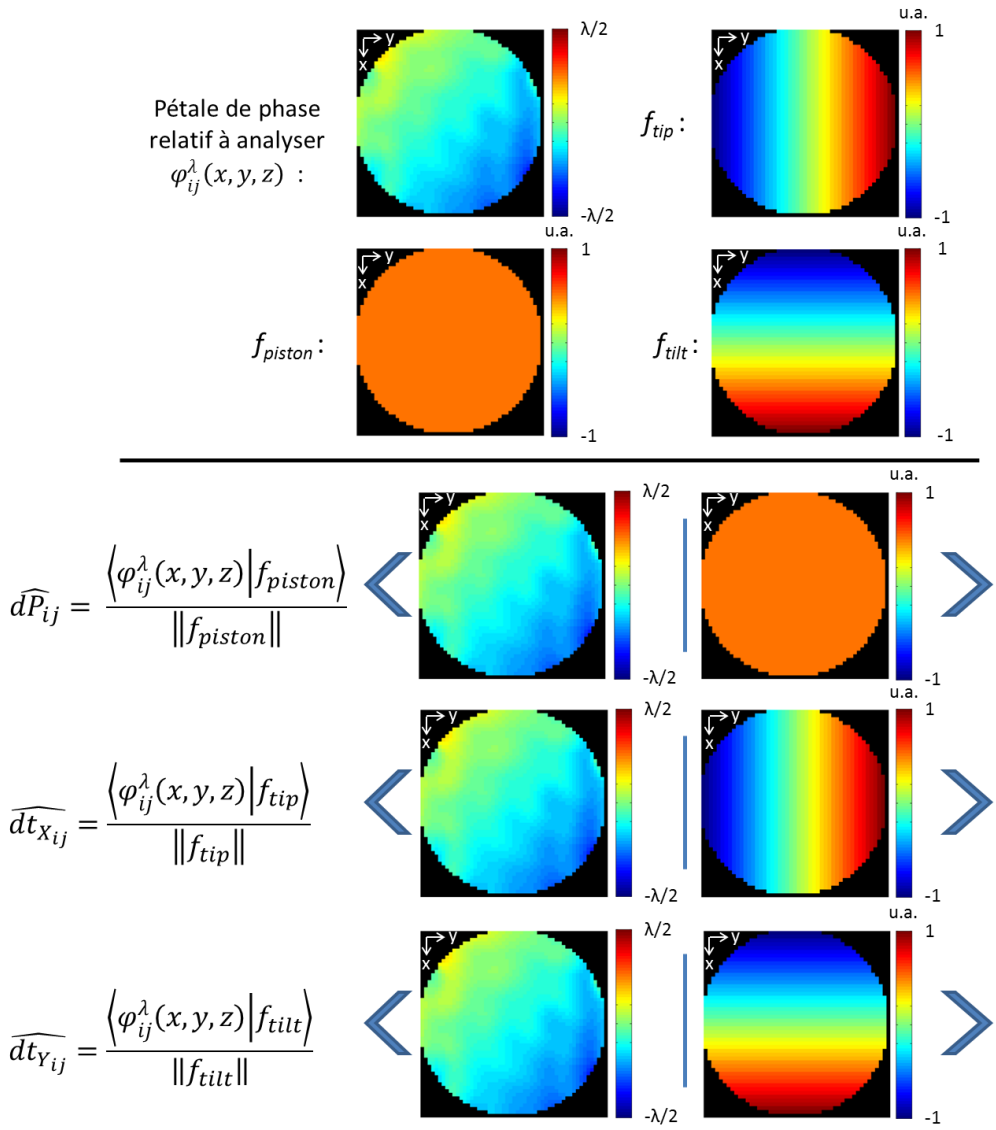


Figure 3-55 : Principe de mesure du piston, tip et tilt relatif d'un pétale de phase relatif grâce au produit scalaire avec les fonctions normalisées de piston (f_{piston}), de tip (f_{tip}) et de tilt (f_{tilt}).

Le pétale de phase estimé est alors calculé comme le résultat de l'opération suivante :

$$\widehat{\varphi_{ij}^{\lambda}}(x,y,z) = \widehat{dP_{ij}} f_{piston} + \widehat{dt_{X_{ij}}} f_{tip} + \widehat{dt_{Y_{ij}}} f_{tilt} \tag{3-41}$$

Tandis que le résiduel est calculé comme la différence entre le pétale de phase et le pétale de phase estimé.

$$\varphi_{ij}^{\lambda}(x,y,z) = \widehat{\varphi_{ij}^{\lambda}}(x,y,z) + résiduel \tag{3-42}$$

Le pétale de phase estimé donne ainsi accès aux informations cherchées : le piston relatif dP_{ij}, le tip relatif dt_{Xij} et le tilt relatif dt_{Yij}.

Le résultat sur les trois pétales de la Figure 3-54 est affiché sur la Figure 3-56.

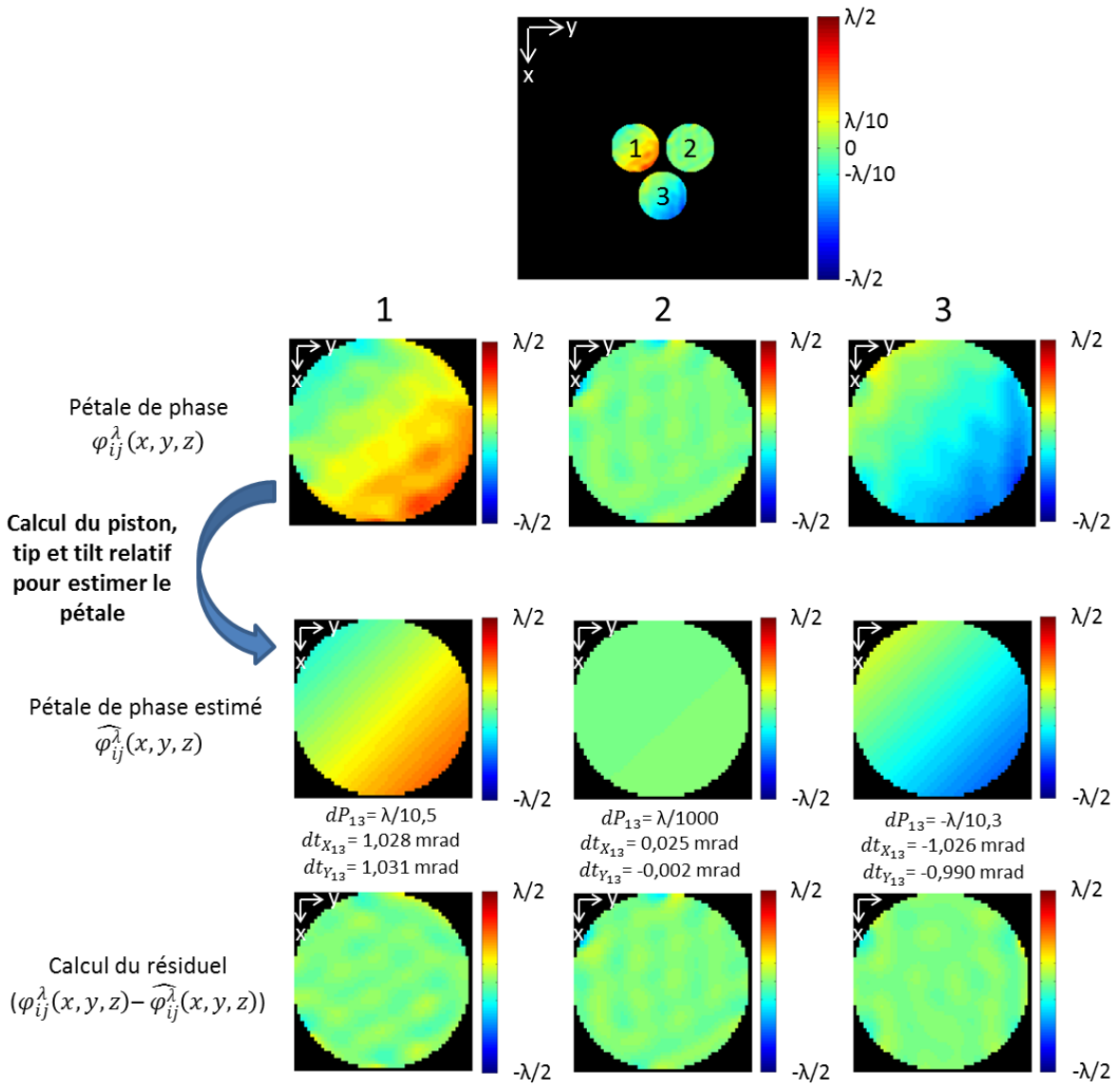


Figure 3-56 : Calcul du piston tip et tilt relatif des trois pétales de phase. En haut, nous avons représenté les trois pétales à mesurer, et sur la deuxième ligne les pétales de phases estimés en piston, tip et tilt relatif. En bas, nous avons représenté le résiduel du pétale en soustrayant le pétale de phase estimé (combinaison des trois fonctions f_{piston}, f_{tip} et f_{tilt} avec les valeurs respectives de piston relatif dP_{ij}, tip relatif dt_{Xij} et tilt relatif dt_{Yij}) au pétale mesuré.

Il est donc maintenant possible de connaître l'ensemble des différences de front d'onde deux à deux des éléments adjacents de la surface d'onde initiale.

Dans la prochaine section, nous allons aborder la calibration interne de l'analyseur. En effet, jusqu'ici, l'interféromètre est supposé être un système parfait qui n'introduit aucune aberration optique dans la surface d'onde à analyser et qui est parfaitement aligné, les mesures sont alors comparées à une onde plane qui n'a également pas subi d'aberrations. Dans la pratique, il faudra réaliser une calibration interne de l'interféromètre avec une onde plane réelle parfaitement connue, ce qui permettra de générer un pistilogramme de référence contenant l'ensemble des aberrations introduites par les composants.

3.3 Calibration interne de l'interféromètre PISTIL

Dans l'explication de l'algorithme par traitement de Fourier, nous avons toujours implicitement pris pour référence une onde plane parfaite. Dans la pratique, l'interféromètre peut comporter d'éventuels défauts, comme par exemple un défaut d'alignement du montage ou bien des aberrations introduites par les différents composants. Ces défauts déforment alors la mesure et une onde plane en entrée de l'interféromètre ne sera plus vue comme une onde plane après passage à travers les composants. Ainsi, avant d'effectuer une mesure d'une surface d'onde quelconque, il convient de définir une référence à l'interféromètre PISTIL qui permettra de tenir compte de ces défauts. Il existe alors deux possibilités, suivant l'usage attendu de l'analyseur :

- Soit une calibration interne de l'interféromètre est effectuée au moment de sa fabrication, typiquement avec une onde plane si l'utilisateur souhaite faire une mesure absolue de la surface d'onde.

- Soit l'utilisateur veut connaître la variation de la surface d'onde entre deux mesures de son système, dans ce cas il faut prendre une mesure de référence qui servira de comparaison à la mesure souhaitée.

Ainsi, la calibration et la mesure incorporent les mêmes erreurs liées au montage, ces dernières deviennent alors transparentes pour la mesure.

Que ce soit à partir d'une calibration interne ou bien d'une mesure de référence, la comparaison avec la mesure interviendra au même moment dans le traitement des pistilogrammes. Pour comparer la mesure et la référence, il faut utiliser le même algorithme de traitement avec des paramètres identiques (3.1.2).

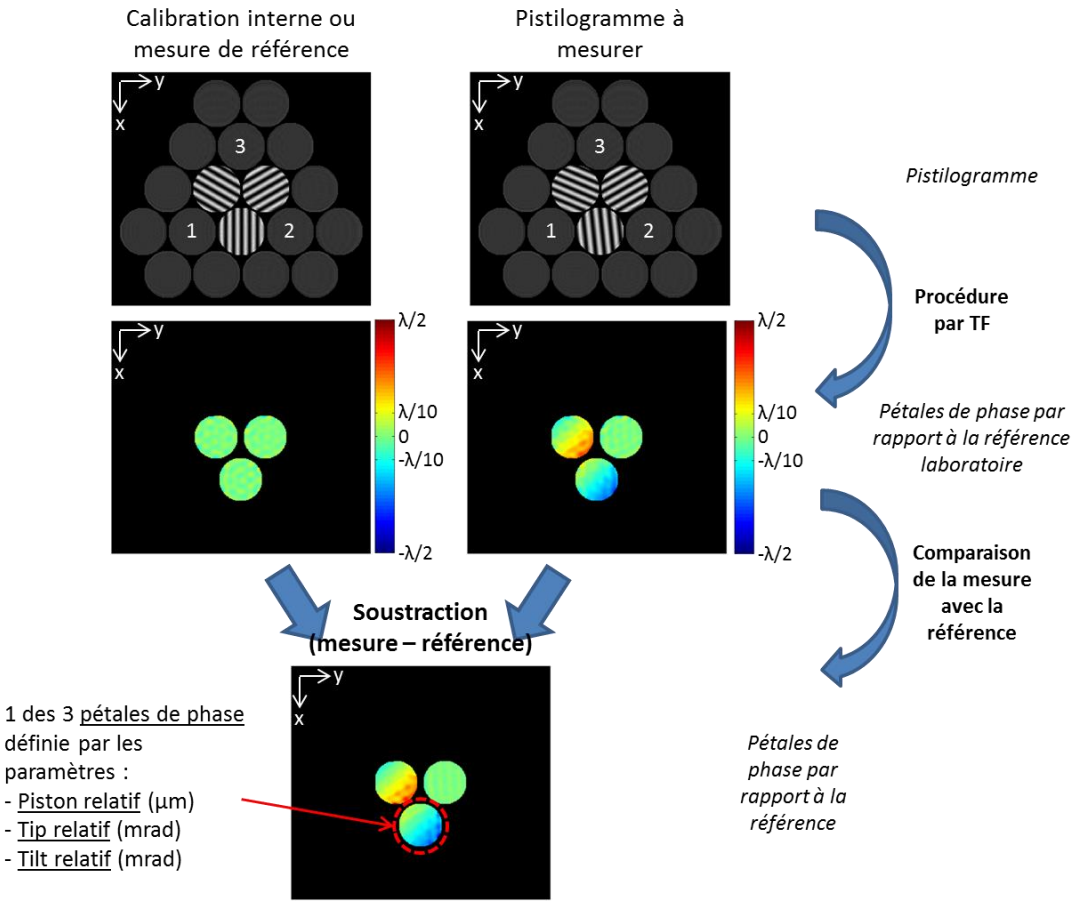


Figure 3-57 : Étape de comparaison du pistilogramme à mesurer à partir d'un pistilogramme de référence (obtenu via une calibration interne de l'interféromètre avec une onde plane ou bien d'une mesure prise pour référence) avec le pistilogramme à mesurer. La comparaison s'effectue juste après l'application du même traitement par transformée de Fourier en soustrayant terme à terme les deux images de phase contenant les pétales de phase.

Dans la Figure 3-57, nous avons choisi d'effectuer la comparaison en soustrayant terme à terme les deux images contenant les pétales de phase de chaque pistilogramme. Les pétales de phase obtenus comportent bien toujours l'information du piston relatif dP_{ij}, $dt_{X_{ij}}$ et $dt_{Y_{ij}}$ entre les deux sous-pupilles i et j, cependant leurs valeurs ne sont plus données par rapport à l'onde plane parfaite mais par rapport à la référence définie par calibration interne ou mesure de référence.

L'avantage de la calibration interne est qu'elle n'est effectuée qu'une seule fois en usine au moment de la création de l'interféromètre grâce à une onde plane de référence parfaitement connue. Ensuite, cette référence restera identique quel que soit le système mesuré.

À ce stade, nous disposons de l'ensemble des informations relatives entre les couples d'éléments adjacents. Ces informations peuvent être suffisantes pour certaines applications comme réaliser ou maintenir le cophasage de fibres laser sans référence particulière par exemple. Néanmoins, il est possible que l'utilisateur veuille obtenir les pistons, tips et tilts absolus des différents éléments pour la caractérisation des lasers à cophaser. Pour cela une étape d'intégration est nécessaire, c'est ce que nous allons décrire dans la prochaine section.

3.4 Méthode d'intégration des différences de phase

Dans la section précédente, nous avons déterminé les valeurs des pistons, tips et tilts relatifs pour l'ensemble des pétales du pistilogramme, après calibration usine de l'interféromètre. Accéder au piston, tip et tilt absolus, par rapport à la calibration, de chaque sous-pupilles et donc de chaque élément de la surface d'onde initiale nécessite une étape d'intégration supplémentaire, que nous allons développer dans cette partie. Nous introduirons les notions de piston reconstruits $\widehat{A_i}$, de tip reconstruit $\widehat{t_{X_i}}$ et de tilt reconstruit $\widehat{t_{Y_i}}$ afin de faire la différence avec les mesures obtenues avec l'interféromètre PISTIL (valeur reconstruites) et les valeurs « vraies » de la surface d'onde initiale (valeurs absolues).

3.4.1 Résolution d'un système d'équations linéaires

Lors de la formation du pistilogramme, nous avons vu que les pétales résultent de l'interférence entre deux répliques provenant des sous-pupilles voisines. Nous ne connaissons pour l'instant que les pistons relatifs, les tips relatifs et les tilts relatifs, mais pas encore les valeurs absolues des sous-pupilles.

Le moyen le plus simple d'obtenir les valeurs absolues consiste à résoudre un système d'équations linéaires. Dans cette section, nos propos seront illustrés sur un pistilogramme comportant 7 sous-pupilles (Figure 3-58) afin de pouvoir bien expliquer comment fonctionne la reconstruction de la surface d'onde. Dans la suite de cette section, nous nous intéresserons qu'aux valeurs de pistons absolus, mais le raisonnement sera identique pour retrouver les tips absolus et les tilts absolus.

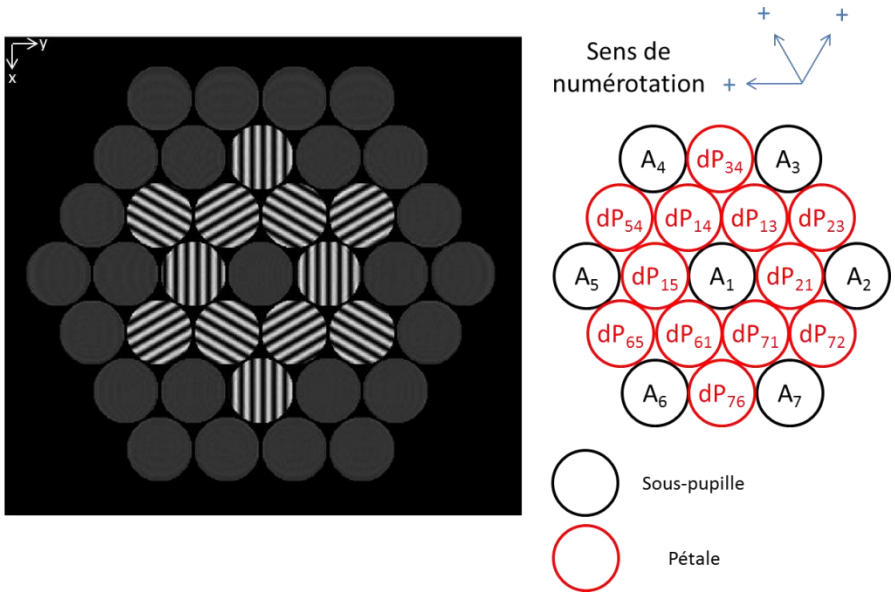


Figure 3-58 : Exemple d'un pistilogramme composé de sept sous-pupilles et de la numérotation à droite. Les pistons absolus des sous-pupilles sont numérotés en noir, tandis que les pistons relatifs des pétales sont numérotés en rouge.

La première chose à faire est de fixer une convention de signe pour tous les pétales du même type. L'expression des valeurs relatives en fonction des valeurs absolues donne :

$$\begin{cases} dP_{34} = A_3 - A_4 \\ dP_{54} = A_5 - A_4 \\ dP_{14} = A_1 - A_4 \\ dP_{13} = A_1 - A_3 \\ \vdots \\ dP_{76} = A_7 - A_6 \end{cases} \tag{3-43}$$

Récrivons ce système d'équations en utilisant la forme matricielle :

$$\begin{bmatrix} dP_{34} \\ dP_{54} \\ dP_{14} \\ dP_{13} \\ \vdots \\ dP_{76} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} 0 & 0 & 1 & -1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & -1 & 1 & 0 & 0 \\ 1 & 0 & 0 & -1 & 0 & 0 & 0 \\ 1 & 0 & -1 & 0 & 0 & 0 & 0 \\ \vdots & \vdots & \vdots & \vdots & \vdots & \vdots & \vdots \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & -1 & 1 \end{bmatrix} \times \begin{bmatrix} A_1 \\ A_2 \\ A_3 \\ A_4 \\ A_5 \\ A_6 \\ A_7 \end{bmatrix} \tag{3-44}$$

Nous arrivons alors à l'équation matricielle :

$$dP = D\hat{A} \tag{3-45}$$

Où *dP* désigne le vecteur contenant les mesures (piston relatif), *D* la matrice différence obtenue grâce au système d'équations linéaires et $\hat{A}$ représente le vecteur contenant les inconnues (pistons reconstruits).

La matrice finale D_B, incluant les pistons, ainsi que les tips et tilts sera égale à :

$$D_B = \begin{bmatrix} D & 0 & 0 \\ 0 & D & 0 \\ f(M_{ij}) & f(M_{ij}) & D \end{bmatrix} \times \begin{bmatrix} \widehat{t_X} \\ \widehat{t_Y} \\ \hat{A} \end{bmatrix} \tag{3-46}$$

Où $f(M_{ij})$ représente les termes croisés de l'équation (2-13). Ces termes disparaissent en cas de réglage parfait de la distance optimale $z_{optimal}$.

Afin de résoudre cette équation classique, il va falloir calculer l'inverse de la matrice D_B. Or il n'existe pas de solution exacte car le système est surdéterminé (plus de mesures que d'inconnues). La matrice D_B étant singulière, nous allons devoir calculer sa matrice pseudo-inverse pour nous rapprocher de la solution en utilisant la méthode des moindres carrés. Cette méthode, couramment utilisée pour ce genre d'équation, revient à chercher le vecteur $\hat{A}$ qui minimise la quantité suivante :

$$\Delta = \left\| D_B\hat{A} - dP \right\|^2 \tag{3-47}$$

La meilleure solution au sens des moindres carrés est alors :

$$\hat{A} = ({}^tD_B D_B)^{-1\,t} D_B dP \tag{3-48}$$

Avec ${}^{t}D_B$, la transposée de la matrice D_B. La matrice pseudo-inverse $({}^{t}D_B D_B)^{-1}\,{}^{t}D_B$ est calculée grâce à l'algorithme de Moore-Penrose (Penrose, 1955), qui est codé dans la plupart des logiciels de calcul classique.

Cette méthode de résolution ne fait aucune supposition sur la pertinence des mesures, c'est-à-dire que les valeurs dans la matrice D_B ne sont pas pondérées.

Un avantage de cette technique est qu'elle utilise l'ensemble des mesures pour trouver toutes les inconnues. La redondance d'informations (plus de mesures que d'inconnues) améliore ainsi la robustesse du résultat.

Le vecteur $\hat{A}$ contient ainsi toutes les valeurs calculées, que nous appellerons « pistons reconstruits » car réalisés avec la technique PISTIL, afin de les différencier des valeurs absolues des sous-pupilles (pistons absolus). Le même raisonnement est appliqué pour les tips relatifs et les tilts relatifs pour retrouver respectivement les tips reconstruits et les tilts reconstruits.

Si nous reprenons le pistilogramme analysé depuis le début de ce chapitre, puis que nous reconstruisons la surface d'onde initiale estimée par les pistons, tips et tilts reconstruits, nous obtenons le résultat affiché dans la Figure 3-59.

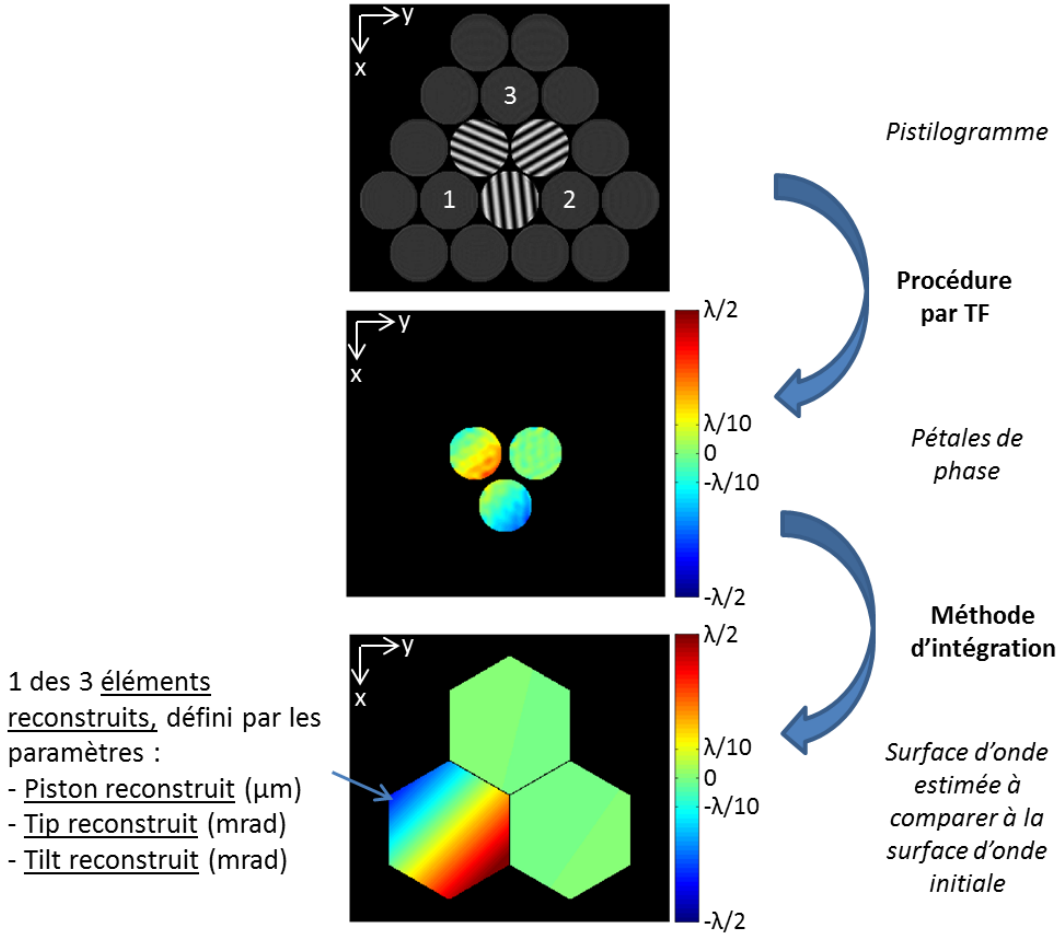


Figure 3-59 : Étape d'intégration à partir des pétales de phase afin de calculer la surface d'onde reconstruite.

La reconstruction est faite avec l'hypothèse que chaque élément est un plan à reconstruire et en connaissant la géométrie de la surface d'onde. En effet, nous ne mesurons que sur le support du masque et les parties masquées sont extrapolées en supposant que nous savons que ce sont des hexagones ici.

La méthode d'intégration par moindres carrés s'appuie sur les valeurs relatives afin de calculer les valeurs absolues. Nous allons voir dans la section suivante comment se propage une erreur de mesure sur les valeurs relatives après la reconstruction.

3.4.2 Incertitude sur les valeurs reconstruites

Comme cela est décrit dans l'équation (3-47), la méthode des moindres carrés tente au mieux de faire correspondre le résultat aux mesures. Il faut néanmoins se poser la question de la propagation d'une erreur de mesure sur les valeurs reconstruites. En effet, les mesures ne sont pas parfaites, et il peut être intéressant d'analyser dans quelle proportion une erreur de mesure d'un pétale se retrouve sur les valeurs reconstruites.

Une étude a été menée dans le cas cartésien (Figure 3-60) par Freischlad et Koliopoulos (Freischlad, 1986). Les auteurs se sont intéressés à décrire les différents modèles existants pour calculer une surface d'onde à partir de géométries différentes des mesures des gradients (valeurs relatives).

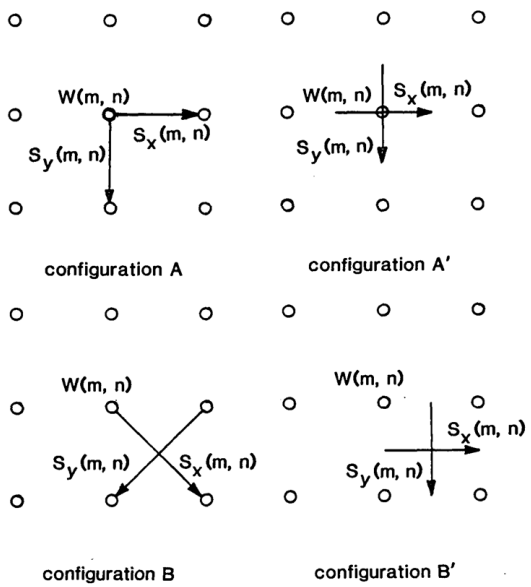


Figure 3-60 : Schéma de mesure d'une surface d'onde (W(m,n)), représenté par les petits ronds (Freischlad, 1986). Chaque configuration (A, A', B et B') représente une manière différente de calculer les gradients $S_x(m,n)$ et $S_y(m,n)$.

Pour le cas cartésien, les mesures effectuées par l'interféromètre PISTIL sont équivalentes à la configuration A de la référence (Freischlad, 1986), rappelée ici Figure 3-61 avec un exemple à $N_{sp} \times N_{sp}$ sous-pupilles :

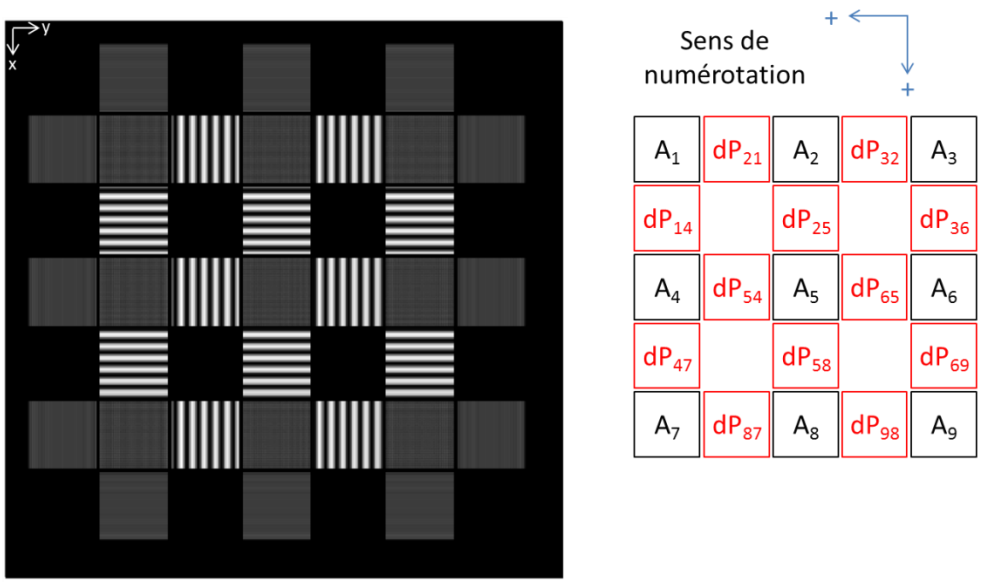


Figure 3-61 : Exemple d'un pistilogramme à maillage cartésien contenant N_{sp}×N_{sp} sous-pupilles avec N_{sp} = 3.

L'exemple est pris sur les pistons, mais le même raisonnement peut être effectué avec les tips ou les tilts. Les pistons relatifs dP_{ij} sont équivalents aux gradients $S_x(m,n)$ et $S_y(m,n)$ de la configuration A de la Figure 3-60, tandis que les pistons absolus A_N sont les équivalents des points du front d'onde W(m,n). Afin de calculer la propagation de l'erreur, nous avons supposé une surface d'onde plane avec des pistons absolus nuls, et donc des pistons relatifs nuls. Une erreur aléatoire $\varepsilon(dP)$, de type gaussien et de moyenne nulle, est appliquée sur les pistons relatifs puis l'erreur $\varepsilon(\hat{A})$ associée est mesurée sur les pistons reconstruits via l'équation suivante, obtenue à partir de l'équation (3-48) :

$$\varepsilon(\hat{A}) = ({}^{t}D_B D_B)^{-1}\,{}^{t}D_B\,\varepsilon(dP) \tag{3-49}$$

Dans la référence (Freischlad, 1986), le terme de propagation de l'erreur p_{err}, qui permet de calculer l'incertitude sur les valeurs reconstruites à partir de l'incertitude des valeurs mesurées, est calculée par la quantité suivante :

$$p_{err} = \frac{std(\varepsilon(\hat{A}))}{std(\varepsilon(dP))} \tag{3-50}$$

Où *std* est la fonction écart-type tel que :

$$std(x) = \sqrt{\frac{1}{N-1}\sum_{i=1}^{N}(x_i - \bar{x})^2} \tag{3-51}$$

La quantité p_{err} nous dit que si la résolution sur la mesure du piston relatif est de λ/20, alors la résolution sur le piston reconstruit $\varepsilon(\hat{A})$ vaudra p_{err}×λ/20.

Dans un mode cartésien où la surface d'onde est découpée en N_{cart}×N_{cart} points, l'auteur montre que la propagation de l'erreur prend la forme :

$$p_{err} = C_1 + C_2 \times ln(N_{cart}) \tag{3-52}$$

Où C_1 et C_2 sont deux constantes déterminées par simulation. La propagation de l'erreur évolue donc de manière logarithmique en fonction du nombre de rangées de sous-pupilles du front d'onde. Dans la configuration A (Figure 3-60), identique au cas du pistilogramme en mode cartésien (Figure 3-61), les simulations effectuées dans la référence (Freischlad, 1986) fournissent une valeur de $C_2 = 1/\pi$ (la valeur de C_1 n'est pas précisée, une estimation grossière à partir d'un graphique de l'article donne une valeur de $C_1 \approx 0{,}08$).

Nous avons alors suivi le même raisonnement pour déterminer la propagation de l'erreur pour un maillage hexagonal. Dans ce cas, une analogie a été appliquée pour faire correspondre le nombre N_{cart}, non plus au nombre de rangées mais, au nombre de couronnes de sous-pupilles N_{hexa}. Un exemple de maillage hexagonal avec $N_{hexa} = 3$ couronnes est présenté Figure 3-62.

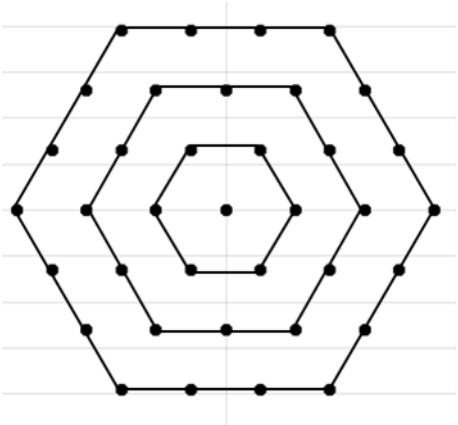


Figure 3-62 : Exemple d'un pistilogramme à maillage hexagonal contenant $N_{hexa} = 3$ couronnes de sous-pupilles.

Une simulation a été accomplie en suivant une méthode Monte-Carlo avec 100000 tirages aléatoires de $\varepsilon(dP)$ pour différentes valeurs de N_{hexa}. La quantité p_{err} est alors estimée grâce à :

$$p_{err} = \frac{1}{T}\sum_{t=1}^{T} \frac{std\left(\varepsilon(\hat{A}_t)\right)}{std\left(\varepsilon(dP_t)\right)} \tag{3-53}$$

T étant le nombre de tirages aléatoires, $\varepsilon(dP_t)$ l'erreur aléatoire du tirage t sur les pistons relatifs et $\varepsilon(\hat{A}_t)$ l'erreur associée aux pistons reconstruits du tirage t.

Nous avons effectué des simulations jusqu'à 35 couronnes, puis comparé l'évolution de p_{err} avec un modèle de la même forme que (3-52). Les deux courbes sont présentées dans le graphique Figure 3-63 :

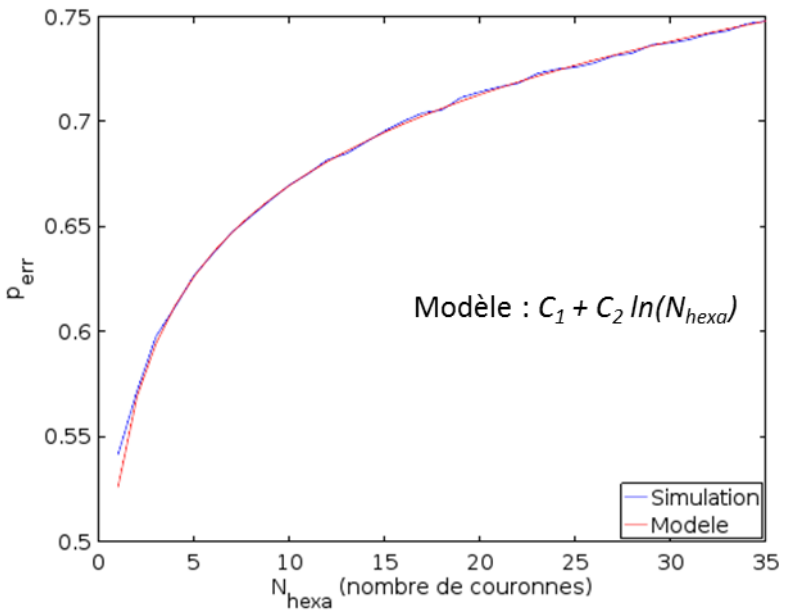


Figure 3-63 : Evolution de la propagation de l'erreur selon le nombre de couronnes suivant un modèle (en rouge) et des simulations (en bleu).

Les simulations épousent parfaitement le modèle de propagation de l'erreur avec C_1 = 0,5259 et C_2 = 0,0624 entre 1 et 35 couronnes (soit entre 7 et 3781 sous-pupilles). Une simulation avec N = 40 couronnes (non représentée) confirme également le modèle.

Par exemple, dans le cadre du projet ICAN, l'objectif est d'effectuer la combinaison cohérente d'environ 10000 fibres lasers, supposément disposées suivant un maillage hexagonal pour optimiser le taux de remplissage, soit 57 couronnes. Si nous souhaitons avoir une précision de mesure sur le piston des fibres de λ/100 rms, la précision de mesure des pétales des pistilogrammes fournis par notre analyseur devra être alors inférieure à λ/78 rms.

Pour l'utilisateur intéressé seulement par les valeurs relatives, il peut néanmoins être intéressant de recalculer les valeurs relatives après intégration, cette dernière pouvant jouer le rôle de débruitage. Si nous recalculons les valeurs relatives à partir des valeurs reconstruites, nous obtenons :

$$\widehat{A_\iota} - \widehat{A_\jmath} = \widehat{dP_{\iota\jmath}} \tag{3-54}$$

En supposant que les incertitudes $\varepsilon(\widehat{A_\iota})$ et $\varepsilon(\widehat{A_\jmath})$ sont identiques, l'incertitude sur le piston relatif estimé $\delta\widehat{dP_{\iota\jmath}}$, qui accumule deux fois l'erreur du piston reconstruit, est alors égal à :

$$\varepsilon(\widehat{dP_{\iota\jmath}}) = \sqrt{2}\varepsilon(\widehat{A_\iota}) \tag{3-55}$$

En combinant les équations (3-50) et (3-55), nous obtenons finalement :

$$\varepsilon(\widehat{dP_{\iota\jmath}}) = \sqrt{2}p_{err}\varepsilon(dP) \tag{3-56}$$

Cette dernière équation signifie que si la quantité $\sqrt{2}p_{err}$ est inférieure à 1, il vaut mieux passer par une étape d'intégration pour réduire l'incertitude sur les valeurs relatives, si la quantité est supérieure à 1, alors il vaut mieux utiliser directement les valeurs relatives mesurées. Dans le cas de mesures hexagonales, où p_{err} dépend du nombre de couronnes de sous-pupilles, il vaut mieux passer par une étape d'intégration lorsqu'il y a moins de 18 couronnes, soit environ 1000 sous-pupilles.

Nous disposons maintenant d'un algorithme d'intégration basé sur les moindres carrés permettant d'estimer les pistons, tips et tilt absolus des sous-pupilles. Une étude de la propagation de l'erreur a montré que celle-ci était logarithmique avec le nombre de couronnes ; l'augmentation du nombre de fibres dans les systèmes laser à base de recombinaison cohérente ne posera donc pas de problème pour la mesure avec l'interféromètre PISTIL, puisque l'incertitude sur les pistons, tips et tilts reconstruits augmentera seulement de manière logarithmique en fonction de l'incertitude de mesures des pistons, tips et tilts relatifs.

Cet algorithme présente l'avantage d'utiliser une redondance d'information pour retrouver les valeurs absolues. Un moyen intrinsèque d'estimer les performances de l'interféromètre consiste à calculer les relations de clôtures.

3.4.3 Évaluation de l'erreur

Un moyen d'utiliser la redondance d'informations générée par les pétales du pistilogramme consiste à calculer les relations de clôtures. Les relations de clôture sont un moyen intrinsèque de mesurer le bruit de l'interféromètre, même lors de la mesure d'un signal inconnu. En reprenant la numérotation associée au pistilogramme avec une couronne et rappelée Figure 3-64, la relation de clôture consiste à dire que la somme des pistons relatifs dP_{13}, dP_{23} et dP_{21} (associés au fibre 1, 2 et 3) doit obligatoirement faire zéro puisque nous revenons au point de départ.

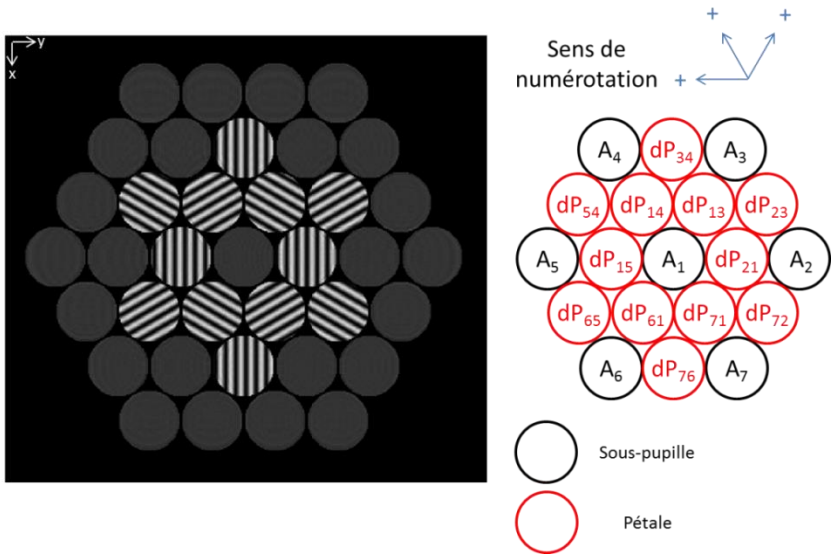


Figure 3-64 : Exemple d'un pistilogramme composé de sept sous-pupilles et de la numérotation à droite. Les pistons absolus des sous-pupilles sont numérotés en noir, tandis que les pistons relatifs des pétales sont numérotés en rouge.

Or, en réalité, la somme des trois pistons relatifs dP_S n'est pas nulle et vaut :

$$dP_{13} + dP_{23} + dP_{21} = dP_S \tag{3-57}$$

En supposant que les incertitudes sur les pistons relatifs sont indépendants entre eux, nous pouvons écrire que :

$$Var(dP_i) = \frac{1}{3} Var(dP_S) \tag{3-58}$$

Où *Var* représente la variance, qui est le carré de l'écart-type. Nous pouvons alors utiliser la propagation de l'erreur de reconstruction p_{err}, décrit dans la section 3.4.2 qui permet de relier l'écart-type des valeurs relatives et l'écart-type des valeurs reconstruites, telle que :

$$std(A_i) = p_{err}\sqrt{Var(dP_i)} \tag{3-59}$$

Il est ainsi possible d'évaluer l'erreur de mesure d'une sous-pupille à partir des mesures elles-mêmes. Les relations de clôtures peuvent être calculées pour chaque sous-système de trois fibres présent dans le pistilogramme, ce qui permet de détecter localement des zones d'erreurs plus élevées et de prévenir l'utilisateur que les données mesurées dans cette zone peuvent être moins significatives.

La dernière section de ce chapitre va permettre de conclure sur l'ensemble de la méthode d'analyse des pistilogrammes jusqu'à la mesure des pistons, tips et tilts reconstruits de tous les éléments de la surface d'onde initiale.

3.5 Conclusion

Le cheminement suivi dans ce chapitre, du pistilogramme jusqu'à la méthode d'intégration est rappelé Figure 3-65.

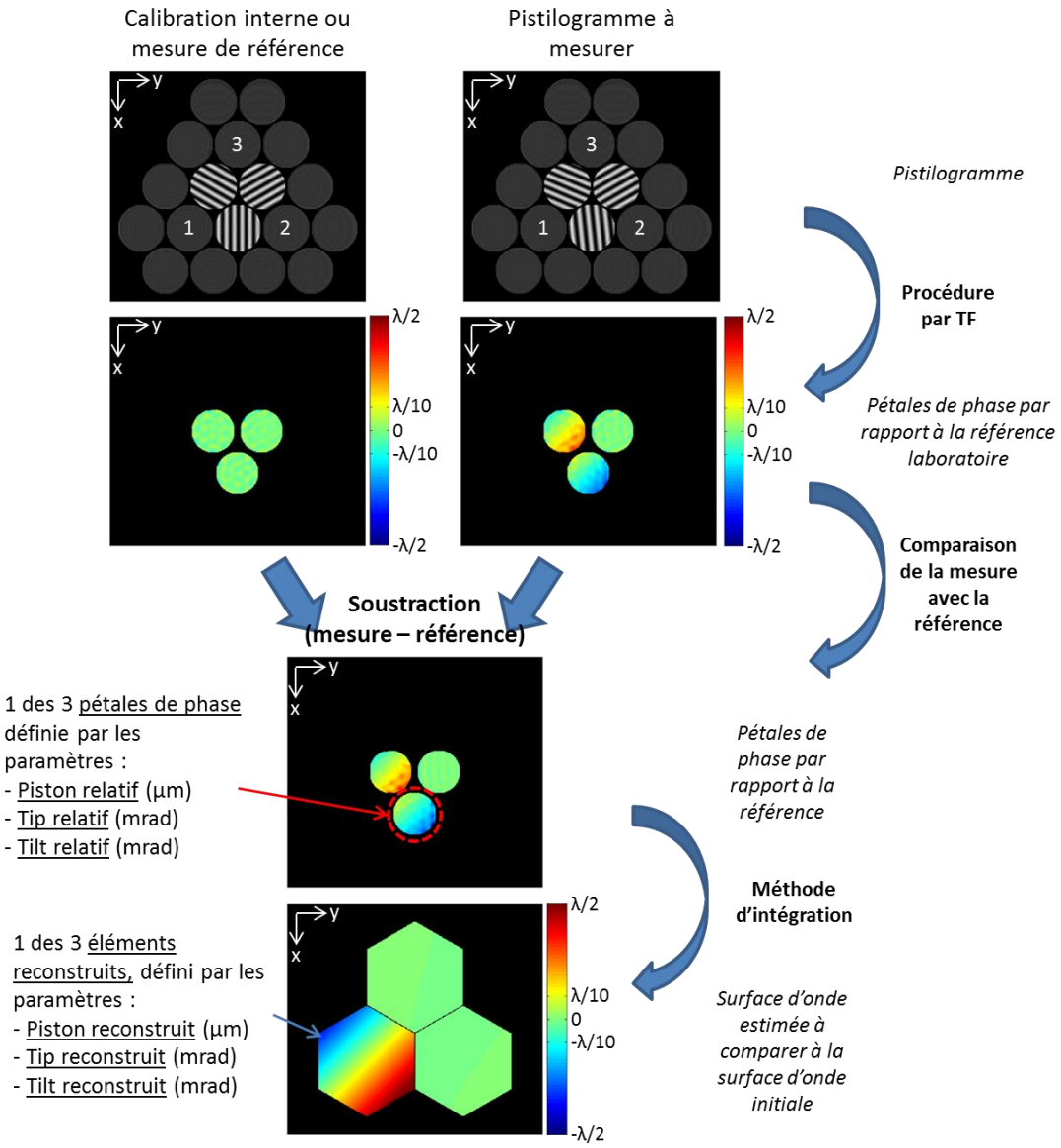


Figure 3-65 : Les différentes étapes de traitement du pistilogramme jusqu'à l'estimation de la surface d'onde reconstruite.

La première étape du traitement concerne une méthode par transformée de Fourier afin de calculer la phase des pétales du pistilogramme. L'avantage de cette méthode est qu'au regard de la géométrie des sous-pupilles analysées, les composantes fréquentielles qui nous intéressent sont concentrées autour des fréquences fondamentales correspondant aux directions de propagation des répliques du réseau de diffraction utilisé. De cette manière, il est possible de traiter n'importe quel nombre de sous-pupilles pour obtenir les différences de phase deux à deux (les pétales de phase) des sous-pupilles.

L'analyse des pétales de phase se fait alors par projection sur trois fonctions normalisées et orthogonales entre elles pour obtenir les pistons, tips et tilts relatifs. Il serait cependant possible de mesurer les ordres supérieurs, comme par exemple le defocus qui existe dans les faisceaux laser. La base des polynômes de Zernike représenterait alors une bonne solution pour mieux modéliser le signal du pétale de phase et accéder aux défauts d'ordres supérieurs.

Les valeurs relatives précédemment mesurées peuvent alors être intégrées pour estimer les éléments de la surface d'onde initiale. Pour cela, une méthode basée sur les moindres carrés permet de tenir compte de l'ensemble des mesures pour reconstruire la surface d'onde. Nous avons vu avec cette méthode qu'il existait une relation entre l'incertitude des mesures et l'incertitude sur les valeurs reconstruites, qui dépend de manière logarithmique du nombre de couronnes de sous-pupilles. Le premier avantage de la méthode d'intégration est une réduction de l'incertitude de mesure des valeurs relatives tant que le paramètre de propagation de l'erreur p_{err} est inférieur à 1, ce qui est vrai jusqu'à presque 2000 couronnes, soit presque 12 millions de sous-pupilles. Ensuite, un second avantage est d'utiliser la méthode d'intégration même si l'utilisateur de l'interféromètre ne souhaite avoir que les valeurs relatives. Nous avons pu montrer qu'il y avait un rôle de débruitage sur l'estimation des valeurs relatives jusqu'à 18 couronnes, soit environ 1000 sous-pupilles. Il y a donc un intérêt à utiliser les valeurs relatives estimées à partir des valeurs reconstruites. Enfin, un troisième avantage est d'utiliser la redondance d'informations pour évaluer l'erreur de mesure grâce aux relations de clôtures, ce qui permet d'évaluer l'erreur de mesure à partir de la mesure elle-même.

Une piste d'amélioration de la méthode d'intégration serait de pondérer les coefficients dans la matrice de passage des valeurs absolues aux valeurs relatives. Il serait alors possible de diminuer la propagation de certaines erreurs de mesure. Cette matrice de passage serait également l'occasion de tenir compte des éventuels termes croisés qui apparaissent dans la formule du pétale lorsqu'il y a des incertitudes de réglage de l'interféromètre, évoqués dans le Chapitre 2, comme un mauvais positionnement du masque de trous par rapport aux éléments de la surface d'onde ou encore l'incertitude liée au réglage de la distance optimale entre le réseau et la caméra.

Enfin, il pourrait être intéressant d'étudier la propagation de l'incertitude de mesure en fonction de sa position dans la surface d'onde. Les sous-pupilles sur le bord de la surface d'onde possèdent en effet moins de voisins que les sous-pupilles au centre, moins de mesures sont donc réalisées ce qui contribue à augmenter l'incertitude des valeurs reconstruites aux sous-pupilles du bord de la surface d'onde. Il serait alors intéressant de calculer l'évolution de l'incertitude de mesures au fur et à mesure de l'éloignement du centre de la surface d'onde.

Le prochain chapitre servira à mettre en œuvre expérimentalement l'interféromètre décrit dans le Chapitre 2. Une première expérience avec quelques sous-pupilles servira à confirmer les principes basiques que nous avons découverts lors de l'étude théorique, la mise en place de l'algorithme de traitement du pistilogramme jusqu'à l'analyse des pétales (Chapitre 3), et une première évaluation grossière des performances de l'analyseur. La seconde expérience avec un nombre de sous-pupilles plus conséquent permettra quant à elle d'affiner l'algorithme de traitement des pétales, mais aussi d'aborder l'algorithme d'intégration. Une caractérisation fine de l'analyseur sera également effectuée pour évaluer les performances de l'interféromètre.

Chapitre 4 Mise au point et tests de l'interféromètre sur divers étalons

Ce chapitre est dédié à la mise en place d'expériences visant à valider la théorie de la technique PISTIL pour adresser les systèmes de cophasage d'un grand nombre de fibres laser, du type ICAN (1.1.1). Les deux expériences exposées ici, sur un SLM ou *Spatial Light Modulator* (4.1) et puis sur un miroir segmenté (4.2) ont servi à mettre au point et qualifier l'analyseur, et permis la mise en place des outils de traitement des pistilogrammes développés dans le chapitre précédent (3.1 et 3.4).

La première expérience, avec un SLM, permettra de simuler des pistilogrammes contenant quelques sous-pupilles afin de mettre en place les outils de traitement sur des cas simples. La seconde expérience avec un miroir segmenté générant un nombre plus important de sous-pupilles servira notamment à mettre en place la méthode d'intégration.

4.1 Expérience sur un SLM

Afin de tester la technique PISTIL sur un cas réel, il convient de concevoir une expérience où il est possible de générer un pistilogramme comportant quelques sous-pupilles parfaitement contrôlées en pistons, tips et tilts absolus avec une géométrie cartésienne simple. La possibilité de modifier le nombre et la taille des pétales sera également un atout pour déterminer les performances des algorithmes de traitements des pistilogrammes.

4.1.1 Création d'une surface d'onde segmentée et d'un masque de trous avec un SLM

Pour générer une surface d'onde lacunaire (Figure 4-66), nous avons choisi d'utiliser un SLM.

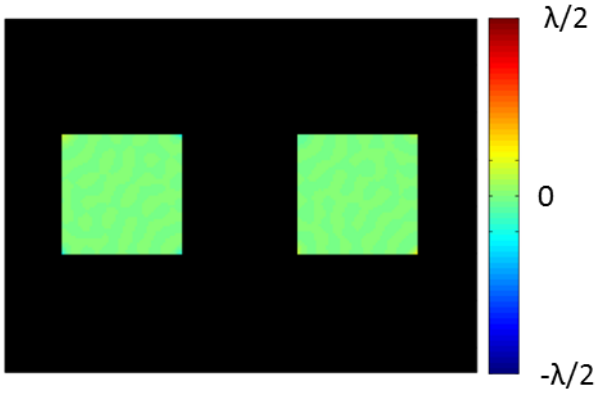


Figure 4-66 : Exemple de surface d'onde lacunaire.

Un SLM est une matrice de pixels contrôlée électroniquement permettant de modifier les propriétés de la lumière incidente, notamment l'intensité, la phase et la polarisation. Pour notre expérience, un SLM de phase pure en réflexion de la société Hamamatsu (LCOS-SLM ×10468-01

series) a été utilisé (Figure 4-67). La matrice de pixels a une taille de 800×600 pixels^2 avec un pixel de 20×20 µm^2 et une dynamique de 256 niveaux de gris en phase.

Figure 4-67 : Photo du SLM utilisé pour les expériences.

Le déphasage introduit sur la lumière par un pixel à la longueur d'onde de 633 nm en fonction de son niveau de gris est fourni dans la documentation du constructeur et est rappelé Figure 4-68.

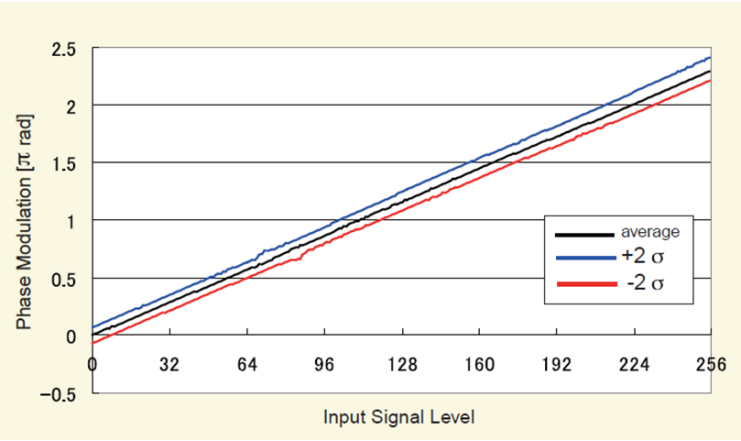


Figure 4-68 : Modulation de la phase de l'onde incidente à une longueur d'onde de 633 nm par le SLM en fonction du niveau de gris du pixel (documentation constructeur).

Afin de fonctionner correctement, c'est-à-dire avoir un parfait contrôle de la surface d'onde renvoyée par le SLM, la lumière a besoin d'être polarisée grâce à un polariseur linéaire placé en amont du SLM. En effet, dans le cas contraire, il n'y a pas de modulation de phase.

Pour cela nous utiliserons un laser fibré, d'une longueur d'onde de 635 nm, collimaté par une lentille à 250 mm de focale, et qui passe à travers un polariseur puis illumine le SLM (Figure 4-69).

Dans le cadre de notre expérience, nous allons générer une surface d'onde lacunaire, c'est-à-dire présentant des zones d'intensités nulles entre les différentes sous-pupilles. Etant donné que nous souhaitons pouvoir modifier la taille et le nombre des sous-pupilles, l'utilisation d'un masque de

trous physique rendrait le système complexe, puisqu'il faudrait fabriquer un masque de trous différent pour chaque expérience. Pour pallier ce problème, nous avons choisi d'utiliser le même SLM pour la fonction « générateur de surface d'onde segmentée » et pour la fonction « masque ». La surface d'onde lacunaire sera obtenue par le montage illustré Figure 4-69. Le principe consiste à coder la surface d'onde dans une sinusoïde porteuse avec le SLM en conservant des zones non modulées sur les zones souhaitées d'intensité nulle, puis dans l'espace de Fourier, grâce à un afocal, de ne filtrer qu'un seul des deux ordres de la sinusoïde pour récupérer uniquement la surface d'onde désirée.

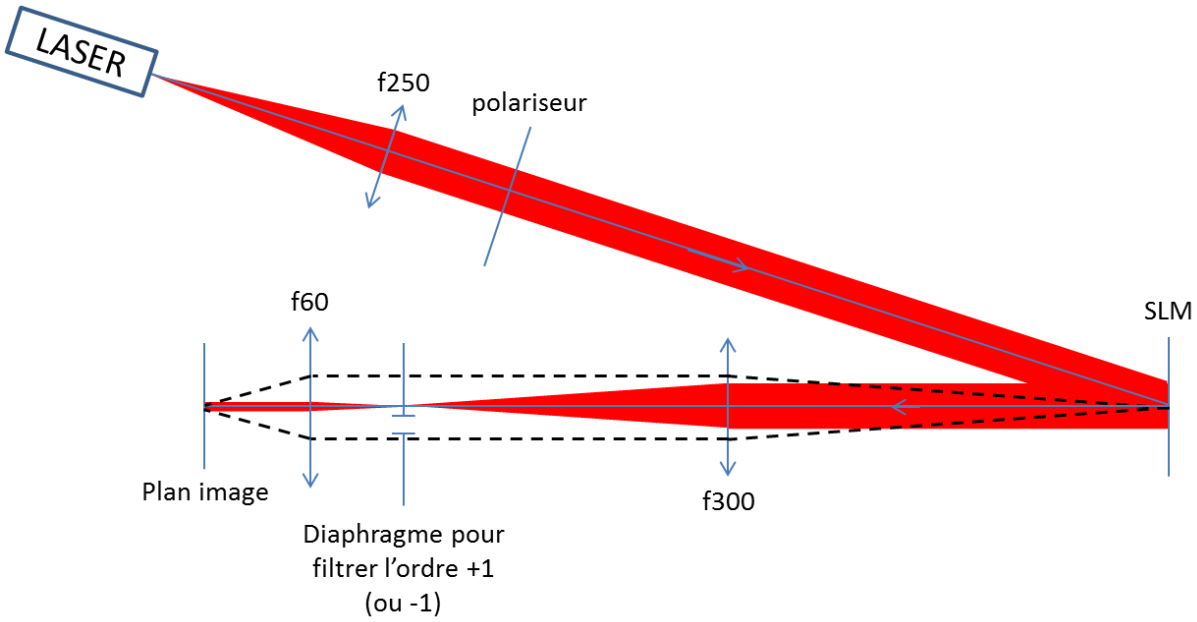


Figure 4-69 : Illumination du SLM en phase pure par un laser fibré à une longueur d'onde de 635 nm collimaté par une lentille de 250 mm de focale et passant par un polariseur. La surface d'onde lacunaire est obtenue dans le plan image d'un afocal servant à imager le SLM.

Grâce à ce principe, il est alors possible de coder des surfaces d'ondes lacunaires facilement modulables, sans avoir recours à un masque de trous physique.

4.1.2 Principe du codage de la surface d'onde sur le SLM

Notre système ne comportant pas de masque de trous, il a donc fallu créer artificiellement des zones d'intensité nulle directement avec le SLM. Pour cela, nous allons moduler la phase $W_i(x,y)$ de la sous-pupille grâce à une porteuse (Figure 4-70) qui va porter l'information (4-60), tout en gardant des zones non modulées grâce à la fonction $\mu(x,y)$ pour les zones sans intensités entre les sous-pupilles. Le filtrage de la porteuse permettra d'obtenir la surface d'onde désirée.

$$Ng(x,y) = \mu(x,y)cos\left(\frac{2\pi}{p_{sin}}(x+y) + W_i(x,y)\right) \tag{4-60}$$

La fonction $\mu(x,y)$ représente la fonction masque (amplitude de la sinusoïde) tel que :

$$\mu(x,y) = \begin{cases} 0 & sur\ zone\ sans\ intensité\ (entre\ les\ sous-pupilles) \\ constante & sur\ zone\ modulée\ (sous-pupille) \end{cases} \tag{4-61}$$

La constante est choisie pour optimiser le contraste et donc l'efficacité de diffraction. Le premier terme du cosinus $\frac{2\pi}{p_{sin}}$ représente une porteuse de période p_{sin} et enfin sa phase $W_i(x,y)$ représente la fonction « générateur de surface d'onde segmentée ».

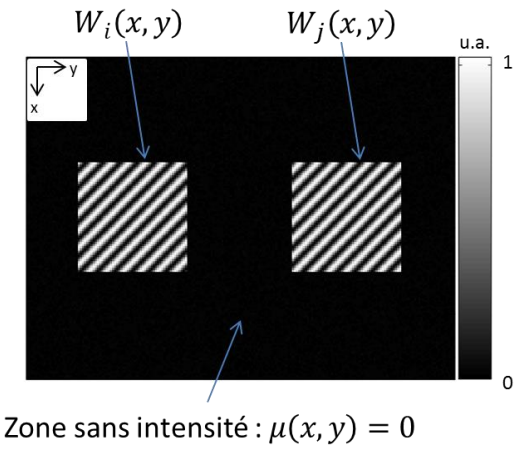


Figure 4-70 : Exemple de réseau de phase codé sur le SLM avec deux sous-pupilles $W_i(x,y)$ et $W_j(x,y)$.

Sachant que le SLM est un modulateur de phase, sa fonction de transmission est égale à :

$$t(x,y) = exp\left[J \times \mu(x,y) cos\left(\frac{2\pi}{p_{sin}}(x+y) + W_i(x,y)\right)\right] \tag{4-62}$$

Avec *J* le nombre imaginaire pur. D'après la relation de Jacobi-Anger :

$$exp\big(Jzcos(\theta)\big) = \sum_{n=-\infty}^{+\infty} J^n B_n(z) exp(Jn\theta) \tag{4-63}$$

Où $B_n(z)$ est la fonction de Bessel de première espèce. En posant $z = \mu(x,y)$ et $\theta = \frac{2\pi}{p_{sin}}(x+y) + W_i(x,y)$, et en considérant le premier ordre de diffraction n = 1 filtré grâce au diaphragme, l'amplitude du champ dans le plan de Fourier est alors égale à :

$$t_{filtree}(x,y) = B_1\big(\mu(x,y)\big) exp\big(JW_i(x,y)\big) \tag{4-64}$$

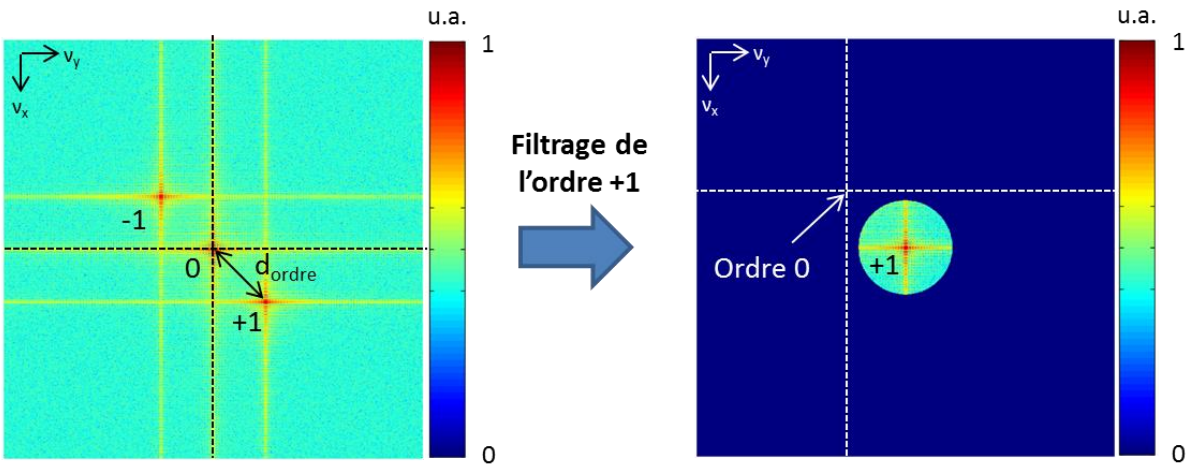


Figure 4-71 : Transformée de Fourier de la transmission du SLM (à gauche) puis filtrage de l'ordre +1 par un diaphragme (à droite).

Finalement, la surface d'onde dans le plan image (Figure 4-69) est obtenue par un transformée de Fourier inverse, réalisée par la deuxième lentille de l'afocal :

$$TF^{-1}\left[t_{filtree}(x,y)\right] = B_1\big(\mu(x,y)\big) \times W_i(x,y) \tag{4-65}$$

La surface d'onde dans le plan image possède donc une fonction masque, représenté par $B_1\big(\mu(x,y)\big)$, et une fonction de phase $W_i(x,y)$, les deux fonctions étant décorrélées. L'exemple Figure 4-72 montre ainsi le réseau de phase codé sur le SLM puis les cartes d'intensité et de phase dans le plan image correspondantes.

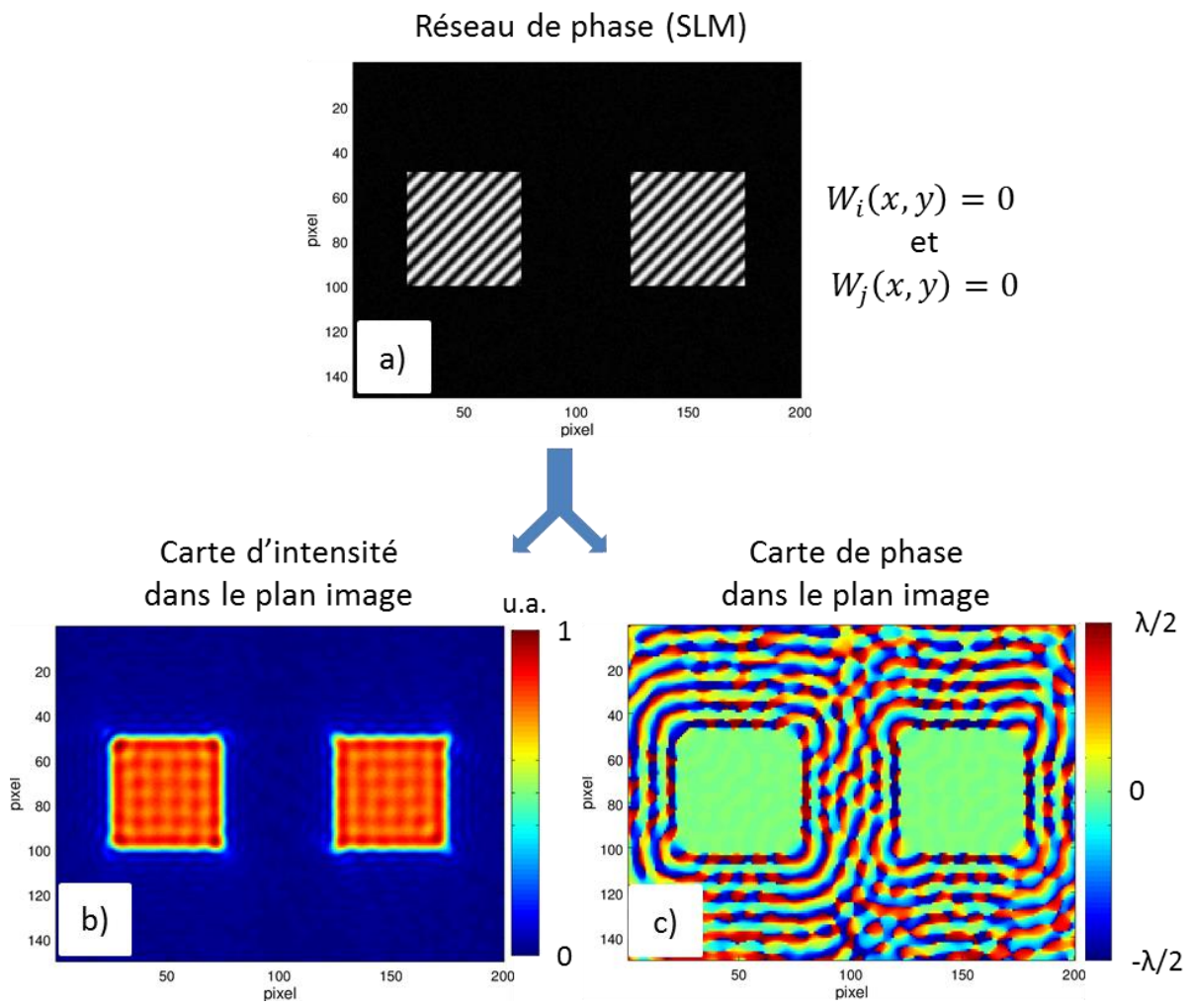


Figure 4-72 : Représentation du réseau de phase codé sur le SLM en a), et du résultat dans le plan image de l'afocal avec la carte d'intensité en b) et la carte de phase associée en c).

La combinaison de la carte d'intensité et de la carte de phase nous amène à la surface d'onde lacunaire souhaitée (Figure 4-73).

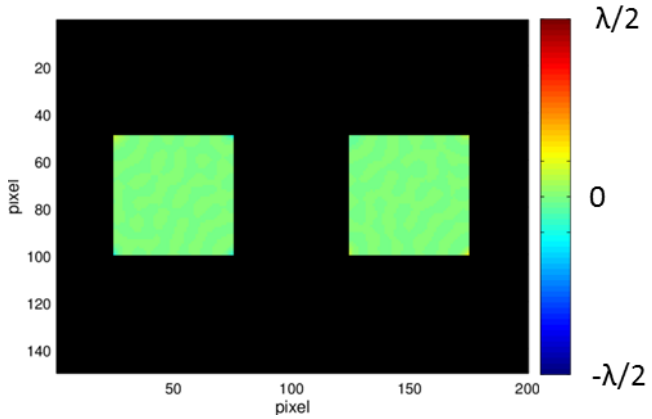


Figure 4-73 : Surface d'onde lacunaire obtenue à partir du réseau de phase du SLM (Figure 4-72).

Nous venons ainsi de créer un générateur de surface d'onde lacunaire grâce au SLM permettant de tester la technique PISTIL.

Une caractérisation de cette surface d'onde a été effectuée par un analyseur de surface d'onde SID4 de la société Phasics pour mesurer la résolution et la justesse des sous-pupilles de la surface d'onde lacunaire en piston, tip et tilt absolus ainsi générée (voir annexe A). Les pistons absolus ont pu être testés de -0,3 λ à 0,3 λ où une justesse de λ/60 a été obtenue. Concernant les tips et les tilts, la gamme [-1 mrad ; 1 mrad] a été mesurée avec une justesse de 15 µrad, celle-ci pouvant être limitée par l'incertitude sur la valeur exacte du grandissement réalisé par l'afocal. Les justesses obtenues correspondent néanmoins aux spécifications attendues (1.2.1), et seront suffisantes pour les premiers tests de la technique PISTIL.

4.1.3 Mesures de quelques sous-pupilles avec la technique PISTIL

Dans cette section, nous décrirons le montage mis en place pour une première version de l'interféromètre PISTIL. Les objectifs des différentes expériences ainsi que des critères de mesures pour qualifier l'interféromètre seront alors présentés.

4.1.3.1 Description de l'expérience mise en place

La surface d'onde lacunaire générée par le SLM ayant été préalablement caractérisée par un analyseur de font d'onde commercial, nous allons pouvoir tester la technique PISTIL. Le montage montre la mise en place d'une première version de l'interféromètre PISTIL avec une caméra et un réseau de diffraction, la fonction masque étant déjà effectuée par le SLM.

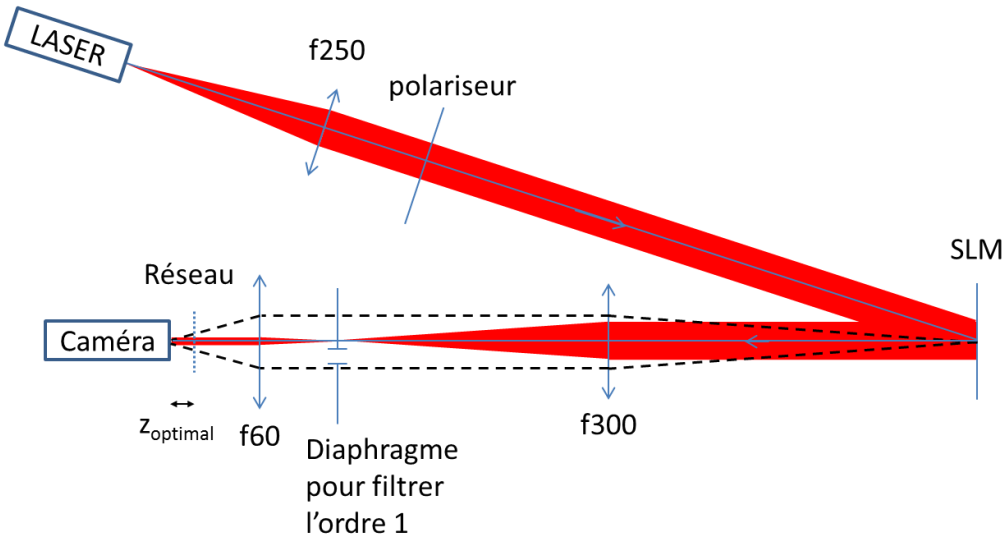


Figure 4-74 : Schéma du montage. Le faisceau en rouge représente le faisceau lumineux, tandis que les droites noires en pointillées représentent l'imagerie du SLM sur la caméra. La distance réseau-caméra est ajustée de telle manière à permettre un recouvrement parfait des répliques provenant des sous-pupilles (distance $z_{optimal}$).

Le réseau utilisé, placé à la distance optimale de la caméra $z_{optimal}$, est un masque de Hartmann modifié (MHM), créé en 2000 par J. Primot et N. Guérineau (Primot, 2000), diffractant quatre ordres dans une géométrie cartésienne et supprimant l'ordre zéro. Le pas du réseau de Bravais est de 41,86 µm. Le principe du MHM repose sur la superposition d'un masque d'intensité, par exemple un dépôt

de chrome, et d'un damier de phase où la hauteur des sauts de phase est égale à π pour une longueur d'onde centrale. De cette manière, l'énergie diffractée par le MHM se retrouve concentrée principalement dans deux couples d'ordres ±1 en géométrie cartésienne (Figure 4-75). La suppression du masque d'intensité permettrait de garder l'ordre zéro.

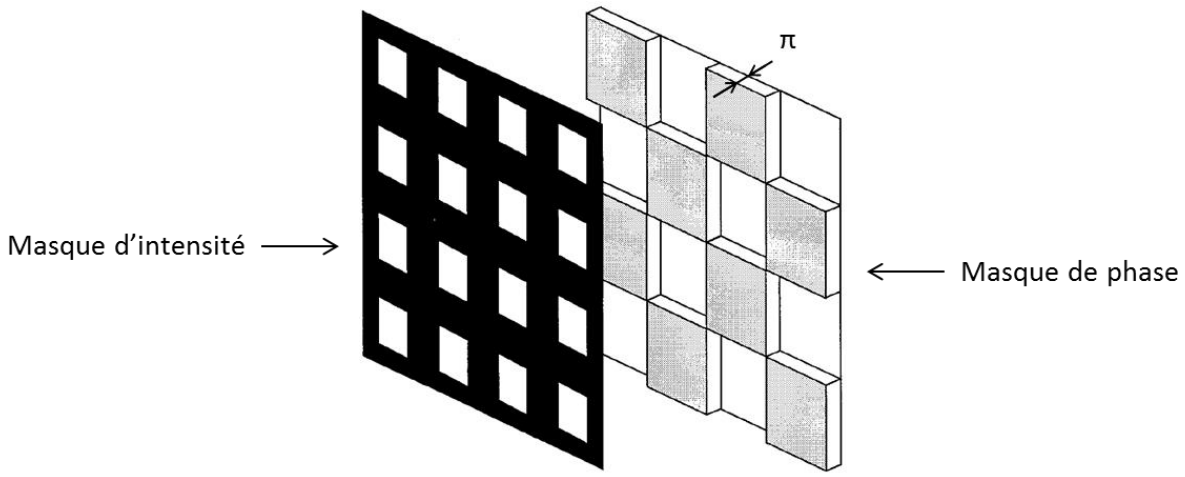


Figure 4-75 : Principe du masque de Hartmann modifié (MHM), composé d'un masque d'intensité à gauche, et d'un damier de phase à droite, tel que la hauteur des sauts de phase soit égal à π pour une longueur d'onde centrale (Primot, 2000).

La conception complète d'un tel réseau de diffraction ainsi que l'influence des différents paramètres (taille des carrés du damier, hauteur des sauts de phase, etc.) a été étudiée en détail dans les thèses de S. Velghe (Velghe, 2007) et B. Toulon (Toulon, 2009).

La caméra CCD utilisée est une tiny IEE1394 de la société Foculus, avec une matrice de pixel de 640×480 pixels^2, et un pixel de 7,4×7,4 µm^2.

Le réseau est le seul élément du montage qu'il faudra bouger suivant les expériences, son emplacement sur l'axe optique va dépendre notamment de la distance entre deux sous-pupilles pour assurer un recouvrement parfait des répliques. La diffraction des quatre ordres du réseau va également imposer une disposition cartésienne de nos sous-pupilles. Pour maximiser la taille des sous-pupilles, nous avons choisi des formes carrées afin d'avoir le maximum de franges disponibles pour nos tests.

La calibration de l'interféromètre PISTIL est réalisée telle que décrite dans la section 3.3 (Figure 4-76).

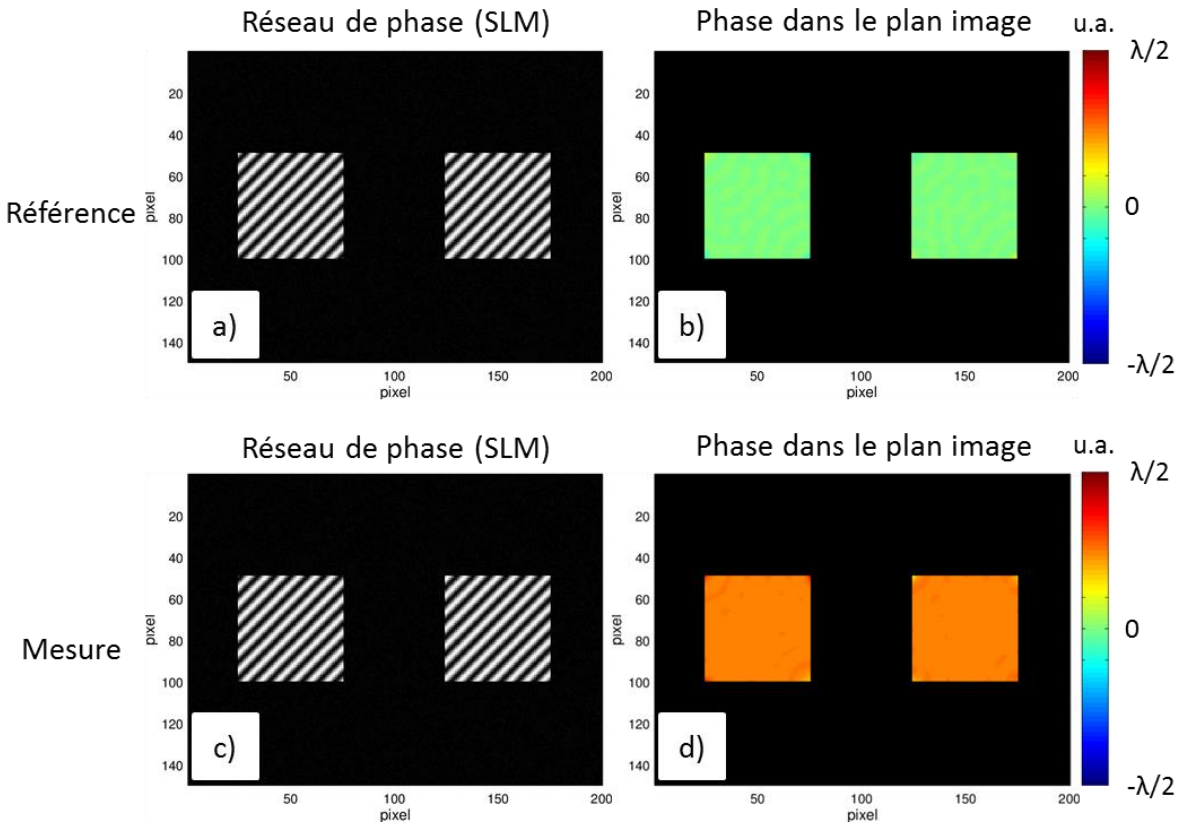


Figure 4-76 : En a), réseau de phase codé sur le SLM pour la référence présentant seulement deux sous-pupilles et b) image de phase correspondante dans le plan image. En c), réseau de phase codé sur le SLM où les franges des deux sous-pupilles carrées ont subi un déphasage de π/4 et en d) la surface d'onde lacunaire dans le plan image de l'afocal, les deux sous-pupilles présentent alors un déphasage de λ/4.

Lors des mesures effectuées dans cette partie, nous allons uniquement nous intéresser aux pétales, c'est-à-dire au piston, tip et tilt relatif entre deux sous-pupilles adjacentes. L'étude de la méthode d'intégration n'a que peu d'intérêt sur un faible nombre de sous-pupilles.

4.1.3.2 Objectif et définition des termes pour la caractérisation de la technique PISTIL

L'objectif de ces mesures a été de vérifier en pratique le comportement de l'interféromètre PISTIL et de mettre en place les différents codes de traitement des pistilogrammes, notamment les algorithmes permettant de déterminer le piston, tip et tilt relatif d'un pétale. Un autre point a été de déterminer les performances de la technique PISTIL suivant plusieurs critères : la résolution (identifiée au bruit temporel), la justesse et la répétabilité. Ces termes sont issus du vocabulaire international de métrologie dont nous allons rappeler ici la définition.

La résolution est la dispersion des valeurs mesurées à des intervalles de temps très court. Il est estimé par l'écart-type des valeurs mesurées. Dans notre cas, nous pouvons l'identifier au bruit temporel, c'est-à-dire le plus petit incrément de valeur détecté par l'instrument. La résolution nous informe sur les différentes sources de bruit présentes dans le système, comme l'impact de la turbulence de l'air, les vibrations du système ou l'effet des composants électroniques.

La justesse de mesure est l'étroitesse de l'accord entre la moyenne d'un nombre infini de valeurs mesurées répétées et une valeur de référence. Dans notre cas, nous allons par exemple supposer que la valeur du piston relatif codé sur le SLM, c'est-à-dire la différence des pistons absolus de deux sous-pupilles, est la valeur de référence (d'où la nécessité d'une caractérisation préalable du système). La justesse de mesure peut également être exprimée familièrement sous le terme de « biais ».

La répétabilité est la dispersion des valeurs obtenues en réalisant des mesures répétées indépendantes dans un ensemble de conditions qui comprennent la même procédure de mesure, les mêmes opérateurs, le même système de mesure, les mêmes conditions de fonctionnement et le même lieu pendant une courte période de temps. Par exemple, pour mesurer la répétabilité d'une valeur spécifique de piston relatif d'un pétale, il faut prendre une mesure à la valeur spécifique, modifier le piston relatif à une autre valeur quelconque, puis remettre le piston relatif à la valeur spécifique et prendre une mesure, etc. Ces deux étapes sont effectuées plusieurs fois jusqu'à avoir un nombre suffisant de mesures à la valeur spécifique, la valeur de répétabilité est calculée comme l'écart-type des mesures obtenues.

4.1.3.3 Description d'un pistilogramme avec un seul pétale

Nous allons tout d'abord nous intéresser à un pistilogramme contenant seulement deux sous-pupilles, et donc un seul pétale (Figure 4-77).

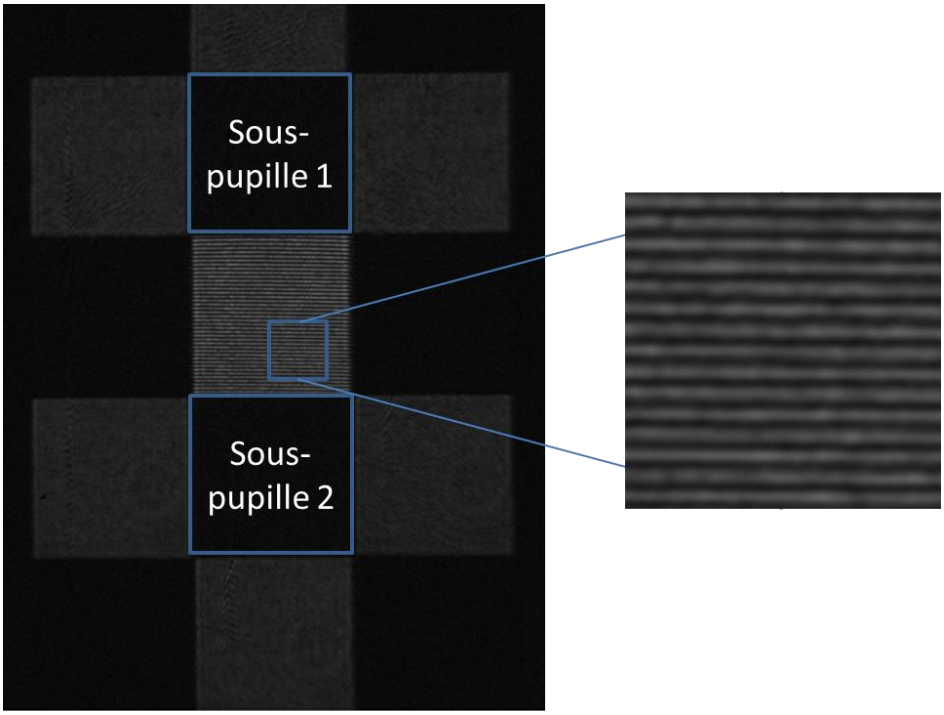


Figure 4-77 : Pistilogramme obtenu avec la technique PISTIL, généré par deux sous-pupilles codées sur le SLM. Dans les rectangles bleus, nous avons représenté la position des sous-pupilles (numérotées de 1 à 2), et à droite un zoom sur une petite partie du pétale.

Ce premier pistilogramme montre tout d'abord que le pétale obtenu est proche de la théorie. La période des franges est 19,6 µm alors que la période attendue est de 20,9 µm (moitié de la période

du réseau de Bravais). Cette petite différence pourrait être due au fait que le faisceau lumineux ne soit pas parfaitement collimaté à la sortie de l'afocal, un faisceau divergent ou convergent pourrait alors modifier légèrement la période des franges.

Dans les acquisitions Figure 4-78, nous avons injecté un tip et un tilt absolu volontairement exagéré sur une des sous-pupilles afin de vérifier le comportement du pétale, ainsi qu'un piston relatif pour constater la translation des franges.

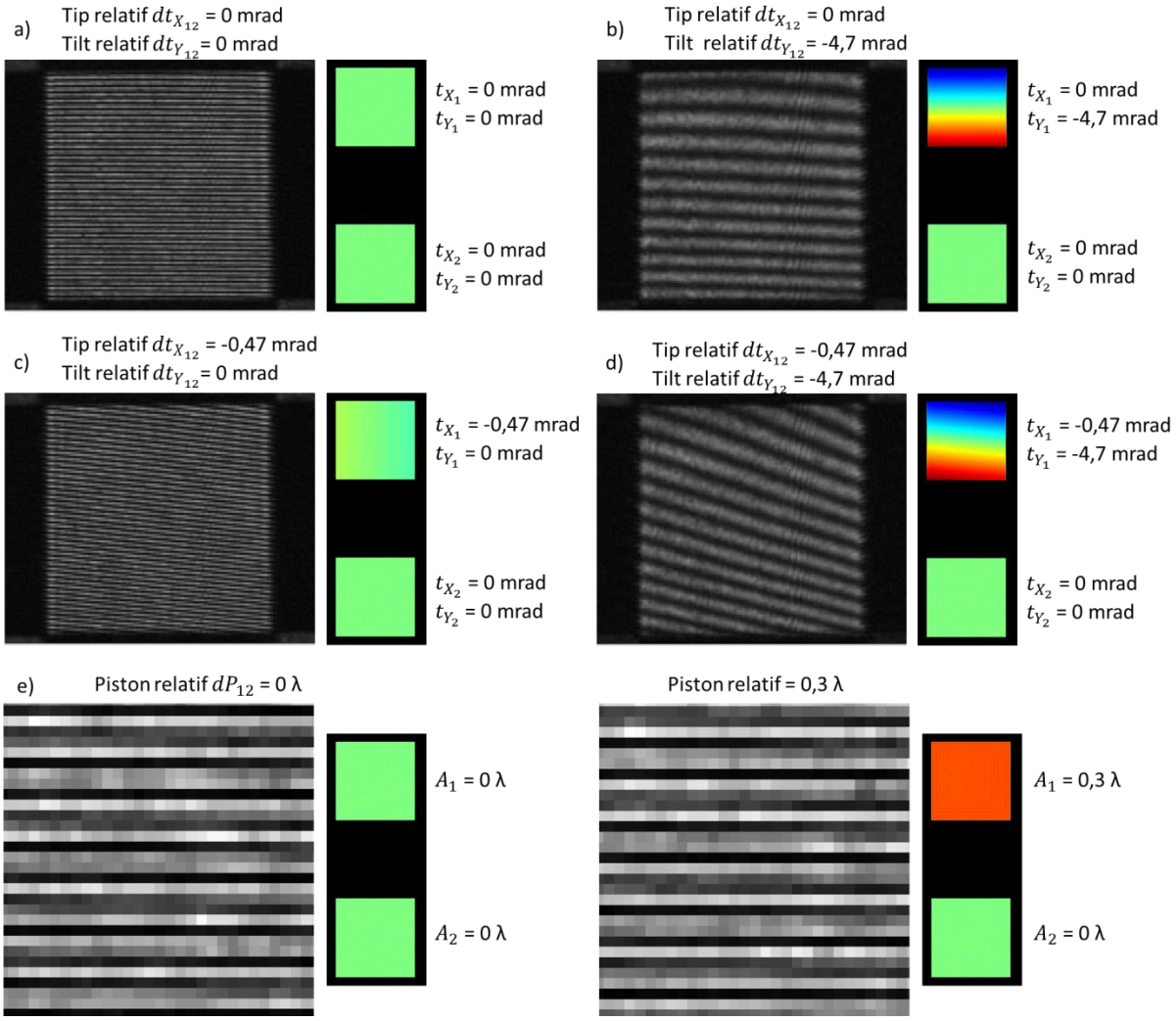


Figure 4-78 : Pétales obtenus en changeant les paramètres de piston, tip et tilt relatif : a) pétale sans tip ni tilt relatif, b) pétale avec seulement un tilt relatif (changement de fréquence des franges), c) pétale avec seulement un tip relatif (changement d'orientation), d) pétale avec un tip et un tilt relatif (changement de fréquence et d'orientation), e) zoom sur les franges d'un pétale : à gauche pétale sans piston relatif et à droite pétale avec un piston relatif de 0,3 λ (translation des franges).

La Figure 4-78 montre que :

- Le piston relatif résulte en une translation des franges (Figure 4-78.e)
- Le tip relatif introduit un changement d'orientation des franges (Figure 4-78.c)
- Le tilt relatif introduit un changement de fréquence des franges (Figure 4-78.b)

- Et le tip et tilt relatif un changement d'orientation et de fréquence des franges (Figure 4-78.d)

Les premiers essais sont donc conformes à ce qui est attendu théoriquement.

4.1.4 Résultats des différentes mesures sur un pétale

Dans cette partie, nous allons réaliser plusieurs expériences. Les termes associés aux sous-pupilles et pétales ainsi que la convention de signes (4-66) sont rappelés ci-dessous.

$$\begin{aligned} dt_{X_{ij}} &= t_{X_i} - t_{X_j} \\ dt_{Y_{ij}} &= t_{Y_i} - t_{Y_j} \\ dP_{ij} &= A_i - A_j \end{aligned} \tag{4-66}$$

La sous-pupille i est caractérisée par son piston absolu A_i, son tip absolu t_{X_i} et son tilt absolu t_{Y_i}. Le pétale résultant de l'interférence des sous-pupilles i et j est décrit par son piston relatif dP_{ij}, son tip relatif $dt_{X_{ij}}$ et son tilt relatif $dt_{Y_{ij}}$. La convention de signes est indiquée Figure 4-79.

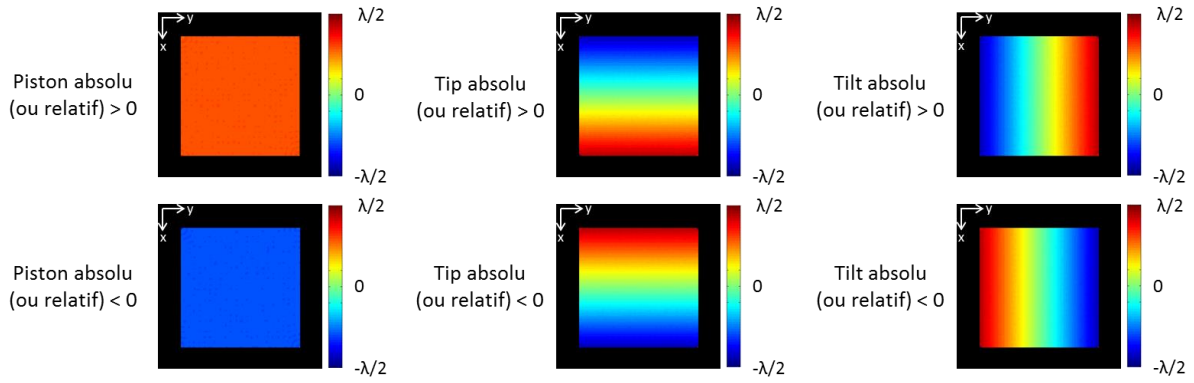


Figure 4-79 : Convention de signes adoptée pour le piston, tip et tilt absolu et relatif. Pour les tips (ou les tilts), le signe est positif lorsque nous « grimpons » en suivant l'axe des x (ou y), et négatif lorsque « descendons » en suivant l'axe des x (ou y).

Les diverses expériences menées, leurs objectifs et le résultat attendu sont rassemblés dans le Tableau 4-3.

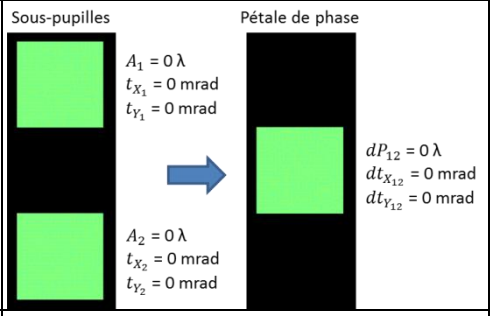
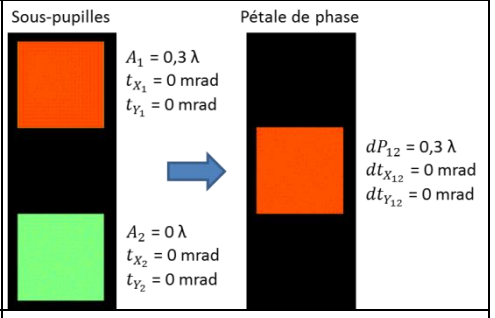
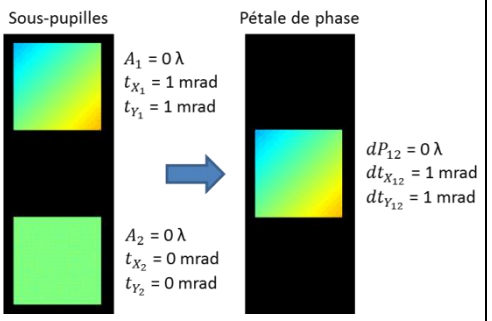
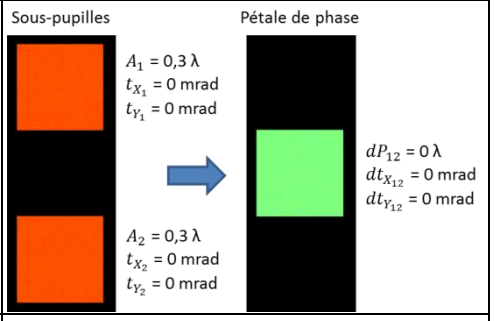
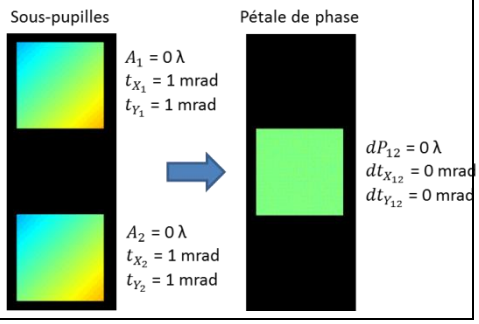
Expérience	Objectif	Mesures réalisées	Résultats attendus
Résolution (4.1.4.1)	Déterminer la résolution en piston, tip et tilt relatif	1 série de 20 mesures sans modification des pistons, tips et tilt absolus des sous-pupilles	
Pistons relatifs (4.1.4.2)	Déterminer la justesse du piston relatif sur la gamme [-0,3 λ ; +0,3 λ] avec un pas de 0,1 λ	4 séries de 7 mesures avec modification du piston absolu d'une seule sous-pupille entre -0,3 λ et +0,3 λ avec un pas de 0,1 λ	
Tips et tilts relatifs (4.1.4.3)	Déterminer la justesse et la répétabilité du tip et du tilt relatif dans les gammes [-1,6 mrad ; 1,6 mrad]	1 série de 11×11 mesures avec modification du tip absolu d'une seule sous-pupille entre -1,6 mrad et +1,6 mrad avec un pas de 0,3 mrad et du tilt absolu de la même sous-pupille entre -1,6 mrad et +1,6 mrad avec un pas de 0,3 mrad	
Variation pistons absolus identiques (4.1.4.4)	Vérifier qu'un changement de pistons absolus identiques sur chaque sous-pupille ne change pas le piston relatif	1 série de 11 mesures avec variations identiques des deux pistons absolus des deux sous-pupilles entre -0,5 λ et 0,5 λ avec un pas de 0,1 λ	
Variation tips absolus identiques (4.1.4.4)	Vérifier qu'un changement de tips ou tilts absolus identiques sur chaque sous-pupille ne change pas le piston relatif	1 série de 11 mesures avec variations identiques des deux tips absolus des deux sous-pupilles entre -1,6 mrad et +1,6 mrad avec un pas de 0,3 mrad	

Tableau 4-3 : Résumé des diverses expériences menées dans cette partie. Pour chacune, nous avons décrit l'objectif, les mesures réalisées et les résultats attendus.

Les prochaines sections seront dédiées à chaque expérience où nous décrirons les résultats obtenus pour vérifier s'ils sont conformes aux résultats attendus.

4.1.4.1 Mesures sur le bruit temporel

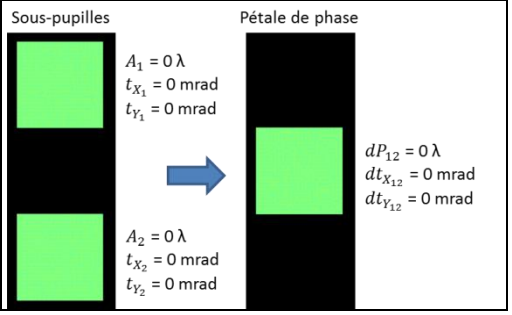
Objectif	Mesures réalisées	Résultats attendus
Déterminer la résolution en piston, tip et tilt relatif	1 série de 20 mesures sans modification des pistons, tips et tilt absolus des sous-pupilles	

Tableau 4-4 : Résumé de l'objectif, des mesures réalisées et des résultats attendus concernant le bruit temporel.

Afin de mesurer la résolution, nous avons effectué une expérience simple, où 20 pistilogrammes consécutifs ont été acquis. Le principe est de mesurer le piston, le tip et le tilt relatif du pétale pour chaque pistilogramme sans le modifier au cours de l'expérience et de regarder comment ses paramètres évoluent au cours du temps (Figure 4-80).

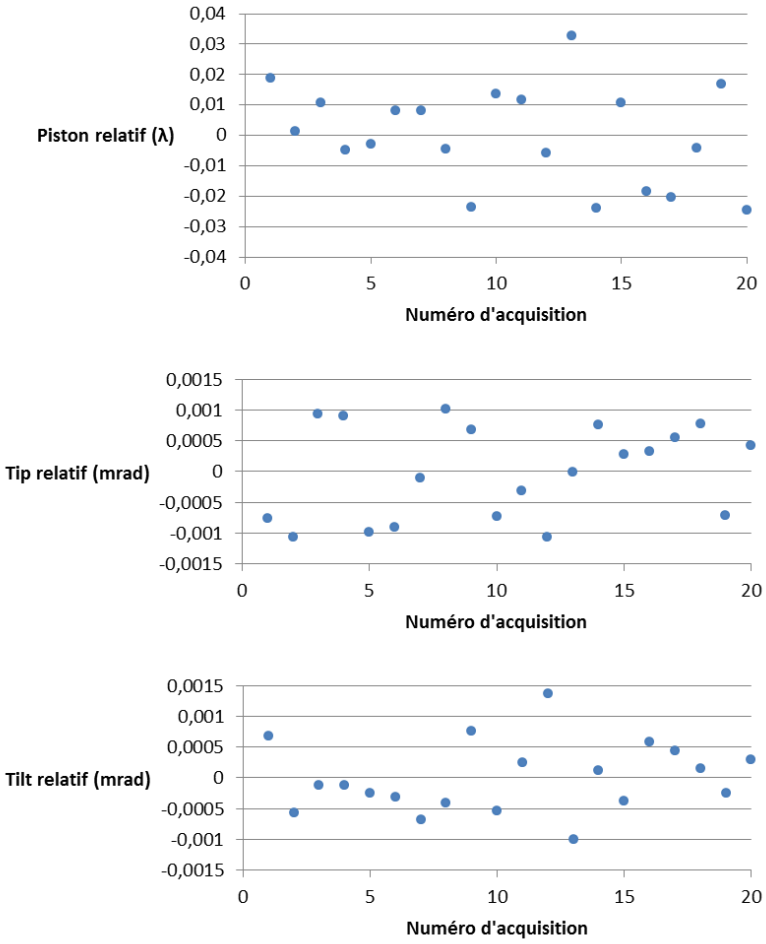


Figure 4-80 : Mesures du piston, du tip et du tilt relatif des pétales des 20 pistilogrammes consécutifs sans aucun changement au cours de l'expérience.

Ces premiers résultats montrent que le piston de phase évolue entre -0,04 λ et 0,04 λ de manière complètement aléatoire. La résolution (calcul de l'écart-type des valeurs) nous donne λ/60 rms.

Concernant le tip et le tilt relatif, les valeurs mesurées sont comprises entre -1,5 µrad et 1,5 µrad, avec une résolution respective de 0,8 µrad rms et 0,6 µrad rms.

En plus de la résolution de l'interféromètre PISTIL (bruit interne de la caméra), ces valeurs de résolution de piston, tip et tilt contiennent aussi la contribution de la fluctuation des niveaux de gris du SLM qui se traduit par une fluctuation de la phase des sous-pupilles, ainsi que de la turbulence de l'air sur le trajet des faisceaux.

Ces premières mesures vont nous permettre de pouvoir fixer un ordre de grandeur pour les mesures à venir, c'est-à-dire qu'il sera théoriquement impossible de déterminer une erreur de mesure de piston, de tip ou de tilt relatif inférieure à la résolution calculée. D'autres mesures, réalisées ponctuellement au cours de toute la durée de l'expérience avec le SLM et non présentées ici, ont permis de confirmer la résolution du piston qui oscillait entre λ/46 et λ/64 rms sur l'ensemble de ce montage.

4.1.4.2 Mesures de pistons relatifs

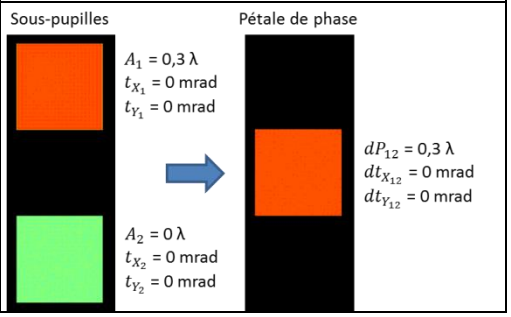
Objectif	Mesures réalisées	Résultats attendus
Déterminer la justesse et la répétabilité du piston relatif sur la gamme [-0,3 λ ; +0,3 λ] avec un pas de 0,1 λ	4 séries de 7 mesures avec modification du piston absolu d'une seule sous-pupille entre -0,3 λ et +0,3 λ avec un pas de 0,1 λ	

Tableau 4-5 : Résumé de l'objectif, des mesures réalisées et des résultats attendus concernant les mesures de pistons relatifs.

Nous nous sommes intéressés à la mesure de piston relatif pour déterminer quelle performance est capable d'atteindre l'interféromètre PISTIL en justesse. Une valeur de piston absolu sur une des sous-pupilles est codée sur le SLM puis nous avons regardé le piston relatif mesuré par l'interféromètre PISTIL sur le pétale. Au cours de la durée de l'expérience avec le SLM, nous avons pu réaliser plusieurs fois des mesures de pistons relatifs entre -0,3 λ et 0,3 λ par pas de 0,03 λ. Le pistilogramme référence de chaque série de mesures est celui où le piston relatif est à zéro, c'est pourquoi dans toutes les séries la mesure à 0 λ vaut exactement zéro.

Dans la Figure 4-81, plusieurs séries de mesures ont été effectuées, nommées « Série n°X » avec X allant de 1 à 3. Une série est appelée « Série n°1 bis » puisqu'une moyenne de 10 pistilogrammes est réalisée avant de calculer la valeur du piston relatif.

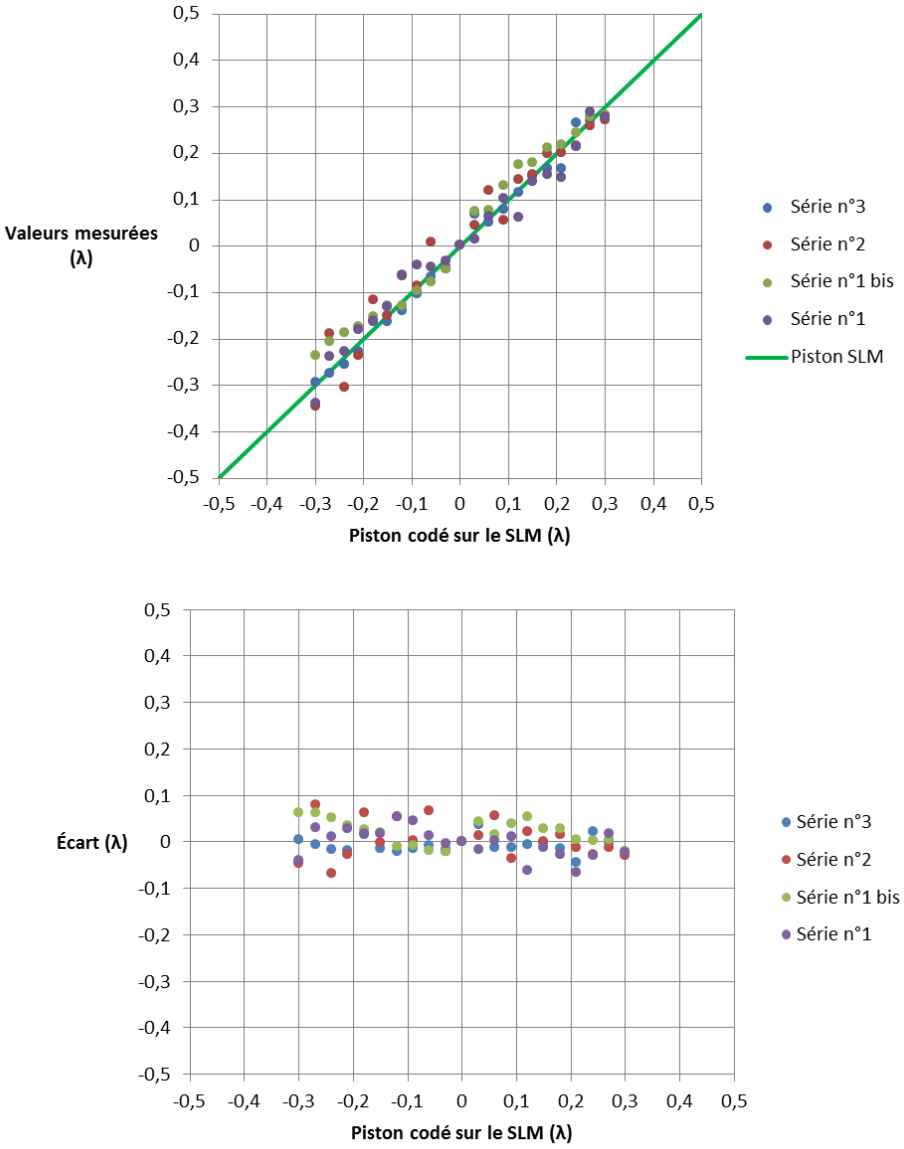


Figure 4-81 : Représentation des données issues de quatre expériences différentes pour la mesure de piston relatif. En haut, représentation des valeurs mesurées en λ, et en bas l'écart entre les valeurs mesurées et les valeurs codées sur le SLM. Une moyenne de 10 pistilogrammes pour chaque mesure a été effectuée pour la série n°1 bis.

Les résultats (Figure 4-81) montrent que les valeurs mesurées sont distribuées aléatoirement autour de la valeur attendue sans aucun biais. Cet effet se voit plus clairement quand nous regardons le graphique montrant les écarts entre les valeurs mesurées et les valeurs codées sur le SLM. La justesse est indépendante de la valeur mesurée, et la justesse moyenne vaut λ/150, ce qui signifie que la mesure n'est pas entachée de biais.

Le calcul de la répétabilité moyenne pour les séries de 1 à 3 donne une valeur de λ/40 rms. Cette valeur est supérieure à la résolution mesurée dans la section précédente (λ/60 rms). Cependant, cette répétabilité calculée est la somme quadratique de la répétabilité de l'interféromètre PISTIL et de celle du SLM qui nous est inconnue, il est donc difficile d'estimer la contribution de chacune pour le moment.

Dans la section suivante, nous allons nous intéresser à la justesse de mesure en tip et tilt relatif.

4.1.4.3 Mesures de tip/tilt relatif

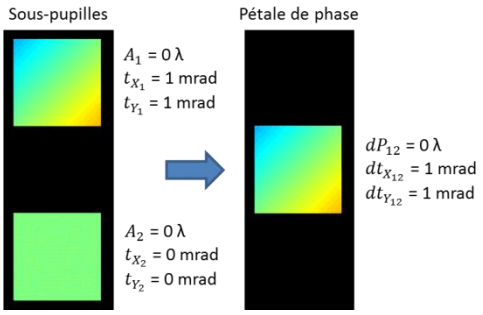
Objectif	Mesures réalisées	Résultats attendus
Déterminer la justesse du tip et du tilt relatif dans les gammes [-1,6 mrad ; 1,6 mrad]	1 série de 11×11 mesures avec modification du tip absolu d'une seule sous-pupille entre -1,6 mrad et +1,6 mrad avec un pas de 0,3 mrad et du tilt absolu de la même sous-pupille entre -1,6 mrad et +1,6 mrad avec un pas de 0,3 mrad	

Tableau 4-6 : Résumé de l'objectif, des mesures réalisées et des résultats attendus concernant les mesures de tips et tilts relatifs.

Des mesures sur le tip et le tilt relatifs ont ensuite été réalisées pour déterminer les performances de l'interféromètre PISTIL concernant ces deux paramètres. Pour vérifier la capacité de l'interféromètre à mesurer simultanément les deux paramètres, nous avons réalisé une grille de mesure, fonction du tip et du tilt relatif, afin de déterminer les capacités de l'analyseur à retrouver les deux valeurs en une seule mesure. Pour cela, nous avons fait varier le tip et le tilt relatif entre -1,6 mrad et 1,6 mrad, ce qui revient, après grandissement de l'afocal de 1/5, à mesurer le tip et le tilt relatif entre -8 mrad et 8 mrad (Figure 4-82). De la même manière que précédemment, la référence est le cas où le pétale a un tip et un tilt relatifs nuls.

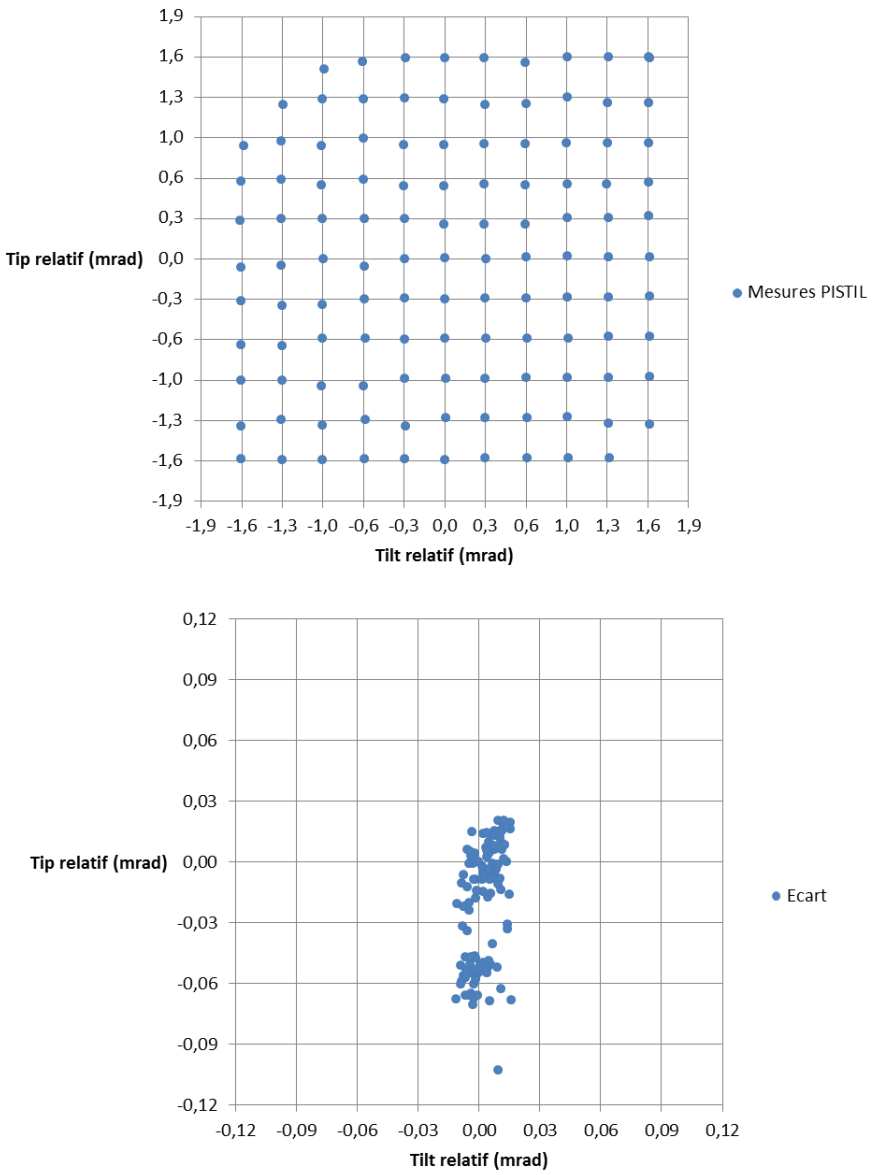


Figure 4-82 : Représentation des données issues de la mesure conjointe de tip et de tilt relatifs pour différentes valeurs codées sur le SLM. En haut, les valeurs codées sur le SLM sont représentées par la grille, et les mesures par des points bleus. En bas, nous avons représenté les écarts en tip et tilt relatifs entre les mesures et les valeurs codées.

Concernant les résultats de mesure, les valeurs suivent correctement le quadrillage, signe que les mesures sont cohérentes avec les valeurs codées sur le SLM. Afin de quantifier précisément les erreurs, nous avons représenté dans la Figure 4-82 en bas, l'écart des mesures en tip et tilt relatif par rapport aux valeurs codées sur le SLM.

La justesse des mesures semble plus mauvaise suivant le tip relatif que suivant le tilt relatif. En effet, la justesse du tilt relatif est comprise entre -20 µrad et 20 µrad, alors que le tip relatif est entre -100 µrad et 20 µrad, trois fois plus large que pour le tilt relatif. Une première explication à ce phénomène serait une difficulté plus importante à mesurer un tip relatif, qui représente ici un changement d'orientation, qu'un tilt relatif dû à un changement de fréquence des franges.

Dans la Figure 4-82 en haut à gauche, trois point de mesures ([-1,6 ; 1,6] mrad, ([-1,6 ; 1,3] mrad, ([-1,3 ; 1,6] mrad) représentent des points aberrants. En effet, sur le pistilogramme nous constatons une disparition des répliques provenant d'une sous-pupille (Figure 4-83).

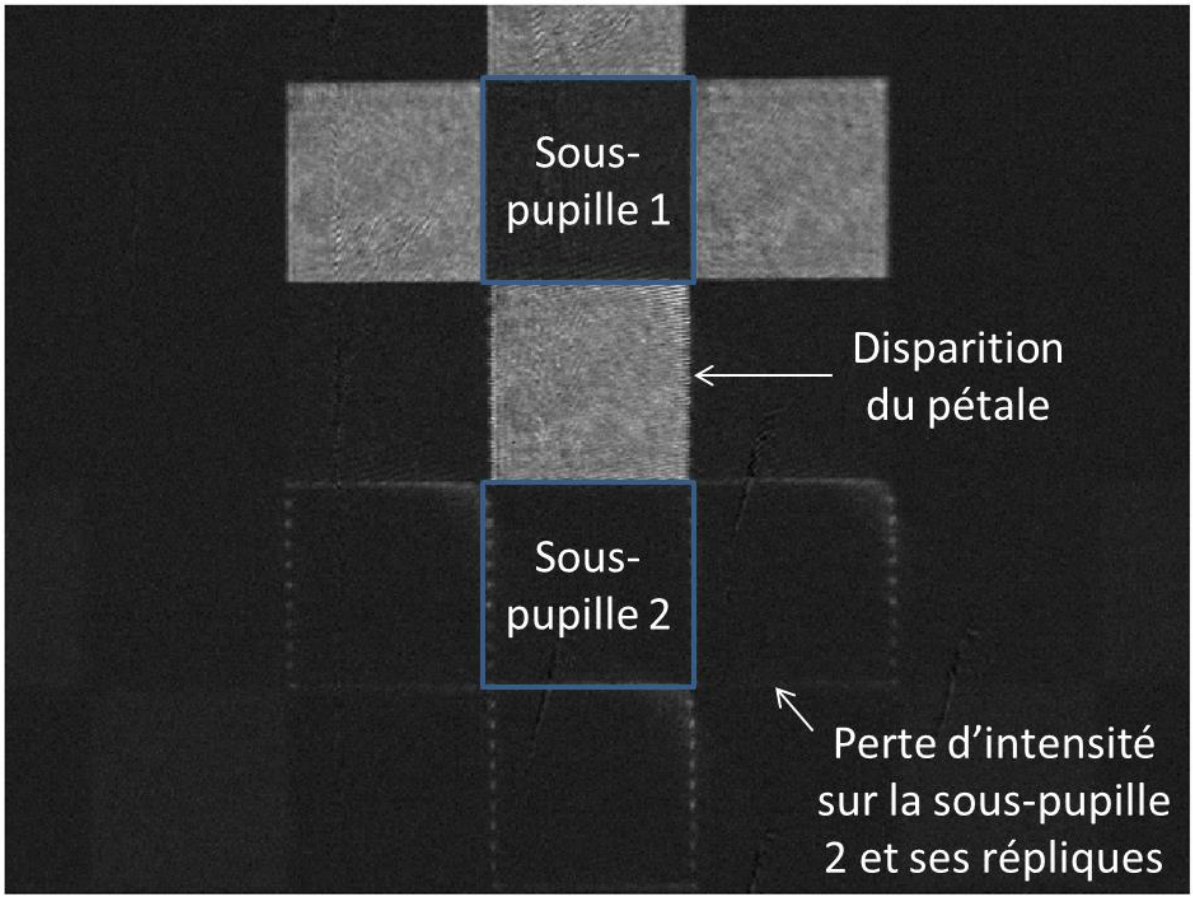


Figure 4-83 : Pistilogramme obtenu dans le cas où la sous-pupille 2 présente un tip et un tilt absolu trop importants, le faisceau se retrouve alors bloqué par le diaphragme, ses répliques n'apparaissent donc plus sur le pistilogramme.

Ce phénomène est dû à un tip et tilt absolu trop important qui fait que l'ordre dans le plan de Fourier de l'afocal se retrouve en dehors du trou du diaphragme et donc bloqué par celui-ci. Le point [1,6 ; -1,6] mrad a été mesuré par erreur avec les paramètres [1,6 ; 1,6] mrad, c'est pourquoi il y a deux points à la valeur [1,6 ; 1,6] mrad.

Un élément intéressant qui peut être calculé à partir de ces mesures est une estimation du tip et du tilt relatifs mesurable par l'interféromètre PISTIL. Dans la section 2.6.2.2, nous avions calculé les limites de mesures en tip et tilt relatif d'un système de franges, dépendant notamment de la fréquence des franges minimales et maximale mesurables. Ces limites sont dépendant des paramètres de l'interféromètre PISTIL :

- Le pas pixel : limite d'échantillonnage pour avoir suffisamment de pixels par frange
- Le diamètre des trous du masque de trous : limite pour avoir un nombre suffisant de franges par pétale.

Dans la section 2.5.4, nous avons fourni une première indication sur le nombre minimal de pixels par frange M = 3, permettant de réaliser la mesure d'un pétale. A travers ces mesures, nous avons pu tester un nombre M inférieur à 3. La formule du pétale est la suivante :

$$I_{ij}^{\lambda}(x,y,z_{optimal}) = disque(0,0) \times 2I_0 \times \left[1 + cos\left(2\pi\left(\begin{array}{c}\left(\frac{2cos(\theta)}{p_g} + \frac{dt_{X_{ij}}}{\lambda}\right)x \\ +\left(\frac{-2sin(\theta)}{p_g} + \frac{dt_{Y_{ij}}}{\lambda}\right)y \\ +\frac{1}{\lambda}(dP_{ij})\end{array}\right)\right)\right] \quad (4\text{-}67)$$

Le pas des franges est alors égal à :

$$pas_{frange} = \frac{1}{\sqrt{\left(\frac{2cos(\theta)}{p_g} + \frac{dt_{X_{ij}}}{\lambda}\right)^2 + \left(\frac{-2sin(\theta)}{p_g} + \frac{dt_{Y_{ij}}}{\lambda}\right)^2}} \quad (4\text{-}68)$$

Dans le cadre de l'expérience de mesure des tips et tilt relatifs, nous avons θ = 90°, p_g = 41,86 µm, λ = 0,635 µm. Pour atteindre le pas minimal des franges, il faut prendre la valeur mesurée égale à $dt_{X_{ij}} = 0$ mrad et $dt_{X_{ij}} = 5 * 1{,}6$ mrad. Le coefficient 5 provient du fait qu'il y a un grandissement de 1/5 avec l'afocal, les tips et tilts codés sur le SLM sont donc multipliés par 5 au niveau de la caméra. Ainsi, avec l'inégalité (Figure 4-84) et l'équation (4-68), l'application numérique donne M = 2,24.

$$\underbrace{M \times pas_{pixel} \leq pas_{frange}}_{\text{Au moins M pixels par frange}}$$

Figure 4-84 : Condition dépendant du paramètre M pour un échantillonnage suffisant pour la mesure du système de franges.

Cette valeur de M indique qu'avec seulement 2,24 pixels par franges, l'interféromètre PISTIL est capable de mesurer correctement un système de franges afin de déterminer le piston, tip et tilt relatif.

4.1.4.4 Expériences supplémentaires de validation du modèle théorique

Variation identique des pistons absolus des deux sous-pupilles

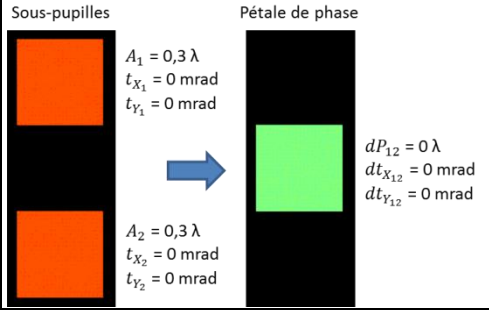
Objectif	Mesures réalisées	Résultats attendus
Vérifier qu'un changement de pistons absolus identiques sur chaque sous-pupille ne change pas le piston relatif	1 série de 11 mesures avec variations identiques des deux pistons absolus des deux sous-pupilles entre -0,5 λ et 0,5 λ avec un pas de 0,1 λ	

Tableau 4-7 : Résumé de l'objectif, des mesures réalisées et des résultats attendus concernant une variation identique des pistons absolus des deux sous-pupilles.

L'expérience suivante va consister à faire varier le piston absolu des sous-pupilles 0 et 1 (A_1 et A_2) de manière conjointe. L'effet sera de garder constante la quantité $A_1 - A_2 = dP_{12} = cste$, et n'aura donc, a priori, aucun impact sur le système de franges. L'expérience a consisté à injecter la même valeur de piston absolu aux deux sous-pupilles entre -0,5 λ et 0,5 λ par pas de 0,1 λ.

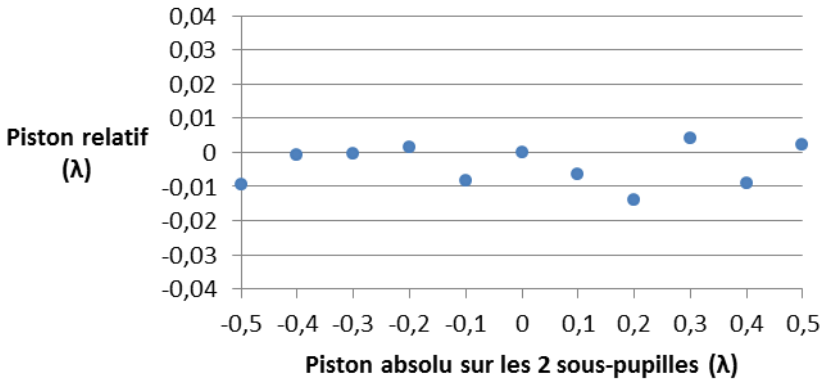


Figure 4-85 : Mesure du piston relatif du pétale (points bleus) en faisant varier de manière identique le piston absolu des deux sous-pupilles. Le pistilogramme de référence est celui où les deux sous-pupilles ont un piston absolu de zéro.

La Figure 4-85 montre bien que le piston relatif reste proche de zéro, quelles que soient les valeurs conjointes des deux sous-pupilles. Le calcul de la répétabilité des pistons relatifs nous donne λ/170 rms. Nous constatons que la répétabilité calculée est inférieure à la résolution mesurée (λ/60 rms). Cette amélioration s'explique par le fait que l'expérience a été isolée des turbulences de l'air en plaçant un drap noir sur l'ensemble du montage. Nous avons pu en effet nous apercevoir de l'influence que la turbulence introduisait des variations dans le système de franges, modifiant ainsi la mesure du piston relatif.

Variation identique des tips absolus des deux sous-pupilles

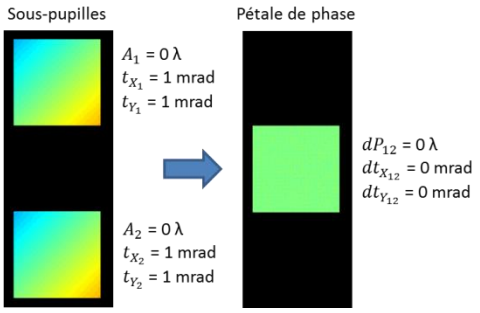
Objectif	Mesures réalisées	Résultats attendus
Vérifier qu'un changement de tips ou tilts absolus identiques sur chaque sous-pupille ne change pas le piston relatif	1 série de 11 mesures avec variations identiques des deux tips absolus des deux sous-pupilles entre -1,6 mrad et +1,6 mrad avec un pas de 0,3 mrad	

Tableau 4-8 : Résumé de l'objectif, des mesures réalisées et des résultats attendus concernant une variation identique des tips absolus des deux sous-pupilles.

La seconde expérience va servir à vérifier si une variation commune de tip (ou tilt) absolu sur les deux sous-pupilles n'introduit pas un piston relatif au niveau du pétale. De la même manière que précédemment, nous avons fait varier de manière conjointe la valeur du tip absolu des deux sous-pupilles, en prenant comme référence le pistilogramme où les deux valeurs de tip absolu étaient à zéro.

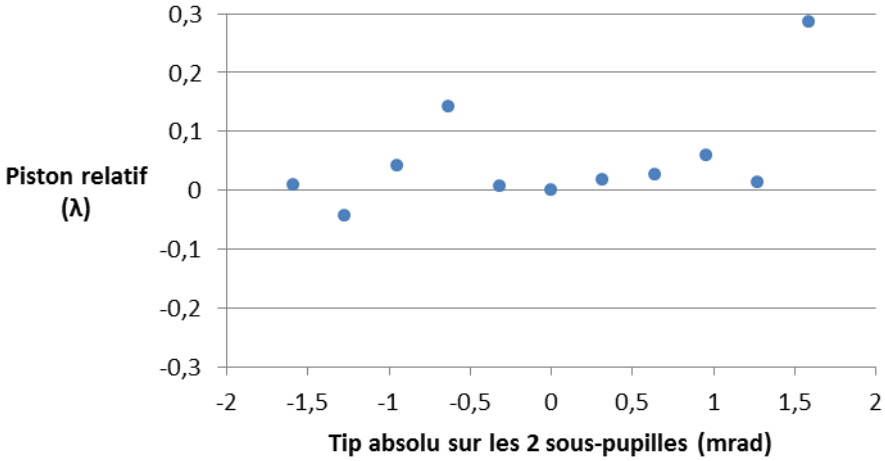


Figure 4-86 : Mesure du piston relatif du pétale (points bleus) en faisant varier de manière identique le piston absolu des deux sous-pupilles. Le pistilogramme de référence est celui où les deux sous-pupilles ont un piston absolu de zéro.

Les résultats présentés dans le graphique (Figure 4-86) confirment le modèle théorique puisque le piston relatif reste proche de zéro. Le calcul de la répétabilité sur la série (sans inclure le dernier point à 1,5 mrad qui semble aberrant) nous donne 0,048 λ rms (λ/21 rms), ce qui est trois fois plus élevé que la résolution. Il semble donc y avoir une piste d'amélioration du réglage de l'interféromètre puisque la répétabilité du piston relatif mesuré aurait dû être du même ordre de grandeur que la précédente expérience.

4.1.4.5 Conclusion des mesures avec un seul pétale

Les mesures ont également permis de corroborer le modèle théorique établi pour la formation d'un pétale.

Nous pouvons dire que ces premières mesures ont affiché une résolution en piston relatif de λ/60 rms et une résolution en tip et tilt de 1,5 µrad. Ces valeurs représentent les résolutions globales du montage, qui peuvent être la contribution de plusieurs sources de bruit. La résolution du SLM est limitée par sa capacité à maintenir un déphasage constant au cours du temps, ce qui se traduit par sa capacité à garder les pixels de phase dans le même état. En admettant que le pixel du SLM peut osciller entre deux niveaux de gris consécutifs, cela se traduit par des variations de phase de l'ordre de λ/250. Une seconde source de bruit serait les variations dues à la turbulence de l'air, ce qui dégrade la qualité du front d'onde. Lors de l'expérience, avec un piston absolu identique sur les deux sous-pupilles (4.1.4.4), nous avons isolé le montage de la turbulence de l'air et mesuré une répétabilité de λ/170 rms. Étant donné que la mesure d'un piston relatif constant s'apparente à une mesure de résolution, nous pouvons dire que celle-ci a été améliorée d'un facteur 3. La turbulence de l'air est donc une part non négligeable de source de bruit de notre expérience.

Un des objectifs de l'interféromètre PISTIL étant de pouvoir mesurer simultanément plusieurs sous-pupilles, nous avons fait évoluer la surface d'onde du SLM pour faire apparaître plusieurs sous-pupilles dans la surface d'onde étudiée.

4.1.5 Pistilogrammes avec 3×3 sous-pupilles

Le nombre de sous-pupilles de la surface d'onde lacunaire a été progressivement augmenté jusqu'à 9 sous-pupilles (Figure 4-87) et les résultats ont montré que la technique PISTIL continue à fonctionner quel que soit le nombre de sous-pupilles.

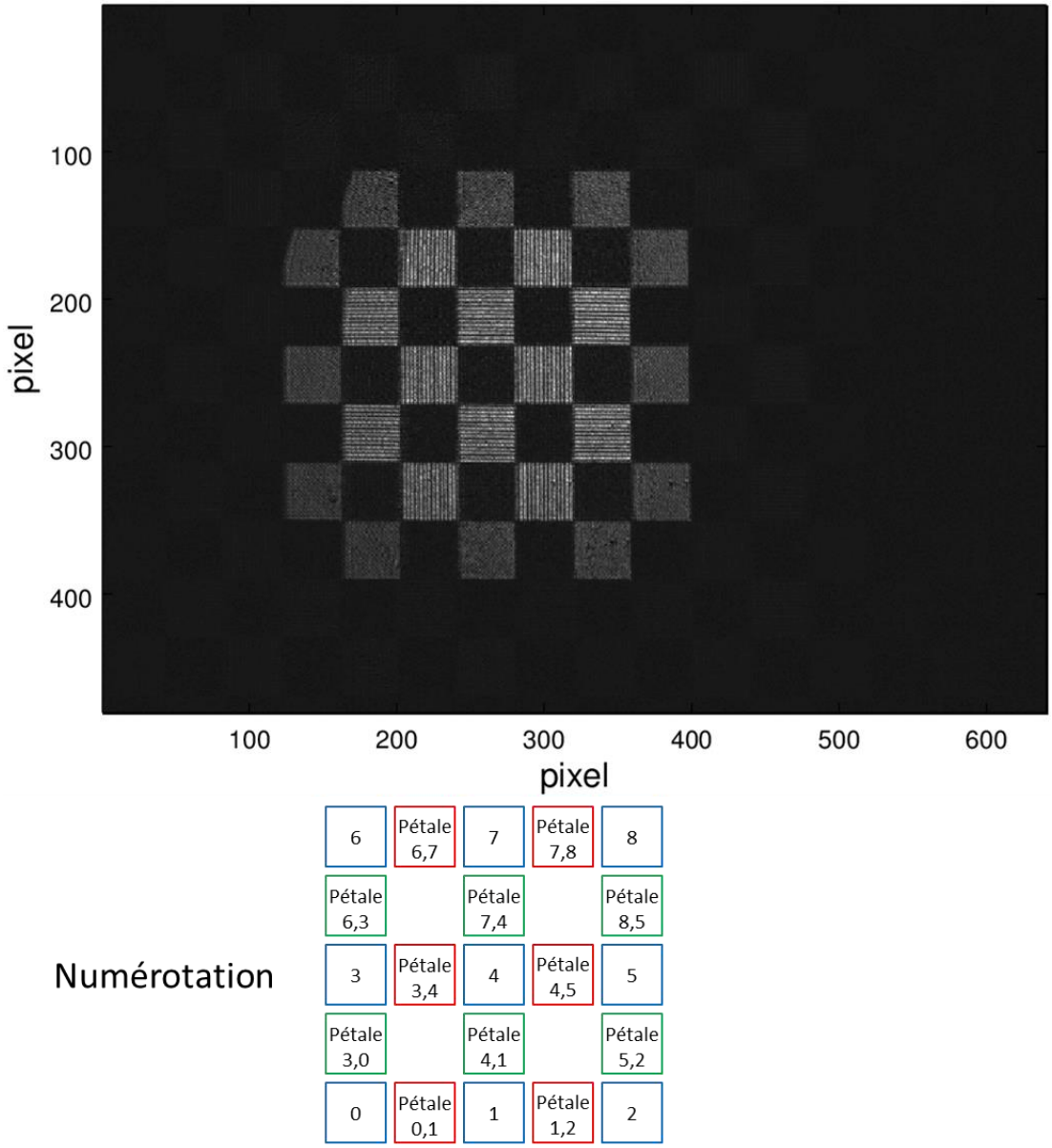


Figure 4-87 : Pistilogramme obtenu par génération de 9 sous-pupilles sur le SLM. La numérotation est indiquée en-dessous, les emplacements des sous-pupilles sont indiqués par des carrés bleus numérotés, les pétales à franges verticales par des carrés rouges et les pétales à franges horizontales par des carrés verts.

Cependant, nous avons pu constater qu'il existait une dérive des pistons relatifs des pétales lors de mesures consécutives sans changement des paramètres des sous-pupilles, même sur de courtes périodes de temps. Mais plus important, il se trouve que les variations sont communes lorsque les pétales sont du même type, c'est-à-dire tous les pétales ayant des franges verticales ou tous les pétales ayant des franges horizontales. Les évolutions des pistons relatifs des pétales sont affichées Figure 4-88 lors d'une mesure sur 100 secondes avec une acquisition par seconde, et le calcul des coefficients de corrélation entre les différents pétales est résumé dans le Tableau 4-9.

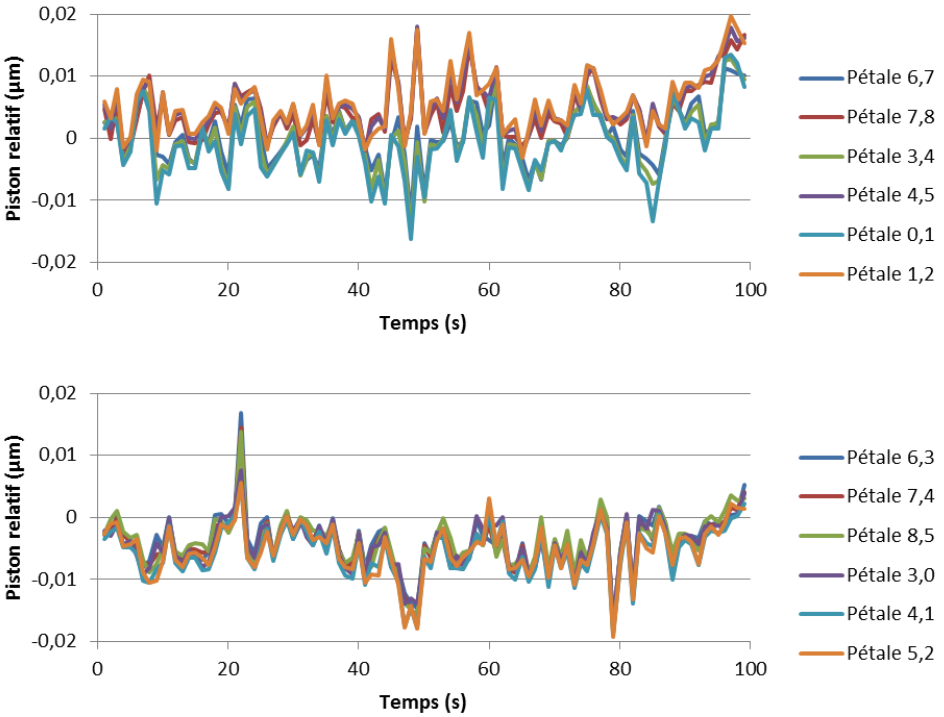


Figure 4-88 : Mesures des pistons relatifs des 12 pétales des pistilogrammes Figure 4-87 acquis pendant 100 secondes avec des commandes de pistons absolus nuls. Le graphique en haut regroupe les pétales à franges à verticales, tandis que celui du bas regroupe les pétales à franges horizontales.

Coeff. corrélation	Pétale	6,7	7,8	3,4	4,5	0,1	1,2	6,3	7,4	8,5	3,0	4,1	5,2
Pétale													
6,7		1	0,72	0,98	0,72	0,93	0,72	0,05	0,08	0,11	0,06	0,04	0,10
7,8			1	0,68	0,98	0,62	0,94	0,04	0,03	0,04	0,08	0,03	0,04
3,4				1	0,70	0,98	0,73	0,04	0,11	0,17	0,05	0,07	0,16
4,5					1	0,67	0,98	0,01	0,02	0,07	0,05	0,03	0,08
0,1						1	0,72	0,03	0,14	0,21	0,04	0,11	0,22
1,2							1	-0,02	0,02	0,09	0,02	0,03	0,11
6,3								1	0,98	0,93	0,95	0,92	0,87
7,4									1	0,98	0,93	0,94	0,93
8,5										1	0,89	0,94	0,95
3,0											1	0,97	0,91
4,1												1	0,98
5,2													1

Tableau 4-9 : Calcul des coefficients de corrélation des pétales entre eux. Les six premiers pétales sont les pétales à franges verticales, tandis que les six derniers sont les pétales à franges horizontales.

Les coefficients de corrélation montrent un effet concordant entre les pétales de même type de franges, alors qu'aucun lien n'a été trouvé entre les pétales de type différent. Cet effet ne peut s'expliquer par des mouvements aléatoires et indépendants des sous-pupilles, puisque dans ce cas, les pistons relatifs des pétales avec un même type de frange varieraient eux aussi aléatoirement.

La principale explication serait la translation d'un des composants du montage au cours du temps, compris entre le SLM et la caméra elle-même (vibration mécanique, dilatation thermique, etc.). Par exemple, prenons l'hypothèse que la caméra se translate au cours du temps. Supposons

que le piston relatif change d'une valeur équivalente à λ/100 (valeur observée sur la Figure 4-88). Sachant qu'un déplacement d'une frange (20,4 µm) sur la caméra traduit un déphasage de λ, alors un déphasage de λ/100 entraine un déplacement d'un centième de frange, représentant un déplacement de la caméra de 20,4/100 = 0,2 µm, ce qui est loin d'être impossible sur un montage de ce type.

Cet effet pourraient alors s'expliquer par des vibrations mécaniques sur le marbre, dues aux différentes expériences en cours sur le marbre avec leurs composants électroniques, ou encore la dilatation thermique de la caméra. Cela peut aussi être dû aussi à un tip et/ou tilt global de la surface d'onde lacunaire, qui peut également avoir pour effet d'introduire un piston relatif identique pour les pétales avec un même type de franges.

Ce phénomène sera ainsi à prendre en compte lors des prochaines mesures réalisées avec l'interféromètre puisque ces vibrations ont pour effet de biaiser les mesures de résolutions.

4.1.6 Conclusion sur les expériences faites avec le SLM.

Les expériences effectuées avec le SLM ont permis de mettre en place les premiers algorithmes de traitement des pistilogrammes et réaliser des vérifications du modèle théorique mis en place dans le Chapitre 2. Les premières expériences avec un seul pétale ont permis une première estimation des performances de la technique PISTIL pour la mesure de piston, tip et tilt relatif, résumé dans le Tableau 4-10.

Expérience	Objectif	Résultats mesurés
Résolution (4.1.4.1)	Déterminer la résolution en piston, tip et tilt relatif	Résolution en piston : λ/60 rms
Pistons relatifs (4.1.4.2)	Déterminer la justesse et la répétabilité du piston relatif sur la gamme [-0,3 λ ; +0,3 λ] avec un pas de 0,1 λ	Justesse en piston relatif : λ/150 Répétabilité en piston relatif : λ/40 rms
Tips et tilts relatifs (4.1.4.3)	Déterminer la justesse du tip et du tilt relatif dans les gammes [-1,6 mrad ; 1,6 mrad]	Justesse en tip relatif : entre -100 µrad et 20 µrad Justesse en tilt relatif : entre -20 µrad et 20 µrad
Variation pistons absolus identiques (4.1.4.4)	Vérifier qu'un changement de pistons absolus identiques sur chaque sous-pupille ne change pas le piston relatif	Modèle théorique validé
Variation tips absolus identiques (4.1.4.4)	Vérifier qu'un changement de tips ou tilts absolus identiques sur chaque sous-pupille ne change pas le piston relatif	Modèle théorique validé (dégradation des performances constatée)

Tableau 4-10 : Résultats des expériences avec un seul pétale.

La mesure avec deux sous-pupilles ayant un tip absolu identique a pu révéler que le réglage n'était pas totalement optimal, introduisant par conséquent des erreurs de mesure sur le piston relatif. Il faudra donc pouvoir être capable de régler au mieux ce problème pour éviter de dégrader les résultats de mesures.

À travers ces expériences, plusieurs sources de bruit ont pu être identifiées comme la turbulence de l'air qui vient perturber les mesures. Lors de la mesure d'une surface d'onde, il sera donc indispensable de limiter les turbulences de l'air, en isolant l'expérience, tout simplement avec un drap par exemple.

Des mesures avec une augmentation progressive du nombre de sous-pupilles ont été réalisées et ont pu confirmer que la technique PISTIL continue de fonctionner. Ces mesures ont même permis de révéler un effet de variation commune des systèmes de franges de même orientation, et ceci que ce soit sur de courtes ou de longues périodes de mesures. L'origine de phénomène pourrait être d'origine mécanique, avec les effets de vibrations qui viennent faire trembler la caméra, bougeant ainsi l'ensemble des pétales de manières identiques. Une autre explication serait la dilatation thermique, comme par exemple le déplacement de la caméra perpendiculairement à l'axe optique. Dans l'expérience présentée avec 9 sous-pupilles, si nous prenions un des pétales d'un type de frange comme référence pour les autres du même type afin de les corriger, un facteur 3 serait gagner sur la résolution, il passerait de 4,5 nm rms (λ/220 rms) à 1,5 nm rms (λ/660 rms). Nous étudierons plus en détail ce phénomène lors des mesures avec le miroir segmenté qui permet de mesurer plus de pétales, il sera alors possible de mieux quantifier le phénomène et de trouver son origine exacte.

Les performances actuelles de l'interféromètre serviront d'indication lors des essais avec un nouveau composant, un miroir segmenté. Nous pourrons alors tester un plus grand nombre de sous-pupilles, car il est constitué de 37 petits miroirs pilotables indépendamment les uns des autres en piston, tip et tilt absolus. Il permettra de passer à un échelon supérieur en nombre de sous-pupilles à mesurer, la technique d'intégration pourra alors être utilisée afin de déterminer les pistons, tips et tilts absolus de toutes les sous-pupilles.

4.2 Expérience sur un miroir segmenté

Cette section est dédiée aux expériences réalisées avec un miroir segmenté. Ce composant d'étude a été choisi pour son nombre plus élevé de sous-pupilles disponibles, jusqu'à 37. Chaque petit miroir étant pilotable en piston, tip et tilt absolus indépendamment les uns des autres, il représente l'outil idéal de génération de surface d'onde segmentée pour l'étude de la technique PISTIL. Après une présentation et une description de la caractérisation du miroir segmenté par un analyseur commercial, nous nous servirons de celui-ci comme un étalon afin de tester notre interféromètre. Nous dimensionnerons alors une nouvelle version de l'interféromètre PISTIL adaptée à l'analyse du miroir segmenté. Les expériences réalisées nous permettront de mettre en place l'algorithme d'intégration.

4.2.1 Objet de l'expérience : le miroir segmenté

Le besoin d'une surface d'onde morcelée plus complexe que celle pouvant être générée par le SLM est nécessaire pour exploiter toutes les capacités de l'interféromètre PISTIL. La principale application pour laquelle est dédié l'interféromètre PISTIL est la mesure de chaînes lasers composée d'une multitude de fibres lasers juxtaposées, présentées dans le Chapitre 1. L'objectif est de trouver

un générateur de surface d'onde pouvant mimer la surface d'onde d'étude, ayant une dynamique au moins équivalente et une précision supérieure en terme de pistons, tips et tilts absolus pour pouvoir tester la résolution maximale de l'interféromètre PISTIL.

Notre choix s'est alors porté sur un miroir segmenté composé d'une juxtaposition de petits miroirs. Dans cette section, nous allons présenter le composant choisi puis nous en ferons une caractérisation pour déterminer quelles sont ses performances et limites dans le cadre du test de l'interféromètre PISTIL.

4.2.1.1 Présentation du miroir segmenté

Le miroir segmenté choisi est le IAO-PTT111-5SDMS (Figure 4-89.a), commercialisé par la société IRIS AO. Il est composé de 37 petits miroirs hexagonaux (Figure 4-89.b) de 700µm de diamètre (coins opposés) pilotables par trois actuateurs en piston et tip/tilt (Figure 4-89.c). Chaque petit miroir hexagonal représente donc un des « éléments » de la surface d'onde segmentée analysé par l'interféromètre PISTIL.

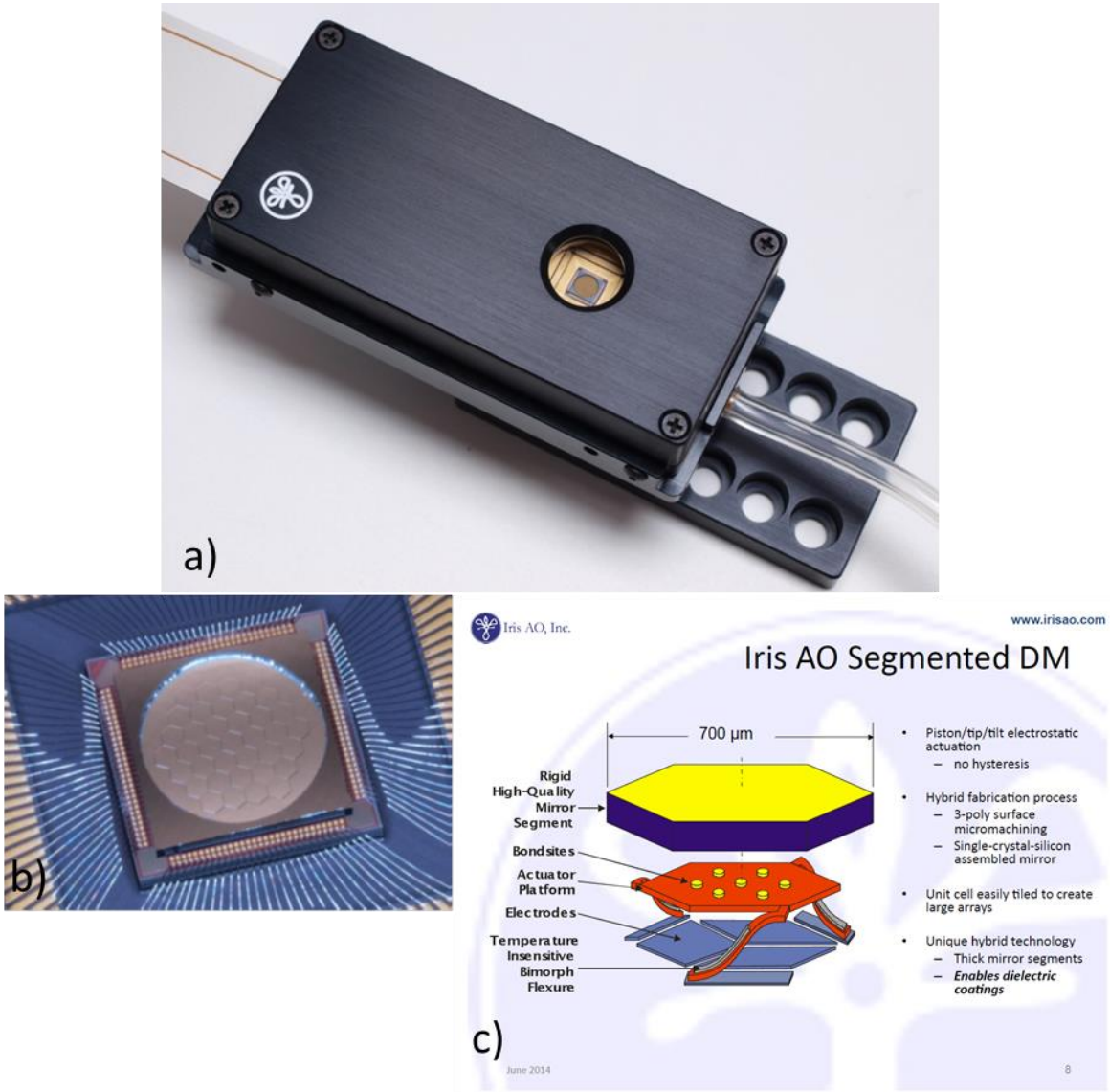


Figure 4-89 : Miroir segmenté PTT111 de la société IRIS AO. a) miroir segmenté dans sa monture, b) zoom sur le miroir segmenté avec les contacts électriques ou *bounding*, c) caractéristiques techniques d'un des éléments (source des images : IRIS AO).

Une fenêtre inclinée est posée entre le miroir et l'air extérieur afin d'éviter que les éléments soient dégradés par l'humidité. Cette fenêtre est traitée antireflet pour éviter les réflexions parasites lors de l'illumination des éléments.

Les caractéristiques fournies par le constructeur sur la dynamique en piston absolu de chaque élément est de -2,5 µm à +2,5 µm avec un pas incrémental de 1 nm. Concernant le tip et le tilt absolu, la gamme accessible est comprise entre -4 mrad et +4 mrad. Ces gammes seront cependant doublées puisque son utilisation se fera en réflexion La dynamique est équivalente à celle des chaînes laser, de quelques longueurs d'ondes (en admettant une longueur d'onde de travail autour de 1 µm) en piston absolus et de 2 à 3 mrad en tilts.

Afin de vérifier ses performances, une caractérisation a été effectuée avec le même analyseur de surface d'onde SID4, déjà utilisé avec le SLM (4.1.2) et est présentée en détail dans l'annexe B. Nous avons pu montrer que les éléments n'atteignaient qu'une gamme restreinte de paramètres en

piston, tip et tilt absolu. La gamme de fonctionnement commune maximale à tous les éléments est la suivante :

- Piston absolu : -0,5 µm à 0,5 µm
- Tip absolu : -1,5 mrad à 1,5 mrad
- Tilt absolu : -1,5 mrad à 1,5 mrad

Cette gamme répond à nos exigences en termes de tip et tilt absolus. Pour les pistons absolus, nous avons choisi de restreindre la gamme de piston absolu pour ne pas avoir à utiliser la méthode bi-couleur dans le cas des pistons absolus supérieurs à la longueur d'onde de travail.

D'autre part, nous avons pu voir que la réponse des éléments à la commande est bien linéaire avec un coefficient de régression $R^2 = 0,999$. Par contre, la pente mesurée vaut 0,983 au lieu de 1. L'interféromètre PISTIL permettra de vérifier si un coefficient similaire est mesuré.

Enfin, chaque élément à pistons, tips et tilts absolus nuls (a priori miroir plan), a été comparé avec une onde plane de référence. Chaque élément présente une aberration fixe semblable à un defocus relativement semblable d'environ 30 nm de profondeur (voir Annexe B pour plus de détails), il aurait pu être intéressant d'étudier les effets sur la mesure d'un pétale si les aberrations de type defocus n'étaient pas semblables. Néanmoins, étant donné que les éléments ne se déforment pas au cours des mesures (seul le piston, tip et tilt peuvent varier), cela ne devrait pas gêner les mesures avec l'interféromètre PISTIL. De plus, le miroir segmenté respecte la spécification du constructeur d'une planéité inférieure à 20 nm rms (Root Mean Square) sur une pupille de la taille du miroir lorsque les éléments sont commandés à pistons, tip et tilts nuls.

Dans la prochaine section, nous allons revenir sur le pas incrémental des actuateurs de 1 nm et aborder les conséquences sur la commande des éléments en pistons, tips et tilts absolus.

4.2.1.2 Incrément minimal des actuateurs

La gamme accessible des éléments n'est pas continue, mais discontinue due à un incrément minimal des électrodes des actuateurs. Cet effet va ainsi limiter la résolution atteinte par le miroir segmenté puisque les éléments ne pourront atteindre qu'une plage discrète de valeurs.

Lors de la description du miroir segmenté (4.2.1.1), nous avons vu que le pilotage de l'élément était réalisé par un système à trois électrodes, un par actuateur (Figure 4-90).

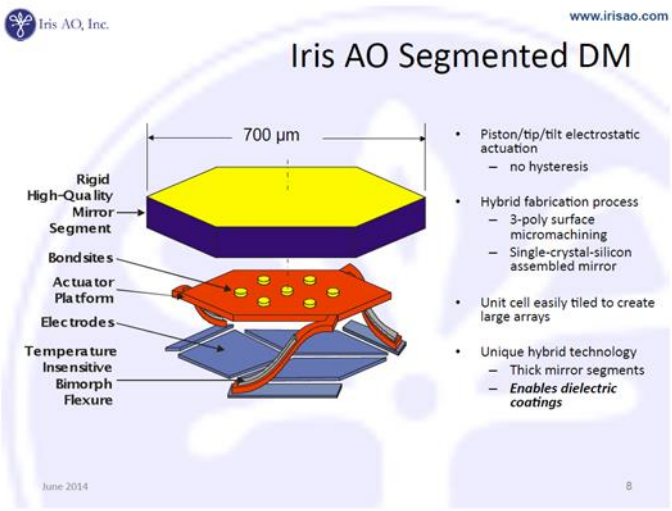


Figure 4-90: Contrôle d'un élément du miroir segmenté avec trois actuateurs.

Le constructeur a pu nous fournir comme information que l'incrément minimal d'un élément en piston absolu était d'environ 1 nm, par extension l'incrément minimal d'un actuateur est donc de 1 nm. Etant donnée la position des actuateurs (Figure 4-90), il est facile de comprendre qu'il y aura également un incrément minimal en tip absolu et en tilt absolu.

Dans la Figure 4-91, l'impact de l'incrément minimal d'une électrode sur le piston, tip et tilt absolu est expliqué avec un élément en une dimension.

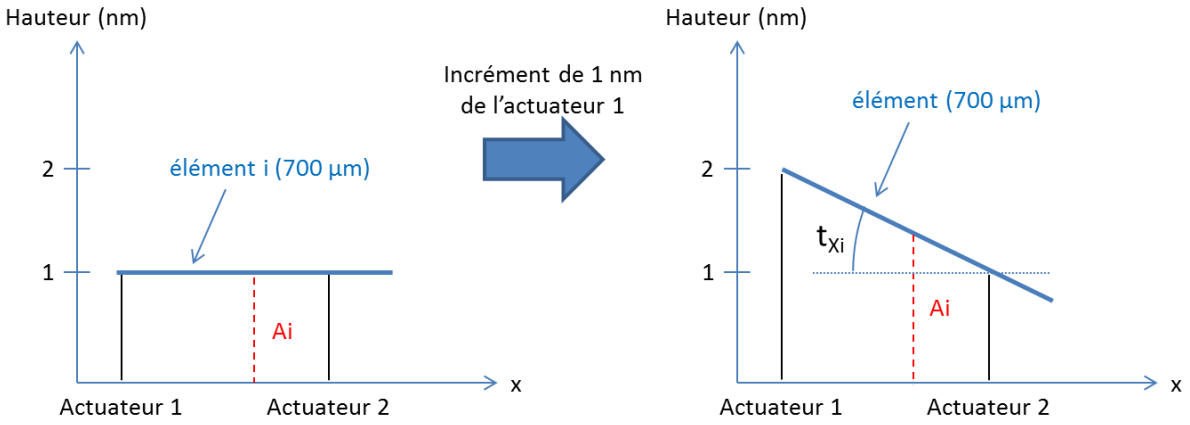


Figure 4-91: Si l'élément i de 700 µm de longueur est contrôlé par deux actuateurs, un incrément de 1 nm sur l'actuateur 1 a pour effet de modifier le piston absolu A_i et le tip absolu t_{Xi}.

L'exemple Figure 4-91 montre que l'incrément minimal d'un actuateur restreint nécessairement les valeurs de pistons, tips et tilts absolus accessibles par un élément, les actuateurs vont donc se positionner au mieux pour atteindre la commande envoyée à l'élément.

Dans la Figure 4-92, nous avons déterminé l'incrément minimal d'un tip/tilt absolu sans modification du piston absolu (hauteur au centre de l'élément).

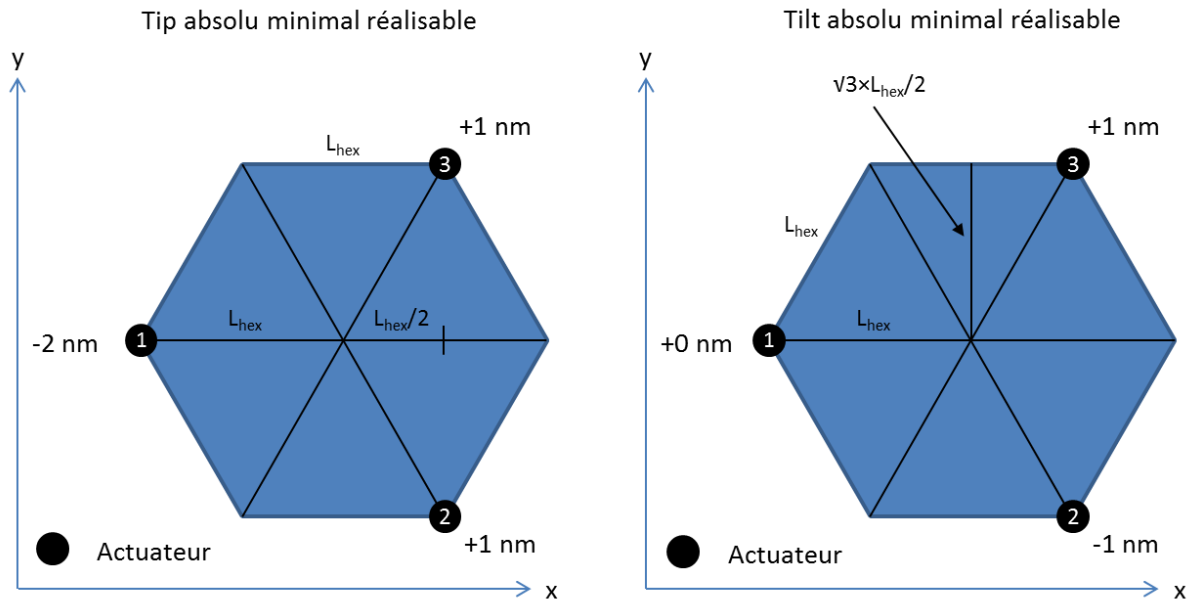


Figure 4-92: Dans le cas d'un élément hexagonal piloté par trois actuateurs. A gauche, l'incrément minimal en tip absolu sans modification du piston absolu (hauteur au centre de l'élément) est déterminé en mettant -2 nm à l'actuateur 1 et +1 nm aux actuateurs 2 et 3. A droite, l'incrément minimal en tilt absolu sans modification du piston absolu est déterminé en mettant -1 nm à l'actuateur 2 et +1 nm à l'actuateur 3.

Si nous prenons les deux extrémités de l'élément (actuateur 1 et le coin opposé), cela représente une hauteur de 4 nm d'une extrémité à l'autre sur une distance de 700 µm, ce qui nous donne un tip absolu de 5,7 µrad. Pour le tilt absolu, l'incrément minimal est de 2 nm (entre l'actuateur 2 et 3) sur une distance de 606 µm, soit un tilt absolu de 3,3 µrad. Il est à noter qu'il est possible de réaliser des incréments plus faibles en tip ou en tilt absolu. Or, dans ce cas, la condition du piston absolu nul n'est plus respectée, il y aurait donc un couplage entre le piston, tip et tilt.

Enfin, lors de l'envoi d'une commande à l'élément (piston, tip et tilt absolu), nous ne connaissons pas quelle est la priorité, c'est-à-dire de réaliser au mieux le piston absolu au détriment du tip et tilt absolu ou bien l'inverse. Nos expériences permettront d'étudier l'incrément minimal des actuateurs.

4.2.1.3 Conclusion

Lors de la caractérisation du miroir segmenté, la gamme d'utilisation pour les futures expériences avec l'interféromètre PISTIL a été déterminée. Les mesures de pistons absolus pourront être réalisées entre -0,5λ et 0,5λ, gamme de pistons absolus choisie pour ne pas aborder la technique bi-couleur. Concernant les tips et tilts absolus, la gamme de mesure sera comprise entre -1,5 mrad et 1,5 mrad représentant les ordres de grandeur typiques des applications visées par l'interféromètre. La comparaison avec une onde plane a révélé que les éléments du miroir segmenté présentaient une aberration fixe semblable à un defocus avec une hauteur maximale de 30 nm. Cette forme étant semblable pour les différents éléments, elle ne devrait pas gêner les mesures par l'interféromètre PISTIL. Enfin, nous avons abordé l'incrément minimal des actuateurs qui imposent un pas minimal des pistons absolus, mais aussi des tips et tilts absolus.

Nous allons ainsi pouvoir mettre en place le montage pour réaliser les expériences avec l'interféromètre PISTIL. La prochaine section sera l'occasion de discuter du dimensionnement des différents composants de l'interféromètre PISTIL.

4.2.2 Dimensionnement du banc PISTIL

L'interféromètre PISTIL, tel qu'il est décrit dans le Chapitre 2, est constitué de trois composants clés : un masque de trous, un réseau de diffraction et une caméra. Dans les sections qui suivent, nous décrirons les différents composants à disposition tout en adaptant si besoin les dimensions de la surface d'onde segmentée à analyser grâce à des afocaux. Pour rappel, il faut veiller à respecter l'inégalité Figure 4-93.

$$\underbrace{M \times N \times pas_{pixel} \leq \overbrace{N \times \frac{p_g}{2}}^{\text{Au moins N franges par pétale}}}_{\text{Au moins M pixels par frange}} \leq \underbrace{2R_{trou} \leq \frac{\overline{C_i C_j}}{2}}_{\text{Diamètre des trous inférieur à la moitié de la distance entre 2 sous-pupilles adjacentes}}$$

Figure 4-93 : Inégalité à respecter pour le dimensionnement des composants pour l'interféromètre PISTIL. pas_{pixel} est le pas pixel de la caméra, p_g le pas du réseau de Bravais, R_{trou} le rayon des trous du masque de trous et $\overline{C_i C_j}$ la distance entre le centre deux sous-pupilles adjacentes. N représente le nombre minimal de franges par pétale et M représente le nombre minimal de pixels par franges pour un échantillonnage correct.

Le nombre minimal de pixels par franges M doit être supérieur à deux pour respecter le critère de Shannon, de plus nous avons déterminé dans l'expérience avec le SLM qu'avec M = 2,24, les mesures étaient encore valides. Le choix des composants devra ainsi tenir compte de l'inégalité.

4.2.2.1 Dimensionnement des composants clés

Le masque de trous

La surface d'onde provenant du miroir segmenté n'étant pas lacunaire, il a fallu créer un masque de trous spécifique. Celui-ci doit donc être composé de 37 trous ayant une géométrie hexagonale, identique aux éléments du miroir segmenté. Le choix du diamètre des trous s'est fait par rapport au critère du diamètre optimale $2R_{trou}$ déterminé dans la section 2.5.4, à savoir que le diamètre des trous optimal est inférieur ou égal à la moitié de la distance entre le centre de deux éléments adjacents. Sachant que la distance entre deux éléments du miroir segmenté est égale à 0,35×√3 µm soit environ 606 µm, notre choix s'est porté sur un diamètre des trous de 300 µm.

Confiée à la société Mecachimique, la pièce est réalisée par photoélectrodéposition de Nickel de type S avec une épaisseur d'environ 30 µm, ce qui en fait un composant particulièrement fragile à manipuler. Le diamètre total du masque de trous adapté au miroir segmenté est de 4 mm alors que la pièce réalisée possède un diamètre de 50,8 mm imposée par la société qui le fabrique. Nous avons alors eu l'idée de profiter de la surface supplémentaire dans la pièce pour réaliser d'autres masques de trous ayant une géométrie identique mais avec un grandissement différent pour anticiper d'éventuelles expériences supplémentaires. La pièce finale se trouve donc être composée d'une mire de 7 masques de trous à géométrie identique mais de grandissements G différents : 1 ; 1,5 ; 2 ; 2,5 ; 3 ; 3,5 et 4 (Figure 4-94).

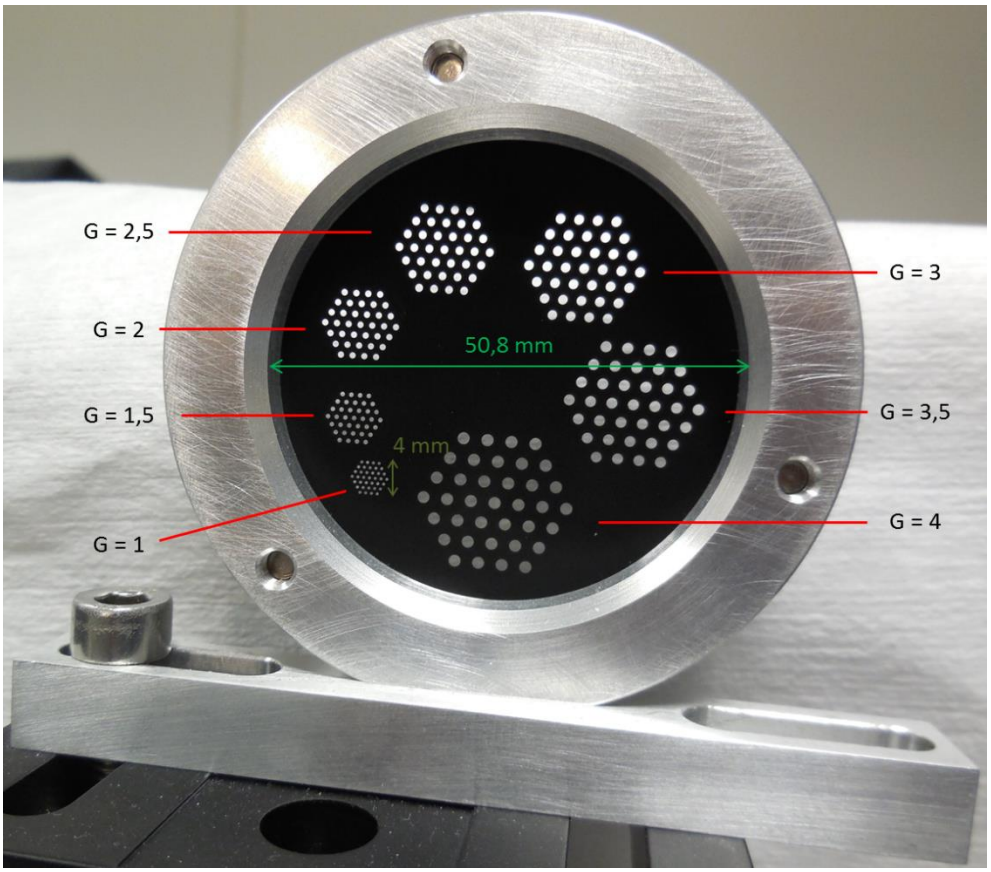


Figure 4-94 : Mire de masques de trous (en noir) adaptés à différents grandissement G dans son montage mécanique. Le diamètre des trous est égal à G×300 µm, et la distance entre deux trous adjacents est G×606 µm.

Dans le cadre de notre expérience, nous utiliserons le grandissement G = 1, soit un rayon R_{trou} = 150 µm.

Le réseau de diffraction

La géométrie des éléments du miroir segmenté étant hexagonale, il faut que le réseau de diffraction puisse générer six répliques suivant les extrémités d'un hexagone. Afin d'avoir une information supplémentaire sur l'intensité du faisceau, nous avons choisi de garder un ordre zéro. La transformée de Fourier inverse du champ lointain du réseau de diffraction désiré (6 ordres de

diffraction disposés hexagonalement et un ordre zéro au centre) est un moyen simple d'obtenir la transmittance du réseau de diffraction souhaité.

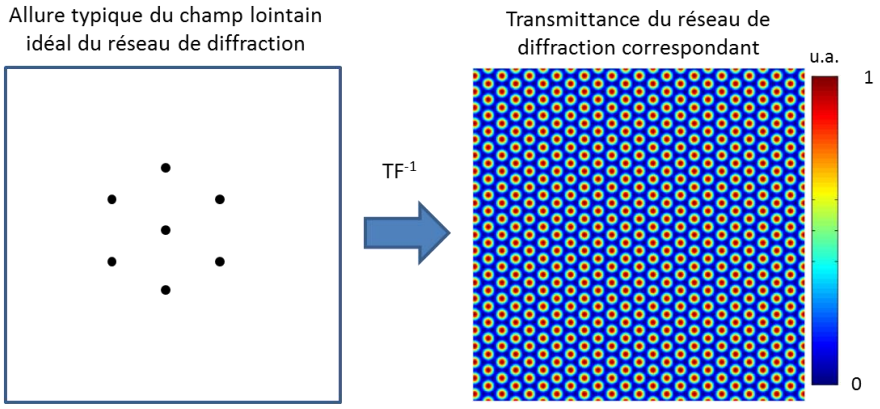


Figure 4-95 : À gauche, champ lointain souhaité du réseau de diffraction, et à droite réseau de diffraction correspondant obtenu par transformée de Fourier inverse du champ lointain.

Analytiquement, la transmittance idéale du réseau de diffraction (4-69), est la somme des trois réseaux individuels (ayant le même pas pas_{res}) qui le composent (2.4.1) :

$$\begin{aligned} transmittance_{idéale}(x,y) = 0{,}5 \\ &+cos(pas_{res} \times [xcos(\theta_a) + ysin(\theta_a)]) \\ &+cos(pas_{res} \times [xcos(\theta_b) + ysin(\theta_b)]) \\ &+cos(pas_{res} \times [xcos(\theta_c) + ysin(\theta_c)]) \end{aligned} \tag{4-69}$$

Pas_{res} est le pas du réseau de diffraction sachant que p_g est le pas du réseau de Bravais correspondant.

Le premier terme de la transmittance représente l'ordre zéro, tandis que les trois autres termes en cosinus représentent les trois réseaux individuels suivant les trois directions $\theta_a = 0°$, $\theta_b = 60°$ et $\theta_c = 120°$. Dans la pratique, avec les techniques actuelles, il est impossible de réaliser des réseaux parfaitement sinusoïdaux. Pour s'en approcher, l'idée est de binariser le réseau de diffraction idéal de telle manière à ce que le réseau de phase soit égale à zéro lorsque la transmittance idéale est inférieure à une valeur seuil, et égale à 1 lorsque la transmittance idéal est supérieure à une valeur seuil (comprise entre 0 et 1).

$$réseau_{phase}(x,y) = \begin{Bmatrix} 0 \; si \; transmittance_{idéale}(x,y) < seuil \\ 1 \; si \; transmittance_{idéale}(x,y) \geq seuil \end{Bmatrix} \tag{4-70}$$

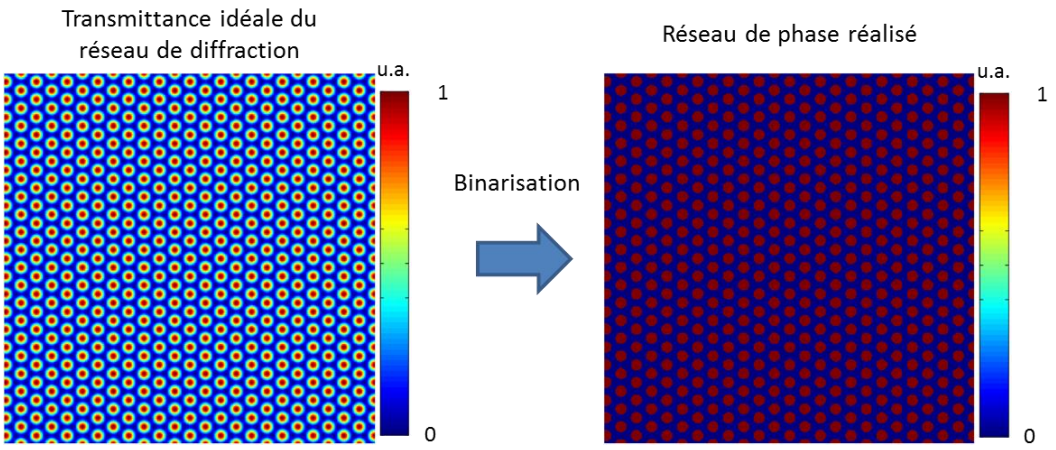


Figure 4-96 : À gauche, transmittance idéale du réseau de diffraction. À droite, réseau de phase obtenu après binarisation à partir d'une valeur seuil.

Le réseau de phase n'étant plus idéal, il apparait alors des ordres secondaires parasites. La valeur seuil choisie pour la binarisation est celle qui permet de minimiser l'amplitude de ces ordres secondaires.

Le pas du réseau choisi est de 112 µm, ce qui donne un pas du réseau de Bravais égal à 97 µm, permettant alors d'avoir un peu plus de 6 franges par pétale. Afin de minimiser l'impact des ordres secondaires parasites, les simulations réalisées suivant plusieurs valeurs seuils ont permis de définir un diamètre des plots circulaires du réseau binarisé de 70 µm. Enfin, la hauteur des plots a été choisie pour provoquer un déphasage 0/π pour une longueur d'onde d'optimisation de 1,03 µm, longueur d'onde cible pour les applications visées.

La fabrication du réseau a été confiée à la société Holotetrix (Telecom Bretagne). La pièce réalisée est ainsi un substrat de verre (silice fondu en Suprasil) rond de 50,8 mm de diamètre. La zone diffractante, de 18×18 mm^2, est composée de plots de photorésine disposés hexagonalement avec la période, le diamètre et la hauteur souhaitée (Figure 4-97).

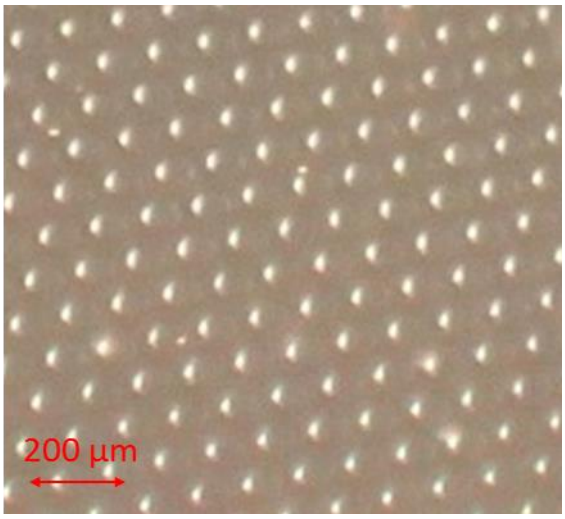


Figure 4-97 : Photos du réseau de diffraction avec un zoom sur une petite zones comportant quelque plots de photorésine.

Une caractérisation rapide de ce composant a été effectuée pour vérifier que les ordres de diffraction se comportent de la manière souhaitée. Nous avons examiné le plan de Fourier du réseau de diffraction (Figure 4-98) traversé par un faisceau collimaté à une longueur d'onde de 1064 nm au foyer d'une lentille de 200 mm, grâce à une caméra Xenics (InGaAs) avec des pixels de 30×30 µm^2.

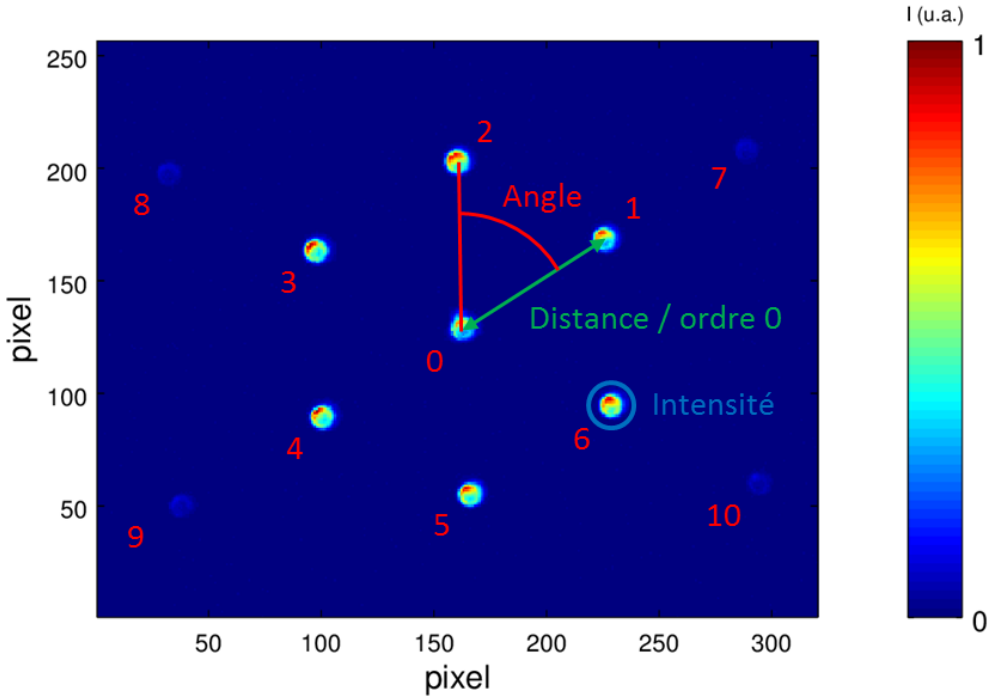


Figure 4-98 : Plan de Fourier du réseau de diffraction utilisé pour l'expérience avec le miroir segmenté.

Nous avons mesuré les principaux paramètres géométriques (distances et angles des 6 ordres utiles) et les intensités des ordres visibles sur l'image. Pour l'expérience, 20 images dans la même configuration ont été acquises pour diminuer le bruit, où nous avons calculé les paramètres pour chacune d'entre elle. Les moyennes des paramètres sur les 20 images sont résumées dans le Tableau 4-11.

Les distances des six ordres principaux du réseau de diffraction ont été mesurées par rapport à l'ordre zéro (ordre n°0). L'angle est mesuré entre l'ordre N et l'ordre N+1 par rapport à l'ordre zéro afin de vérifier que la maille est hexagonale avec un angle de 60°. Enfin, l'intensité relative de chaque ordre de diffraction par rapport à l'ordre zéro (ordre n°0) a été calculée pour vérifier si l'intensité était équivalente dans les sept premiers ordres de diffractions. L'intensité d'un ordre de diffraction est calculée en prenant l'intensité dans un disque centré sur le barycentre de l'ordre mesuré. Les intensités relatives des ordres parasites non désirés (ordre n°7 à n°10) ont également été mesurées.

Ordre	Pas du réseau de Bravais (µm)	Angle (°)	Intensité relative
0			1,000
1	96,1	60,2	1,13
2	96,8	60,7	1,17
3	96,5	59,9	1,26
4	95,5	59,6	1,07
5	95,0	59,6	1,23
6	95,6	60,0	1,15
7			0,11
8			0,10
9			0,10
10			0,10

Tableau 4-11 : Résumé des moyennes, pour chaque ordre, du pas du réseau de Bravais équivalent, de l'angle et de l'intensité relative.

Les résultats montrent bien que le pas du réseau de Bravais vaut en moyenne 95,9 µm, soit seulement 1,1 % d'erreur par rapport à la valeur théorique égale à 97,0 µm. Les angles mesurés sont également conformes au maillage hexagonal (60°). Enfin, l'intensité est répartie équitablement dans les sept premiers ordres, le premier pic parasite ayant une intensité relative de 11 % par rapport à l'ordre zéro. Nous verrons l'impact des ordres parasites lors de la génération du pistilogramme, et le moyen de s'en affranchir (4.2.2.2).

La caméra

Le dernier élément clé de l'interféromètre PISTIL est la caméra. Le choix est basé sur plusieurs critères.

La taille de la matrice de pixels doit permettre de récupérer la totalité du pistilogramme, elle est donc conditionnée par la taille de la surface d'onde morcelée à analyser, soit 4×4 mm^2, dimension du miroir segmenté pour acquérir la totalité du pistilogramme.

Le pas pixel doit permettre un échantillonnage suffisant des franges des pétales. Nous venons préalablement de choisir un réseau de diffraction avec un pas du réseau de Bravais égal à 97 µm, soit des franges de périodes égales à la moitié du pas du réseau de Bravais, 48,5 µm. Il faut donc que la taille des pixels soit inférieure à 24 µm.

Enfin, cette caméra doit permettre d'acquérir des images à hautes cadence. En effet, pour la caractérisation des chaînes lasers utilisant des fibres lasers amplifiées, il faut une caméra capable de mesurer les bruits hautes fréquence, typiquement jusqu'à 1 kHz. La caméra choisie doit donc permettre d'atteindre une cadence de mesure de l'ordre de 2 kHz.

Compte tenu de ces trois conditions, notre choix s'est porté sur la caméra rapide SP-5000-CXP4 de la société JAI (Figure 4-99). Sa matrice de pixel est de 2560×2048 pixels^2 avec des pixels d'une taille de 5×5 µm^2, soit une taille totale de 12,8×10,2 mm^2. Les niveaux de gris sont codés sur 10 bits, et sa cadence est de 253,8 Hz en plein champ, mais elle peut augmenter pour une région d'intérêt sur la matrice de pixel plus petite, jusqu'à 6,7 kHz pour une région d'intérêt de 181×181 pixels^2.

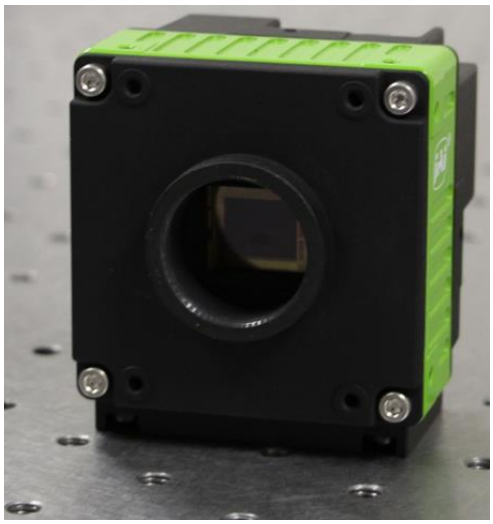


Figure 4-99 : Caméra rapide SP-5000-CXP4 de la société JAI.

Les trois composants clés de l'interféromètre PISTIL ont été choisis en fonction de la surface d'onde morcelée à analyser (le miroir segmenté). Le respect de l'inégalité obtenue lors du dimensionnement de l'interféromètre (2.5.4) assure que nous pourrons correctement effectuer la mesure sur la totalité du pistilogramme. Il y aura 9,7 pixels par franges et un peu plus de 6 franges par pétale. En gardant un grandissement de 1 pour l'imagerie du miroir segmenté sur l'interféromètre PISTIL, le pistilogramme devrait ressembler à la Figure 4-100.

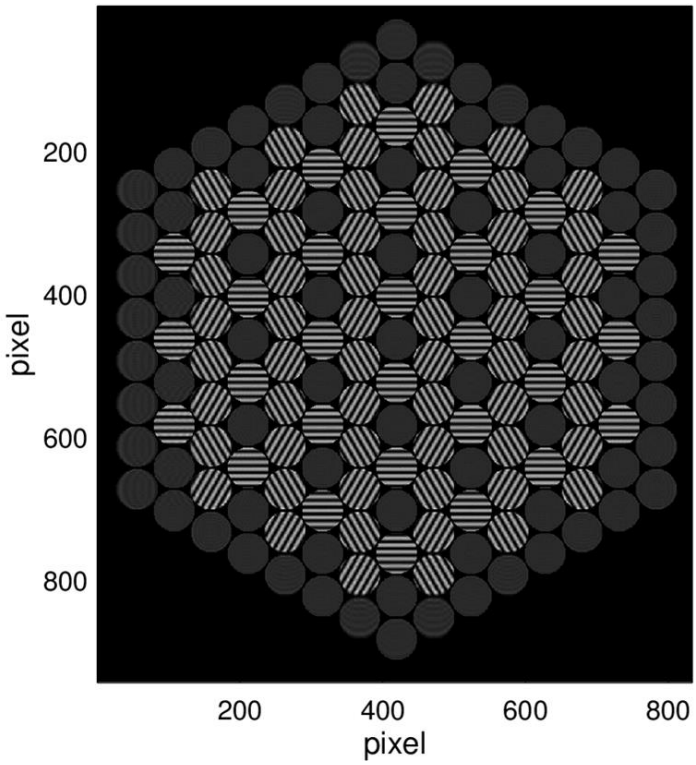


Figure 4-100 : Pistilogramme théorique obtenu en fonction du masque de trous, du réseau de diffraction et de la caméra choisie.

Dans la prochaine section, nous allons présenter la mise en place du montage pour l'analyse du miroir segmenté ainsi que l'interféromètre PISTIL avec les composants préalablement choisis.

4.2.2.2 Description de l'expérience mise en place

Le montage mis en place pour la mesure du miroir segmenté par l'interféromètre PISTIL est le suivant :

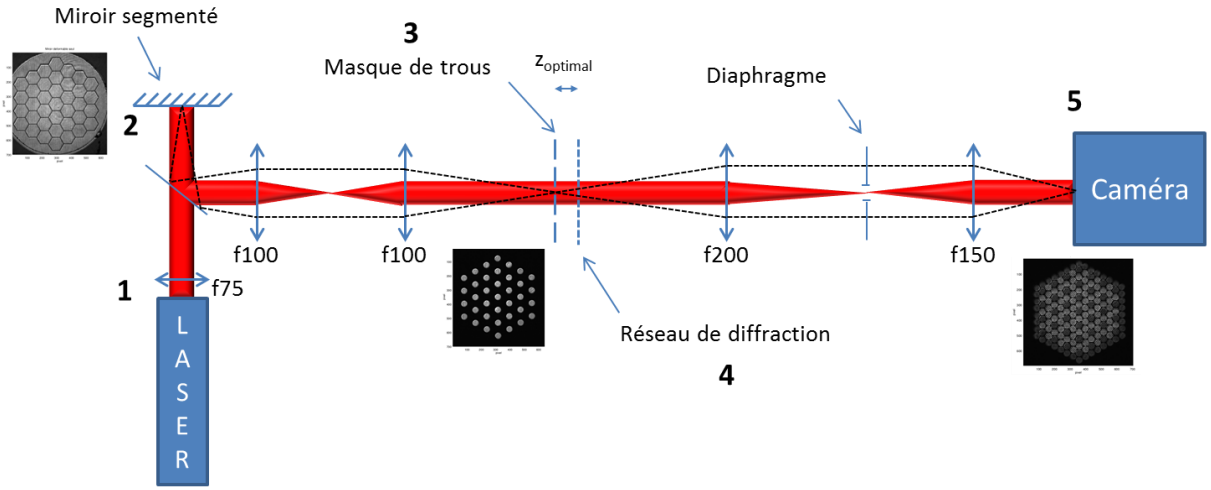


Figure 4-101 : Montage réalisé pour tester la technique PISTIL. Les pointillés noirs représentent l'imagerie du miroir segmenté jusqu'à la caméra, tandis que le faisceau rouge représente le faisceau laser. La figure en 2 représente le miroir (sans masque ni réseau), la figure en 3 représente l'imagerie du miroir à travers le masque de trous (sans réseau), la figure en 5 est le pistilogramme final obtenu avec l'interféromètre (les figures sont affichées Figure 4-106).

Nous allons décrire étape par étape l'élaboration de ce montage, où la configuration de l'interféromètre est légèrement modifié par rapport à celui décrit jusqu'ici (2.1), en suivant la numérotation indiquée sur la Figure 4-101.

1 La source utilisée au cours de l'expérience est une diode laser QFLD-980-50S-PM de Qphotonics avec maintien de polarisation. Une mesure de sa longueur d'onde avec un analyseur de spectre optique Anritsu a fourni une valeur de 974 nm dans les conditions d'utilisation lors des expériences. Cette diode laser est collimatée par un doublet achromatique de focale 75 mm avec un traitement antireflet entre 1050 nm et 1700 nm.

2 Le faisceau collimaté va ensuite se réfléchir sur le miroir segmenté (4.2.1.1).

3 Avec un cube séparateur, le miroir segmenté est imagé sur le masque de trous (décrit dans le paragraphe 4.2.2.1) grâce à un premier afocal formé par deux doublets achromatiques de focales 100 mm avec un traitement antireflet entre 1050 nm et 1700 nm. Nous utiliserons donc le masque de trous avec un grandissement G = 1.

4 C'est à partir de cette étape que le schéma diffère de la configuration décrite jusqu'ici de l'interféromètre PISTIL. En effet, en utilisant la configuration habituelle de l'interféromètre PISTIL, c'est-à-dire, un masque de trous, puis un réseau de diffraction placé à la distance optimale de la caméra, le pistilogramme obtenu présentait de nombreuses interférences supplémentaires non désirées, dégradant les systèmes de franges des pétales.

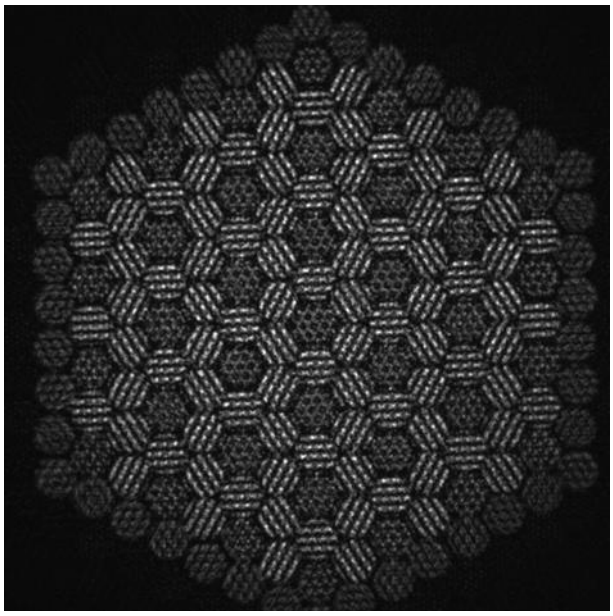


Figure 4-102 : Pistilogramme obtenu avec la configuration décrite dans la section 2.1 de l'interféromètre PISTIL, avec un masque de trous puis un réseau de diffraction placé à la distance optimale de la caméra.

Pour supprimer les interférences non désirées et ainsi « nettoyer » le pistilogramme, nous avons eu l'idée d'ajouter un système d'imagerie supplémentaire dans l'interféromètre PISTIL. Au moyen d'un afocal, le masque de trous est imagé sur la caméra, ce qui nous oblige à placer le réseau de diffraction juste après le masque de trous. La distance entre le masque de trous et le réseau devient alors égale à la distance optimale de la configuration habituelle (Figure 4-104).

La configuration classique donnerait l'interféromètre suivant :

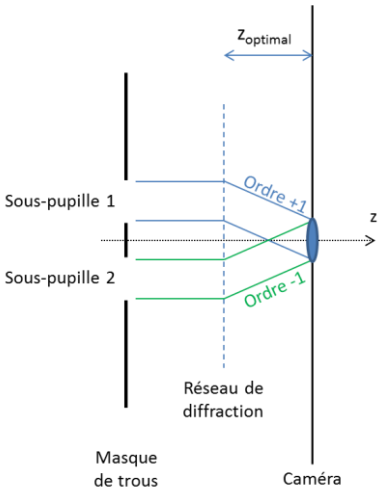


Figure 4-103 : Schéma optique expliquant la configuration classique de l'interféromètre PISTIL où le réseau est placé à la distance optimal $z_{optimal}$ de la caméra. Le pétale est le résultat de l'interférence entre l'ordre +1 de la sous-pupille 1 et l'ordre -1 de la sous-pupille 2.

Avec la nouvelle configuration comportant un afocal, l'interféromètre PISTIL devient :

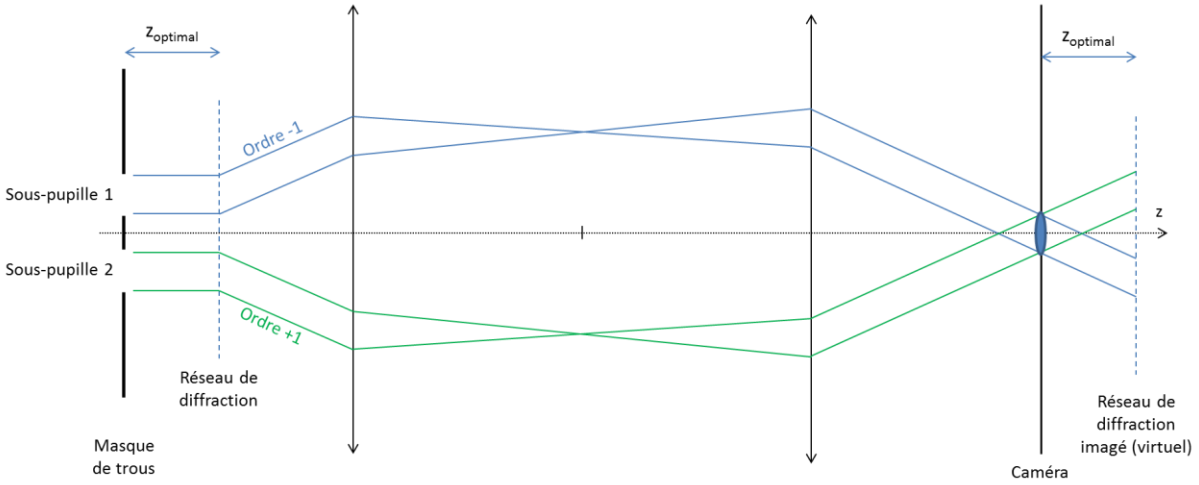


Figure 4-104 : Schéma optique expliquant la nouvelle configuration de l'interféromètre PISTIL. Le masque de trous est imagé sur la caméra, et le réseau est placé à la distance optimal $z_{optimal}$ juste après le masque de trous sur l'axe optique z. Le pétale est le résultat de l'interférence entre l'ordre -1 de la sous-pupille 1 et l'ordre +1 de la sous-pupille 2.

Contrairement à la configuration classique, ce sont les répliques opposées des deux sous-pupilles qui interfèrent pour former le pétale. Le pistilogramme final reste cependant inchangé. Cette nouvelle configuration de l'interféromètre offre la possibilité d'accéder à l'espace de Fourier du pistilogramme qui se situe dans le plan de Fourier de l'afocal. Lors de la caractérisation du réseau de diffraction, nous avons constaté que les ordres supplémentaires parasites (Figure 4-98) étaient plus éloignés que les ordres utiles par rapport à l'ordre zéro. Il suffit alors de les couper avec un diaphragme qui ne laisse passer que les sept ordres utiles.

5 La caméra est enfin placée au foyer image de l'afocal formée par deux doublets achromatiques traités antireflet entre 1050 nm et 1700 nm, le premier de 200 mm de focale et le second de 150 mm de focale. Le masque de trous est donc imagé sur la caméra.

Le pistilogramme obtenu avec une configuration classique de l'interféromètre (Figure 4-105.a) est comparé au pistilogramme « nettoyé » obtenu avec la nouvelle configuration (Figure 4-105.b).

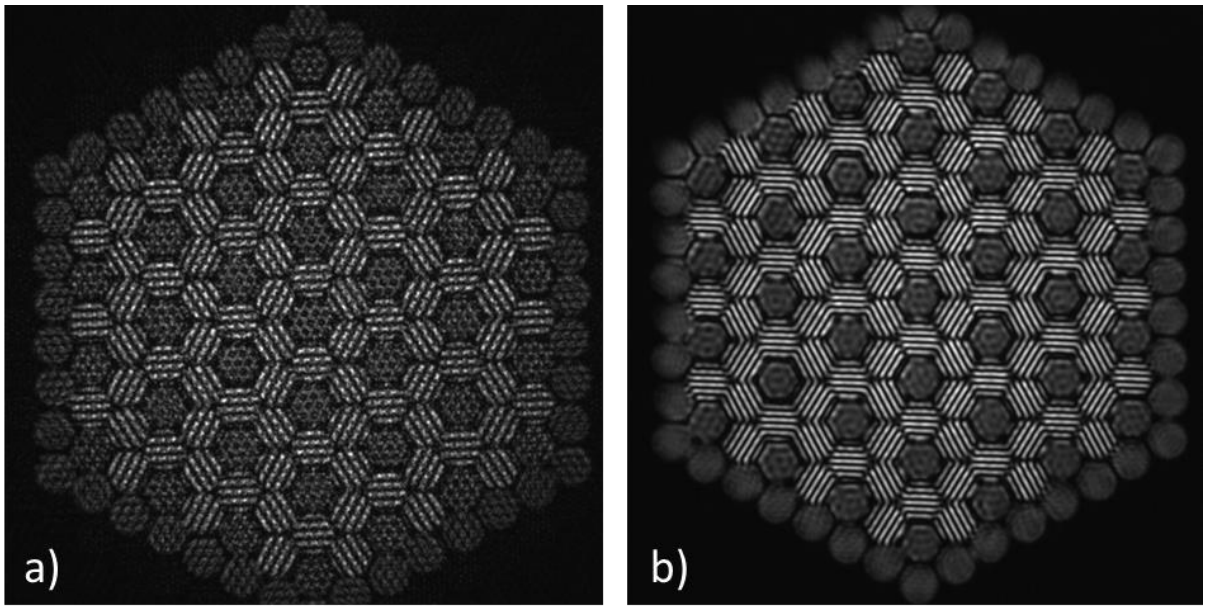


Figure 4-105 : En a), pistilogramme obtenu sans mettre de diaphragme dans le plan de Fourier du second afocal (Figure 4-101), en b) pistilogramme nettoyé des interférences parasites en plaçant le diaphragme.

Le pistilogramme présenté sur la Figure 4-105.b est ainsi le pistilogramme type sur lequel nous allons travailler par la suite.

Un récapitulatif des différentes étapes du montage montre bien que nous appliquons finalement le schéma décrit dans le chapitre expliquant l'interféromètre PISTIL (Figure 2-46 dans la section 2.7), rappelé ci-après avec les différents plans d'imagerie.

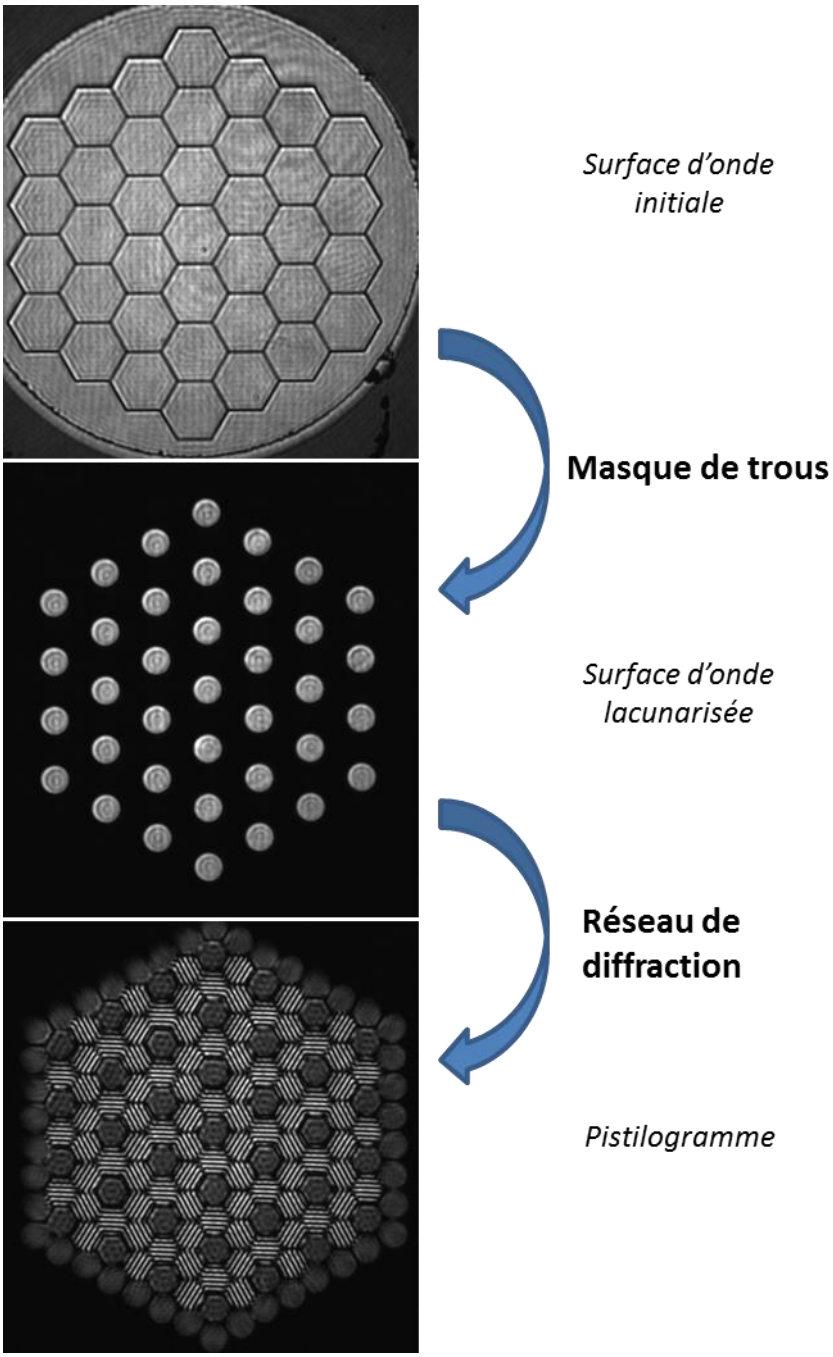


Figure 4-106 : Images expérimentales expliquant les différentes étapes du montage. Dans un premier temps, nous imageons le miroir segmenté sur la caméra (surface d'onde initiale), le masque de trous est introduit (surface d'onde lacunarisée), puis le réseau de diffraction permet alors de former le pistilogramme.

La Figure 4-107 présente plusieurs photos du montage final avec tous les composants.

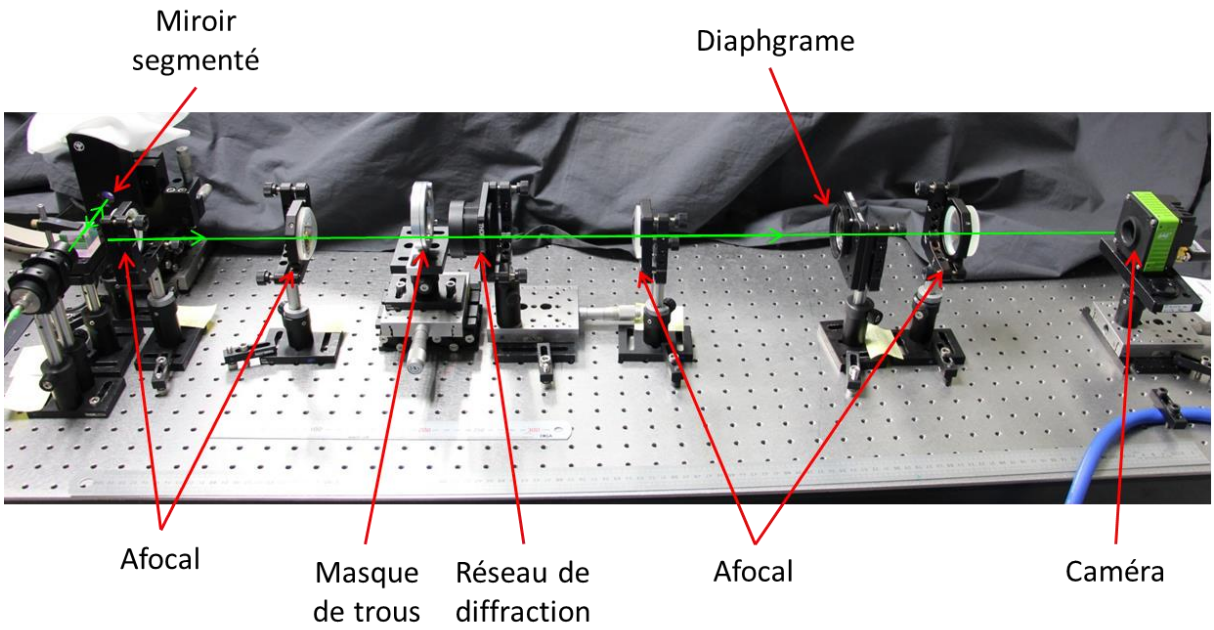


Figure 4-107 : Photo du montage complet avec le miroir déformable et l'interféromètre PISTIL avec le tracé de rayon.

Le montage étant en place, nous allons exposer dans la section suivante comment réaliser la mise au point de l'interféromètre PISTIL avant de s'en servir pour effectuer des mesures.

4.2.3 Mise au point du banc PISTIL

Avant d'utiliser l'interféromètre pour les expériences prévues, nous allons dans un premier temps décrire le pistilogramme obtenu. Puis, à partir des observations faites avec le SLM, nous expliquerons la variation commune des pétales de même type observée (4.1.5).

4.2.3.1 Le pistilogramme obtenu en détail

Nous allons nous attarder quelques instants sur le pistilogramme obtenu avec l'interféromètre précédemment mis en place à partir du miroir segmenté (Figure 4-108).

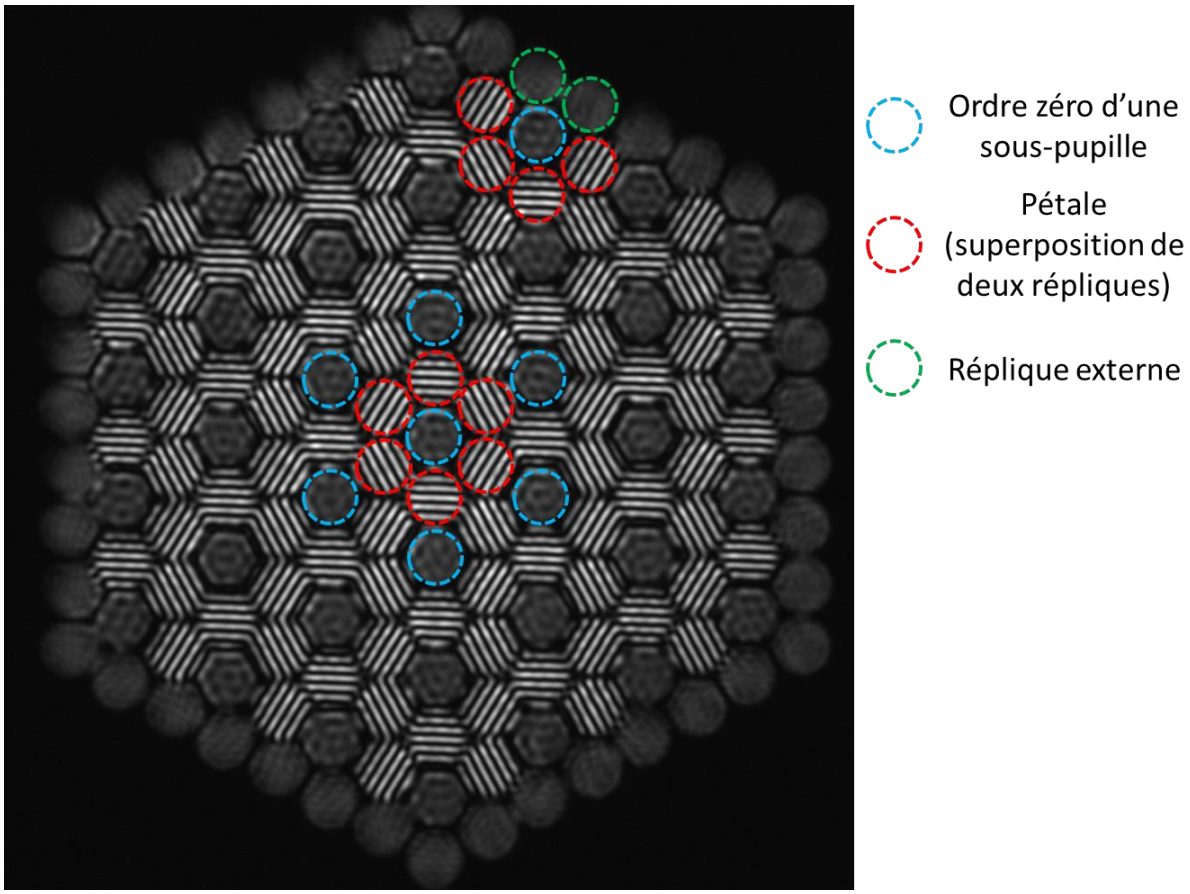


Figure 4-108 : Explication du pistilogramme expérimental. Les pointillés cyan indiquent l'ordre zéro provenant des sous-pupilles, les pointillés rouges indiquent les pétales (superposition de deux répliques) et les pointillés verts représentent les répliques du bord qui n'interfèrent pas.

Le pistilogramme est composé de 37 sous-pupilles, indiquées par des pointillés en cyan. Il y a entre chaque sous-pupille un pétale dû à la superposition de deux répliques (pointillés rouges), chacun provenant de chaque sous-pupille adjacente, il y a alors 90 pétales en tout dans le pistilogramme. Tout autour, il y a les répliques provenant des sous-pupilles périphériques (pointillés verts) qui ne forment pas de pétales (absence de sous-pupilles voisines).

Concernant ses caractéristiques, le pistilogramme fait ici 640×666 pixels^2, soit 3,2×3,33 mm^2. Un pétale fait environ 44 pixels de diamètre, soit 220 µm. En tenant compte du grandissement G = 150/200 = 0,75, le diamètre théorique attendu est 300×0,75 = 225 µm. La période des franges mesurées est d'environ 7,2 pixels, soit 36 µm par rapport au 97/2×0,75 = 36,4 µm attendu. Le pistilogramme est donc conforme à nos attentes.

Dans toute la suite de ce chapitre, la numérotation (Figure 4-109) sera adoptée pour le pistilogramme obtenu avec le miroir segmenté.

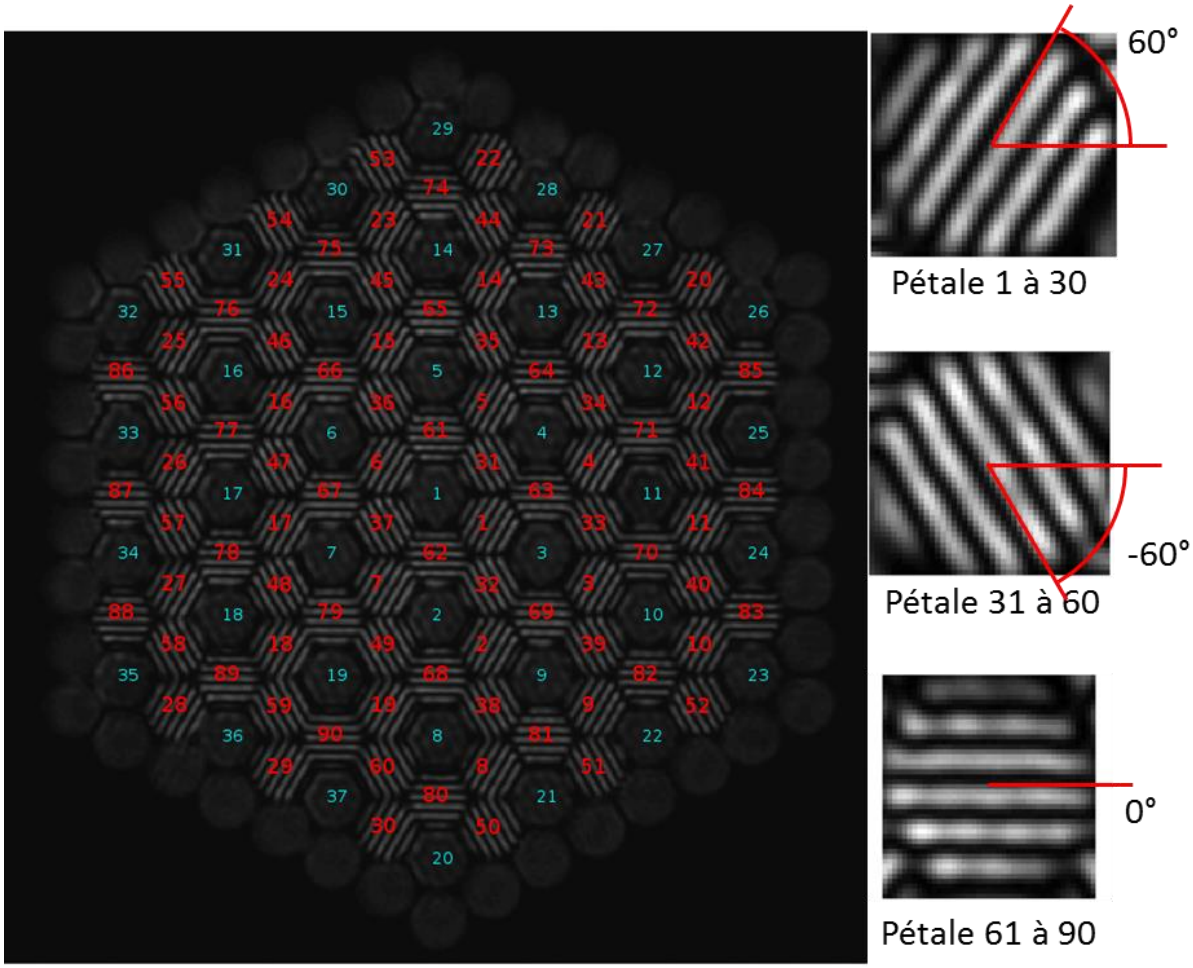


Figure 4-109 : Numérotation des sous-pupilles (cyan) de 1 à 37 et des pétales (rouge) de 1 à 90.

Les points importants de la numérotation sont que les sous-pupilles sont numérotées depuis l'élément central puis dans le sens trigonométrique en cyan, et les pétales sont numérotés par type de franges en rouge. Sur la droite de la Figure 4-109, les pétales du premier type (franges à 60°) sont numérotés de 1 à 30, les pétales du deuxième type (franges -60°) sont numérotés de 31 à 60 et les pétales du troisième type (franges 0°) sont numérotés de 61 à 90. Cette numérotation a été adoptée principalement par confort algorithmique.

Les mesures des pistons, tips et tilts reconstruits obtenus avec l'interféromètre PISTIL seront comparées aux commandes de pistons, tips et tilt absolus envoyées au miroir segmenté. Pour quantifier la différence, nous allons introduire la notion d'erreur-type RMSE (Root Mean Squared Error) en piston, qui sera calculée de la manière suivante.

$$\hat{P} = \begin{pmatrix} \widehat{A_1} \\ \widehat{A_2} \\ \vdots \\ \widehat{A_{37}} \end{pmatrix}, P = \begin{pmatrix} A_1 \\ A_2 \\ \vdots \\ A_{37} \end{pmatrix} \tag{4-71}$$

$\hat{P}$ est le vecteur contenant les 37 valeurs de pistons reconstruits des éléments obtenus avec la technique PISTIL, et P est le vecteur contenant les 37 valeurs de pistons absolus des éléments (commandes envoyées au miroir segmenté). L'erreur-type en piston sera alors calculée comme l'écart-type de la différence des deux vecteurs :

$$RMSE(\hat{P}) = std(\hat{P} - P)$$
$$std(x) = \sqrt{\frac{1}{N-1}\sum_{i=1}^{N}(x_i - \bar{x})^2} \tag{4-72}$$

L'erreur-type en piston représentera ainsi une valeur en nm rms, définissant l'écart entre les valeurs mesurées en piston et la commande en piston envoyée au miroir segmenté.

Par analogie, nous définirons l'erreur-type en tip et l'erreur-type en tilt de la même manière.

$$\begin{aligned} RMSE(\widehat{t_X}) &= std(\widehat{t_X} - t_X) \\ RMSE(\widehat{t_Y}) &= std(\widehat{t_Y} - t_Y) \end{aligned} \tag{4-73}$$

Avec

$$\widehat{t_X} = \begin{pmatrix} \widehat{t_{X_1}} \\ \widehat{t_{X_2}} \\ \vdots \\ \widehat{t_{X_{37}}} \end{pmatrix}, t_X = \begin{pmatrix} t_{X_1} \\ t_{X_2} \\ \vdots \\ t_{X_{37}} \end{pmatrix}, \widehat{t_Y} = \begin{pmatrix} \widehat{t_{Y_1}} \\ \widehat{t_{Y_2}} \\ \vdots \\ \widehat{t_{Y_{37}}} \end{pmatrix}, t_Y = \begin{pmatrix} t_{Y_1} \\ t_{Y_2} \\ \vdots \\ t_{Y_{37}} \end{pmatrix} \tag{4-74}$$

L'erreur-type en tip (resp. tilt) sera alors exprimée en mrad rms, définissant l'écart entre les valeurs mesurées en tip (resp. tilt) et la commande en tip (resp. tilt) envoyée au miroir segmenté.

De manière similaire à la définition de répétabilité décrite dans la partie concernant les mesures avec le SLM (4.1.3.2), la répétabilité sera calculée par l'écart-type, pour un même élément, de plusieurs mesures effectuées sur l'élément, sans changement de facteur entre les mesures, pour une commande identique envoyée à l'élément.

4.2.3.2 Mise en évidence d'un problème de rigidité de l'interféromètre

Cette expérience a été l'occasion de mettre en lumière un problème de rigidité de notre montage, déjà évoqué lors des expériences avec le SLM (4.1.5). Pour mettre en évidence cet effet, nous allons regarder l'évolution des pistons relatifs de tous les pétales au cours du temps (Figure 4-110) lors d'une mesure de temps de chauffe en prenant comme référence le premier pistilogramme.

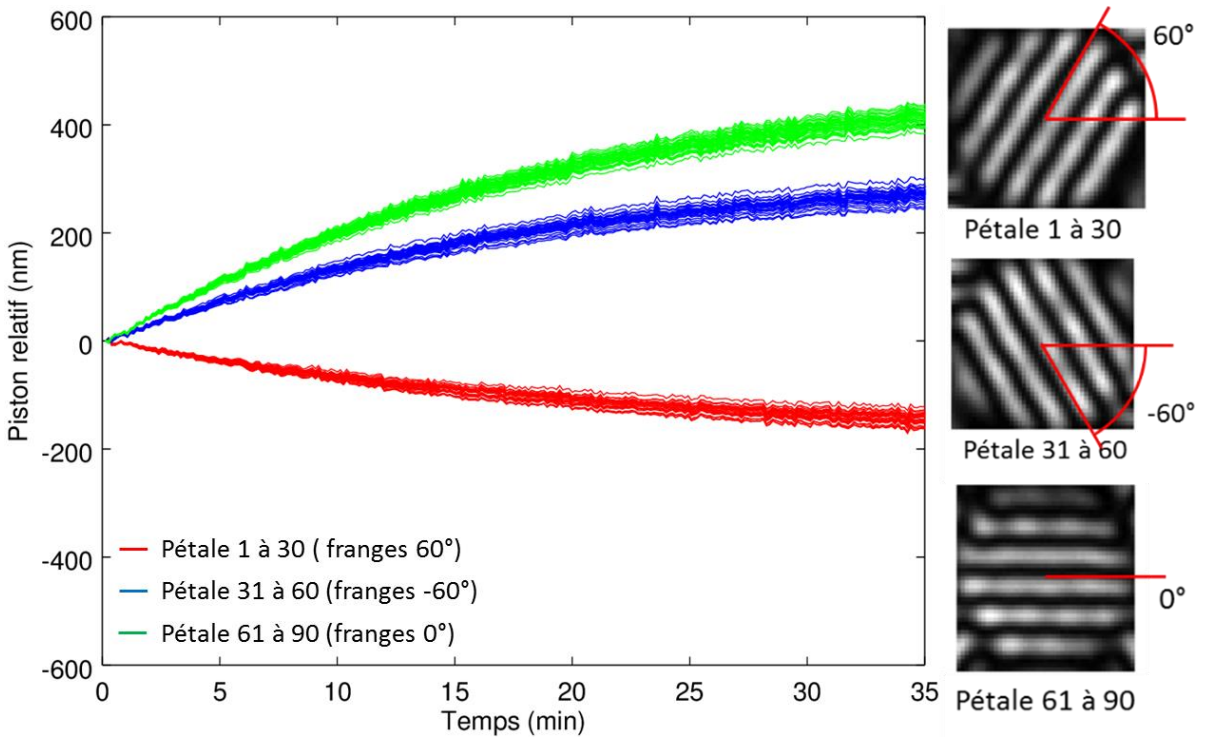


Figure 4-110 : Évolution des pistons relatifs des pétales pendant le temps de chauffe. Les courbes en rouge représentent les pistons relatifs des pétales 1 à 30 (franges orientés à 60°), en bleu les pistons relatifs des pétales 31 à 60 (franges orientées à -60°) et en vert les pistons relatifs des pétales 61 à 90 (franges orientées à 0°).

Cette expérience nous a montré que le temps de chauffe est supérieur à 35 minutes.

Nous constatons que les pistons relatifs des pétales du même type (avec une couleur identique) varient de manière identique dans le temps. Cet effet rappelle l'observation faite avec l'expérience de 3×3 sous-pupilles réalisées avec le SLM (Figure 4-88). L'explication de ce phénomène résulte d'un déplacement de la caméra perpendiculaire à l'axe optique. Ici, nous disposons d'une information supplémentaire puisque nous voyons que ce sont les pétales 61 à 90, ceux présentant des franges horizontales, qui se déplacent le plus. Les deux autres types de pétales semblent se déplacer de manière opposée, ce qui tend à montrer qu'il y a un déplacement vertical de la caméra. En effet, si tous les pétales se déplacent d'un micromètre vers le haut, alors suivant la convention de signe :

- Le piston relatif des pétales à franges 0° varie de 1 µm.
- Le piston relatif des pétales à franges -60° varie de sin(60°)×1 µm.
- Le piston relatif des pétales à franges 60° varie de sin(-60°)×1 µm.

Ce qui explique bien les variations des trois types de pétales.

Pour quantifier le phénomène, il faut prendre en compte la dilatation thermique de la caméra et de son support. Nous avons considéré que la matrice de pixels est posée sur une couche de 2,5 cm d'acier (interne à la caméra), et que la caméra elle-même est posée sur 1 cm d'aluminium (plaque de support), en supposant que seuls ces éléments chauffent. La température de la pièce avant chauffage est de 21°C, et nous considérons qu'une fois chaude, la caméra atteint la température de

50°C, fournie dans les spécifications du constructeur. La dilatation en longueur des matériaux est donnée par la formule suivante :

$$\Delta L = \Delta T \times \sum_i \alpha_i \times L_{0_i} \tag{4-75}$$

Où ΔL est l'écart de longueur en mètre entre la longueur à la température initiale et la longueur à la température finale de la pièce métallique, ΔT l'écart de température entre la température initiale et la température finale en Kelvin, α_i est le coefficient de dilatation thermique du matériau i en Kelvin^{-1}, et L_{0i} est la longueur initiale du matériau i en mètre.

Si nous prenons ΔT = 29K, $\alpha_{aluminium} = 23\times10^{-6}$ K^{-1}, $\alpha_{acier} = 12\times10^{-6}$ K^{-1}, $L_{0aluminium} = 10^{-2}$ m et $L_{0acier} = 2.5\times10^{-2}$ m, nous obtenons ΔL = 15.37µm. Nous avons calculé que la période des franges était de 36,4 µm. Sachant que les pétales se sont translatés d'environ une demi-frange (λ/2) soit 18.2µm, la dilatation thermique explique en grande partie le déplacement des pétales.

Cet effet souligne surtout le fait que le réseau est indépendant de la caméra, et qu'un mouvement relatif de l'un par rapport à l'autre, même de quelque µm aura une influence sur le résultat de mesure. Il faudra donc veiller par la suite à attendre que le système soit en stabilité thermique ou bien faire un système « monobloc ».

La translation de la caméra se retrouve également lors du calcul des pistons reconstruits (Figure 4-111).

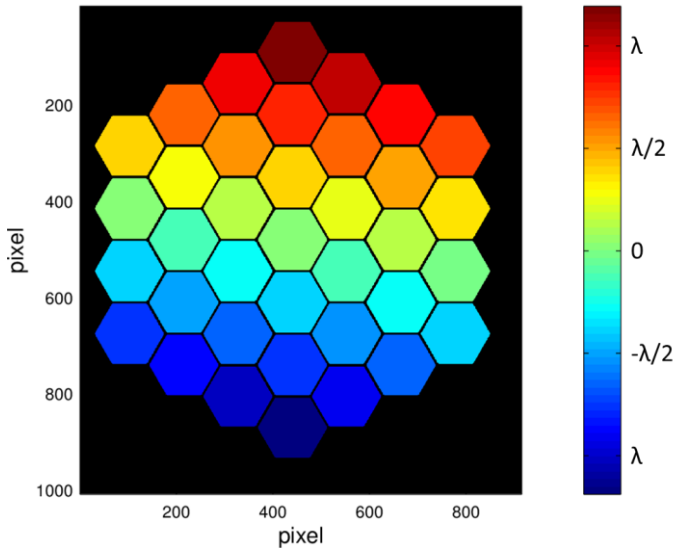


Figure 4-111 : Surface d'onde estimée où seuls les effets des pistons reconstruits ont été pris en compte, à partir du pistilogramme obtenu à t = 30 min.

L'effet d'une translation verticale de la caméra se traduit sur la surface d'onde estimée à partir des pistons reconstruits, par un tip et tilt global de la surface d'onde (Figure 4-111). Un moyen de supprimer les effets de translation de la caméra consiste alors à supprimer l'effet du tip/tilt global de la surface. La surface d'onde estimée devient alors (Figure 4-112) :

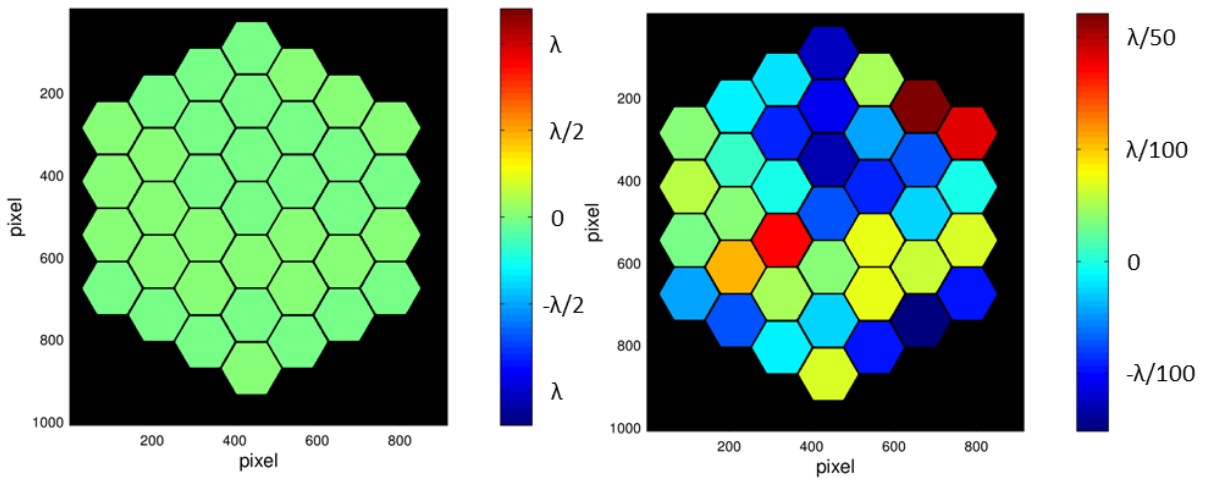


Figure 4-112 : Surface d'onde estimée à partir du pistilogramme obtenu à t = 30 min, pour lequel le tip global (152 µrad) et le tilt global (-867 µrad) ont été corrigés. A gauche, l'échelle de couleur est la même que dans la Figure 4-111, à droite l'échelle de couleur respecte la dynamique des pistons.

La surface d'onde estimée, corrigée des tips et tilts globaux (Figure 4-112), reflète ainsi l'évolution des éléments les uns par rapport aux autres, ce qui nous intéresse tout particulièrement dans cette thèse. C'est pourquoi, pour tout le reste du manuscrit, nous corrigerons systématiquement les tips et tilts globaux avant de fournir des résultats d'erreur-type en piston.

Finalement, la mise au point de l'interféromètre a permis d'expliquer la variation des pistons relatifs au cours du temps qui impose un temps de chauffe nécessaire avant utilisation de l'interféromètre. Nous allons donc maintenant pouvoir caractériser finement l'interféromètre PISTIL pour mesurer ses performances.

4.2.4 Caractérisation de l'interféromètre

L'objectif des mesures est de se servir du miroir segmenté afin de caractériser complètement l'interféromètre PISTIL. Il faut pouvoir être capable d'évaluer l'erreur-type et la résolution de mesure de l'interféromètre avant de passer à la mesure d'une chaîne laser non maitrisée. Ensuite, nous estimerons la capacité de l'interféromètre à retrouver une surface d'onde segmentée présentant seulement des pistons absolus aléatoires sur les éléments. Nous testerons enfin une surface d'onde segmentée comportant des pistons, tips et tilts absolus aléatoires sur l'ensemble des éléments. L'exploitation des interférogrammes utilisant la procédure par transformée de Fourier sera réalisée en différée en raison des moyens matériels à disposition.

Le plan d'expérience sera le suivant :

- Mesures de résolution et d'erreur-type: acquisition de 100 pistilogrammes sans changement de la surface d'onde segmentée afin de mesurer les variations de pistons, tips et tilt relatifs et absolus lors d'un court laps de temps.

- Mesures de pistons absolus aléatoires seuls : acquisition de pistilogrammes sur 100 surfaces d'ondes segmentées aléatoires présentant des pistons absolus aléatoires entre -λ/4 et λ/4.

Cette gamme est choisie afin d'éviter les pistons relatifs supérieurs à λ/2 et donc de faire intervenir la méthode bi-couleur (2.6.2.1).

- Mesures de pistons, tips et tilts absolus aléatoires : acquisition de pistilogrammes sur 100 surfaces d'ondes segmentées aléatoires présentant des pistons absolus aléatoires entre -λ/4 et λ/4 et des tips et tilts absolus aléatoires compris entre -1 mrad et 1 mrad.

4.2.4.1 Mesures de résolution et d'erreur-type

Dans cette section, nous allons déterminer la résolution et l'erreur-type de mesure en piston, tip et tilt relatifs ainsi que la résolution et l'erreur-type de mesure en piston, tip et tilt reconstruits. Une fois ces 12 quantités obtenues, nous pourrons estimer la propagation de l'erreur de reconstruction des valeurs reconstruites par rapport aux valeurs relatives (3.4.2).

L'expérience mise en place pour déterminer la résolution et l'erreur-type est d'acquérir 101 pistilogrammes à la cadence de 931 Hz (cadence maximale de la caméra par rapport à la fenêtre d'acquisition sur la caméra) où les éléments sont à pistons, tips et tilts absolus nuls. Une cadence élevée a été choisie pour s'affranchir au maximum des perturbations lentes, notamment la stabilité thermique. Nous avons alors calculé la surface d'onde reconstruite en prenant comme référence le premier pistilogramme acquis. En prenant exemple sur les pistons, nous avons obtenu les jeux de données suivants (Figure 4-113) sur lesquels sont expliqués les termes de résolution et d'erreur-type :

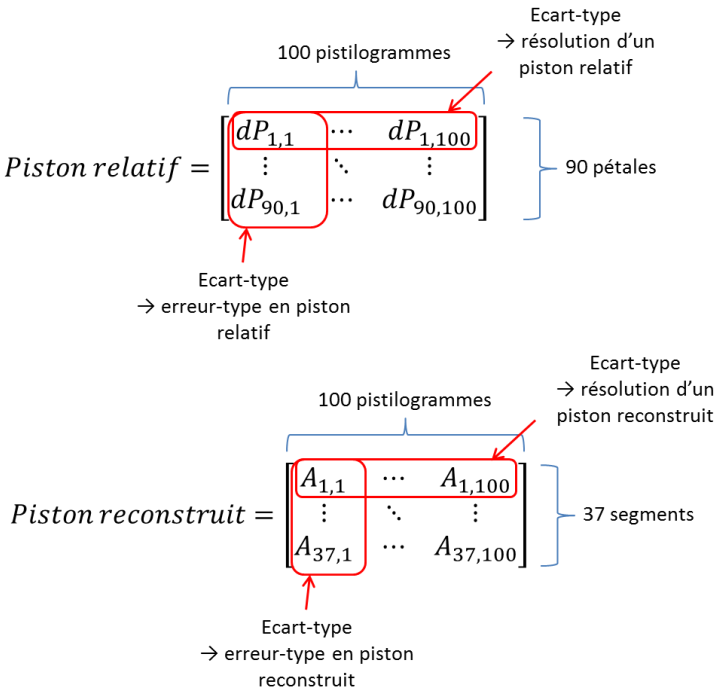


Figure 4-113 : Exemple de jeux de données obtenus pour les pistons relatifs et pistons reconstruits des 100 pistilogrammes.

Nous avons obtenu des jeux de données similaires pour les tips et les tilts ainsi que les définitions de résolution et d'erreur-type associées.

Les résultats de résolutions et d'erreur-type moyennes pour les pistons, tips et tilts relatifs et reconstruits sont résumés dans le Tableau 4-12.

	Piston (nm rms)		Tip (µrad rms)		Tilt (µrad rms)	
	Relatif	Reconstruit	Relatif	Reconstruit	Relatif	Reconstruit
Résolution	0,47	0,18	3,94	2,46	4,48	2,39
Erreur-type	0,52	0,28	6,00	3,52	7,11	4,35

Tableau 4-12 : Résumé des résolutions et d'erreurs-type moyennes pour les pistons, tips et tilts relatif et reconstruit.

L'analyse de ce tableau peut s'effectuer :

- soit pour les valeurs relatives qui intéresseront les utilisateurs qui ne souhaitent connaître que les variations entre les éléments,
- soit pour les valeurs reconstruites qui apportent une information sur la surface d'onde morcelée analysée.

Dans notre cas, nous allons surtout nous intéresser aux valeurs reconstruites qui peuvent être comparées aux commandes envoyées aux éléments du miroir segmenté.

Tout d'abord, nous constatons que la résolution moyenne en piston reconstruit (0,18 nm rms, soit λ/5400) est plus faible que l'erreur-type moyenne en piston reconstruit (0,28 nm rms, soit λ/3500). Ceci signifie que, pris individuellement, les mesures des éléments varient peu dans le temps mais peuvent être éloignées de leurs valeurs attendues. Le constat est identique pour les tips et tilts reconstruits.

Les résolutions moyennes des valeurs reconstruites représentent donc les valeurs minimales pour lesquelles le signal mesuré sera inférieur au bruit de l'interféromètre.

Les erreurs-type moyennes nous renseignent sur la capacité de l'interféromètre à mesurer la surface d'onde segmentée, elle comprend ainsi les erreurs du système miroir segmenté + interféromètre PISTIL.

Le Tableau 4-12 est également un moyen de vérification de la propagation de l'erreur de reconstruction, mis en évidence dans la section 3.4.2.

Propagation de l'erreur de reconstruction

Le miroir segmenté étant composé de trois couronnes d'éléments, il représente un bon moyen de vérifier la loi déterminée dans la section 3.4.2. Nous avions en effet trouvé que la propagation d'une erreur de mesure p_{err}, des pistons relatifs aux pistons reconstruits était de la forme :

$$p_{err} = 0{,}5259 + 0{,}0624 \times ln(N_{hexa})$$

Pour $N_{hexa} = 3$, $p_{err} = 0{,}59$.

Pour un pistilogramme obtenu à partir du miroir segmenté, p_{err} se calcule comme la division de l'erreur-type des valeurs reconstruites par l'erreur-type des valeurs relatives. À partir des valeurs du Tableau 4-12, nous avons estimé :

- p_{err} = 0,28/0,52 = 0,54 pour les pistons
- p_{err} = 3,52/6,00 = 0,59 pour les tips
- p_{err} = 4,35/7,11 = 0,61 pour les tilts

Il existe ainsi un bon accord entre la théorie et les valeurs mesurées lors de l'expérience, que ce soit pour les pistons, tips ou tilts.

Dans cette section, nous avons pu grâce à une première expérience déterminer les résolutions de l'interféromètre pour un élément en piston reconstruit (0,18 nm rms, soit λ/5400 rms), en tip reconstruit (2,46 µrad rms) et en tilt reconstruit (2,39 µrad rms). Ces valeurs représentent ainsi le seuil minimal en-dessous duquel il sera impossible de faire la distinction entre le signal mesuré et le bruit de l'interféromètre PISTIL.

Ensuite, nous avons pu déterminer l'erreur de mesure du système constitué du miroir segmenté et de l'interféromètre PISTIL. L'erreur-type de mesure moyenne en piston reconstruit est de 0,28 nm rms (λ/3500 rms), 3,52 µrad rms en tip reconstruit et 4,35 µrad rms en tilt reconstruit. Il sera donc impossible de mesurer des variations du miroir segmenté avec cet interféromètre en-dessous de ces valeurs.

Dans les prochaines sections, nous allons nous placer dans la même situation que les chaînes lasers pour lesquels est dédié l'interféromètre PISTIL. Dans un premier temps, des mesures où le miroir segmenté présente seulement des pistons absolus aléatoires vont être étudiées.

4.2.4.2 Mesures de pistons seuls

Avant de mesurer des surfaces d'ondes segmentées avec pistons, tips et tilts absolus aléatoires sur tous les éléments, nous allons tout d'abord vérifier que nous sommes capables de mesurer une surface d'onde segmentée dont les éléments présentent seulement des pistons aléatoires.

Dans cette expérience, nous avons acquis 100 pistilogrammes différents (Figure 4-114) où chaque élément présente aléatoirement des pistons absolus compris entre –λ/10 et λ/10 (entre –λ/5 et λ/5 après réflexion). Cette gamme a été choisie pour éviter que les pistons relatifs des pétales soit supérieurs à λ/2, évitant de recourir à la méthode bi-couleur (2.6.2.1).

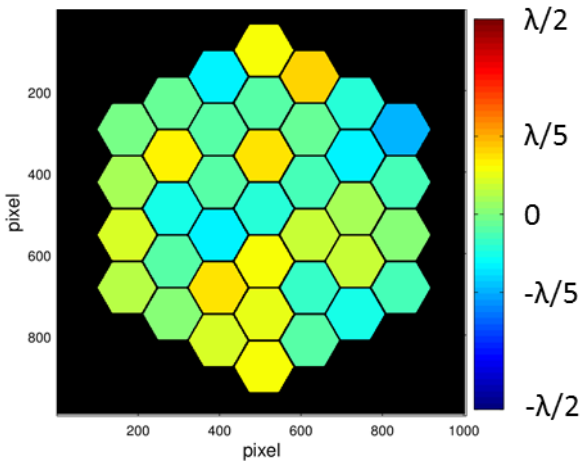


Figure 4-114 : Un exemple de surface d'onde segmentée présentant seulement des pistons absolus choisis aléatoirement pour tous les éléments entre –λ/5 et +λ/5.

Le résultat pour l'exemple Figure 4-114 est affiché Figure 4-115, où sont représentés :

- La surface d'onde commandée au miroir segmenté où les éléments présentent des pistons absolus aléatoires compris entre –λ/5 et +λ/5 (Figure 4-115.a).
- La surface d'onde estimée avec les pistons reconstruits (Figure 4-115.b).
- L'écart entre la surface d'onde commandée au miroir segmenté et la surface d'onde estimée, entre –λ/2 et +λ/2 (Figure 4-115.c).
- L'écart entre la surface d'onde commandée au miroir segmenté et la surface d'onde estimée, où l'échelle de couleur a été adaptée entre –λ/150 et +λ/150 (Figure 4-115.d).

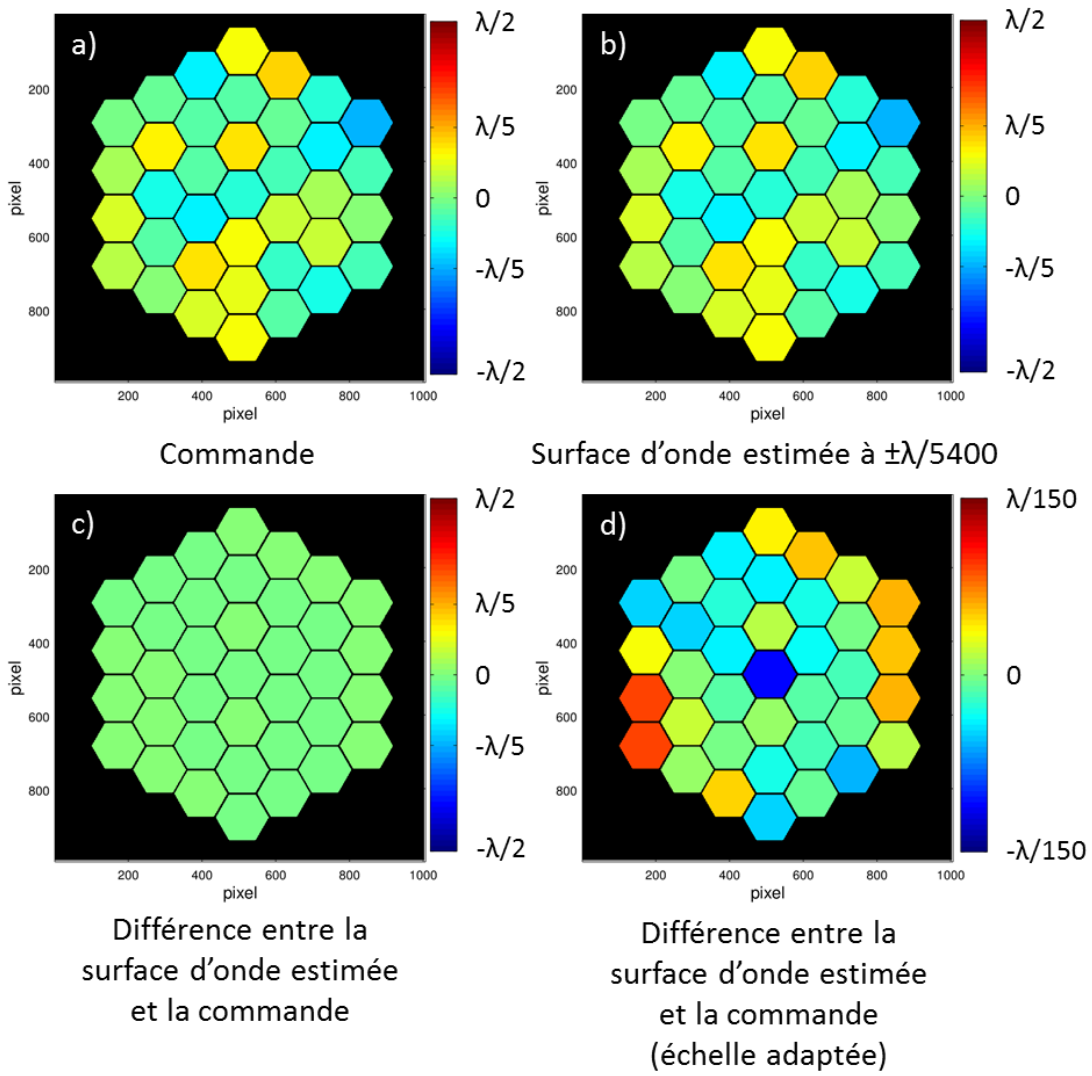


Figure 4-115 : Exemple de résultat obtenu à partir d'une mesure. a) Commande en pistons absolus envoyée au miroir segmenté, b) surface d'onde estimée en pistons reconstruits avec l'interféromètre PISTIL, c) différence entre la surface d'onde estimée et la commande et d) différence entre la surface d'onde estimée et la commande avec une échelle de couleur adaptée aux défauts.

La Figure 4-115 montre que l'interféromètre est capable d'estimer la surface d'onde initiale avec une erreur inférieure à λ/150. Si nous calculons l'erreur-type moyenne en piston obtenue à partir des 100 pistilogrammes, nous trouvons une valeur de 1,94 nm (λ/500). Cette valeur montre ainsi que la performance requise pour la mesure de pistons absolus de λ/200, exprimée dans la section 1.2.1, est atteinte par l'interféromètre PISTIL développé ici. Cette erreur est cependant sept fois supérieure à la l'erreur-type en piston (λ/3500) obtenue précédemment dans le cas où nous mesurions 100 fois le même pistilogramme. Cette erreur est le reflet de l'incrément minimal de 1 nm (2 nm en réflexion) en pistons absolus des éléments, spécifié par le constructeur (4.2.1.2). L'erreur-type en piston mesurée ici confirme donc bien les mesures sont limitées par le miroir segmenté et non, a priori, par l'interféromètre PISTIL.

La prochaine expérience sera donc l'occasion de tester cette fois-ci des pistons, tips et tilts absolus aléatoires envoyés aux éléments du miroir segmenté, permettant de tester l'interféromètre PISTIL dans un exercice complet.

4.2.4.3 Mesures de pistons, tips et tilts

Dans cette expérience, nous allons tester toutes les capacités de l'interféromètre PISTIL, à savoir, mesurer une surface d'onde segmentée, où chaque élément présente des pistons, tips et tilts absolus.

L'expérience mise en place est similaire à la précédente. Un pistilogramme de référence a d'abord été acquis où les éléments sont à pistons, tips et tilts absolus nuls. Puis, nous avons mesuré 100 pistilogrammes différents où tous les éléments présentaient à chaque fois des pistons, tips et tilts absolus aléatoires. Les pistons absolus étaient compris aléatoirement dans la gamme –λ/10 et +λ/10, soit entre –λ/5 et λ/5 après réflexion, toujours pour éviter d'utiliser la méthode bi-couleur (2.6.2.1) et les ambiguïtés autour de λ/2. Les tips et les tilts absolus des éléments sont pris dans la gamme -375 µrad à 375 µrad. Or, avant d'arriver sur la caméra, les tips et tilts absolus sont multipliés par deux à cause de la réflexion puis divisés par le grandissement G = 0,75 du second afocal. Les tips et tilts relatifs peuvent alors être compris entre -2 mrad et +2 mrad au niveau de la caméra (différence de deux valeurs absolues).

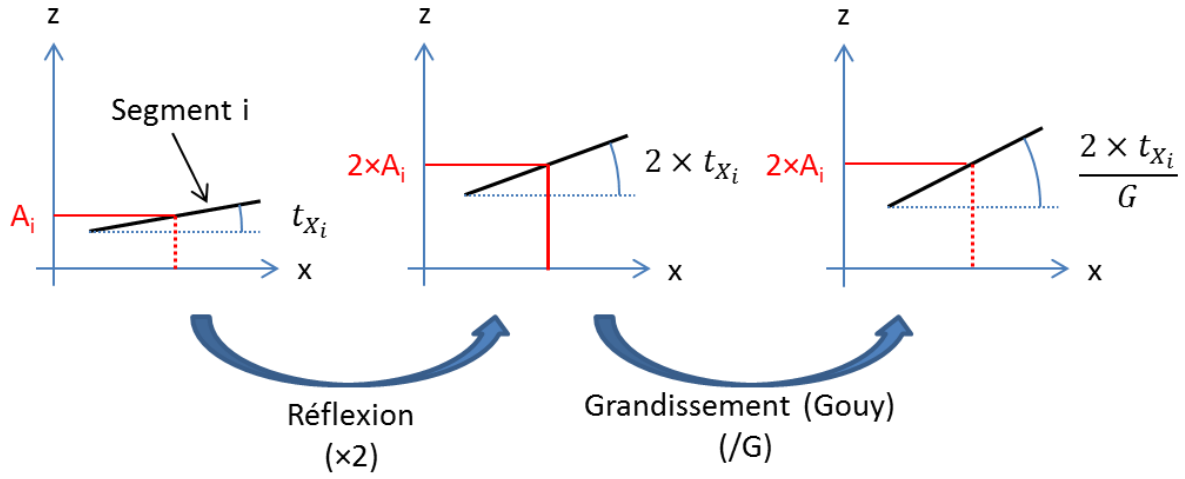


Figure 4-116: Évolution des paramètres de piston absolu A_i et du tip absolu t_{Xi} de l'élément i après réflexion et imagerie sur la caméra.

Un exemple de surface d'onde à analyser, après réflexion et grandissement, est présenté Figure 4-117.

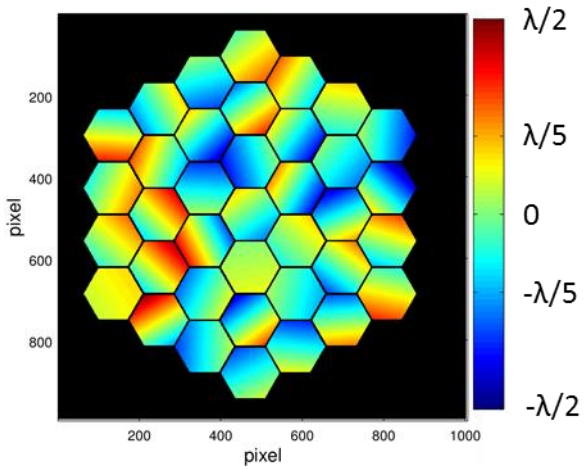


Figure 4-117 : Exemple d'une surface d'onde à analyser, après réflexion et grandissement, où les éléments présentent des pistons, tips et tilts absolus aléatoires.

Le résultat pour le premier exemple (Figure 4-117 à gauche) est affiché Figure 4-118, où nous avons représenté :

- La surface d'onde commandée au miroir segmenté où les éléments présentent des pistons absolus aléatoires compris entre –λ/5 et +λ/5, et des tips et tilts absolus aléatoires compris entre -1 mrad et 1 mrad (Figure 4-118.a).
- La surface d'onde estimée avec les pistons, tips et tilts reconstruits (Figure 4-118.b).
- L'écart entre la surface d'onde commandée au miroir segmenté et la surface d'onde estimée, entre –λ/2 et +λ/2 (Figure 4-118.c).
- L'écart entre la surface d'onde commandée au miroir segmenté et la surface d'onde estimée, où l'échelle de couleur est adaptée entre –λ/20 et +λ/20 (Figure 4-118.d).

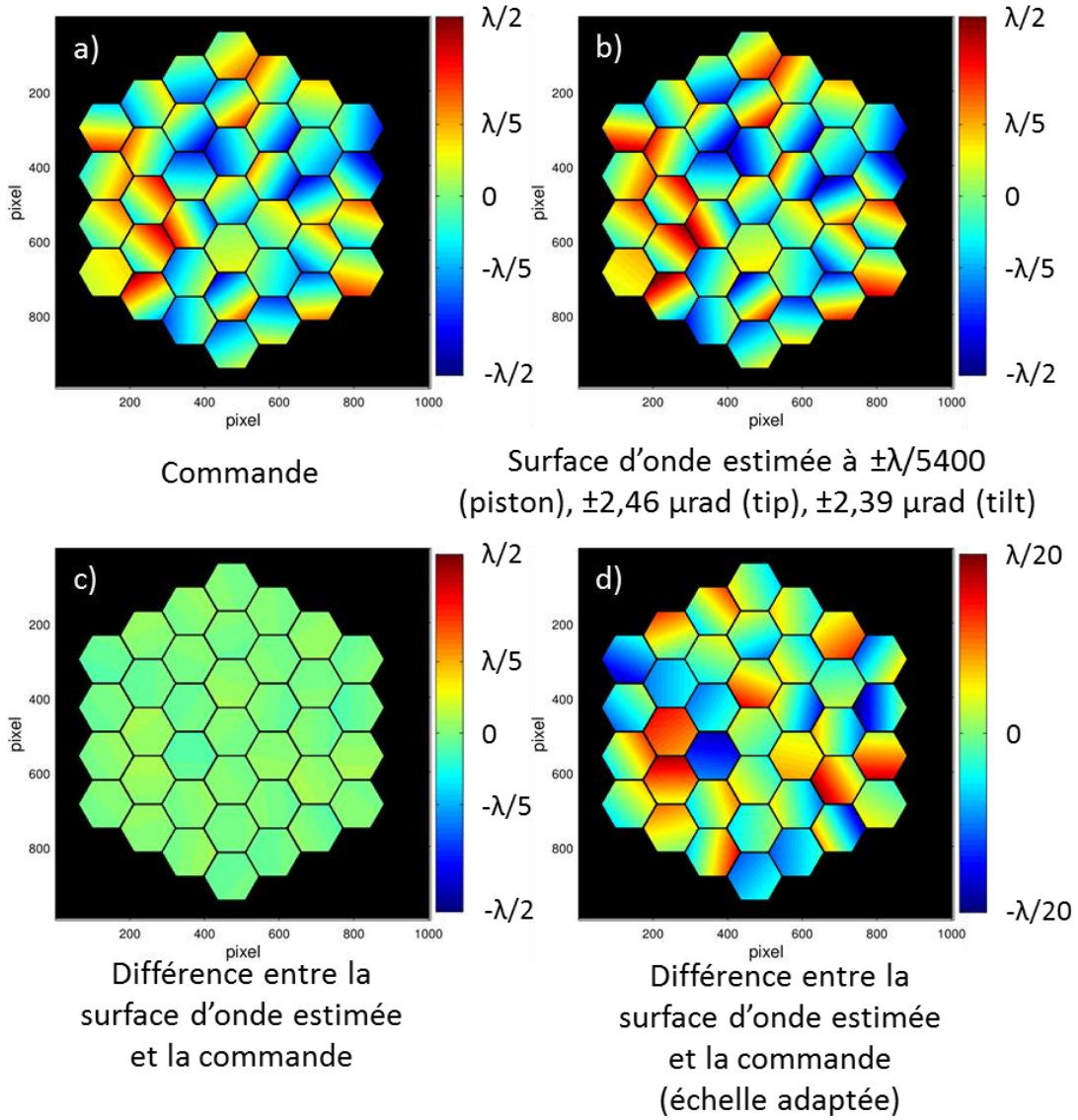


Figure 4-118 : Exemple de résultat obtenu à partir d'une mesure. a) Commande en pistons, tips et tilts absolus envoyée au miroir segmenté, b) surface d'onde estimée en pistons, tips et tilts reconstruits avec l'interféromètre PISTIL, c) différence entre la surface d'onde estimée et la commande et d) différence entre la surface d'onde estimée et la commande avec une échelle de couleur adaptée.

Cette fois-ci, l'écart entre la surface d'onde estimée et la surface d'onde initiale possède au maximum une erreur de ±λ/20, car nous tenons cette fois-ci compte des erreurs de tips et tilts absolus. Le calcul de l'erreur-type moyenne en piston sur les 100 pistilogrammes donne une valeur de λ/61, l'erreur-type moyenne en tip donne 41,0 µrad et l'erreur-type moyenne en tilt une valeur de 39,4 µrad.

Le premier constat que nous pouvons faire est que l'erreur-type en piston est 8 fois supérieure à l'erreur-type en piston reconstruit mesurée lors de l'expérience précédente (λ/500). Nous avons découvert qu'une partie de cette augmentation d'erreur-type était liée à l'interféromètre PISTIL. Dans le Chapitre 2 où nous décrivons comment former un pistilogramme, nous expliquions qu'il fallait placer un masque composé de trous (2.3), de telle sorte à ce que seul le faisceau lumineux provenant du centre de l'élément puisse passer. Bien que l'ajout d'un masque de trous n'altère pas les valeurs des pistons absolus, tips et tilts absolus de l'élément, la position du masque de trous va

avoir une incidence sur la mesure des pétales et donc des pistons relatifs. Il y aura un problème de mesure du piston relatif en présence de tilt relatif si les trous ne sont pas alignés avec les centres des éléments.

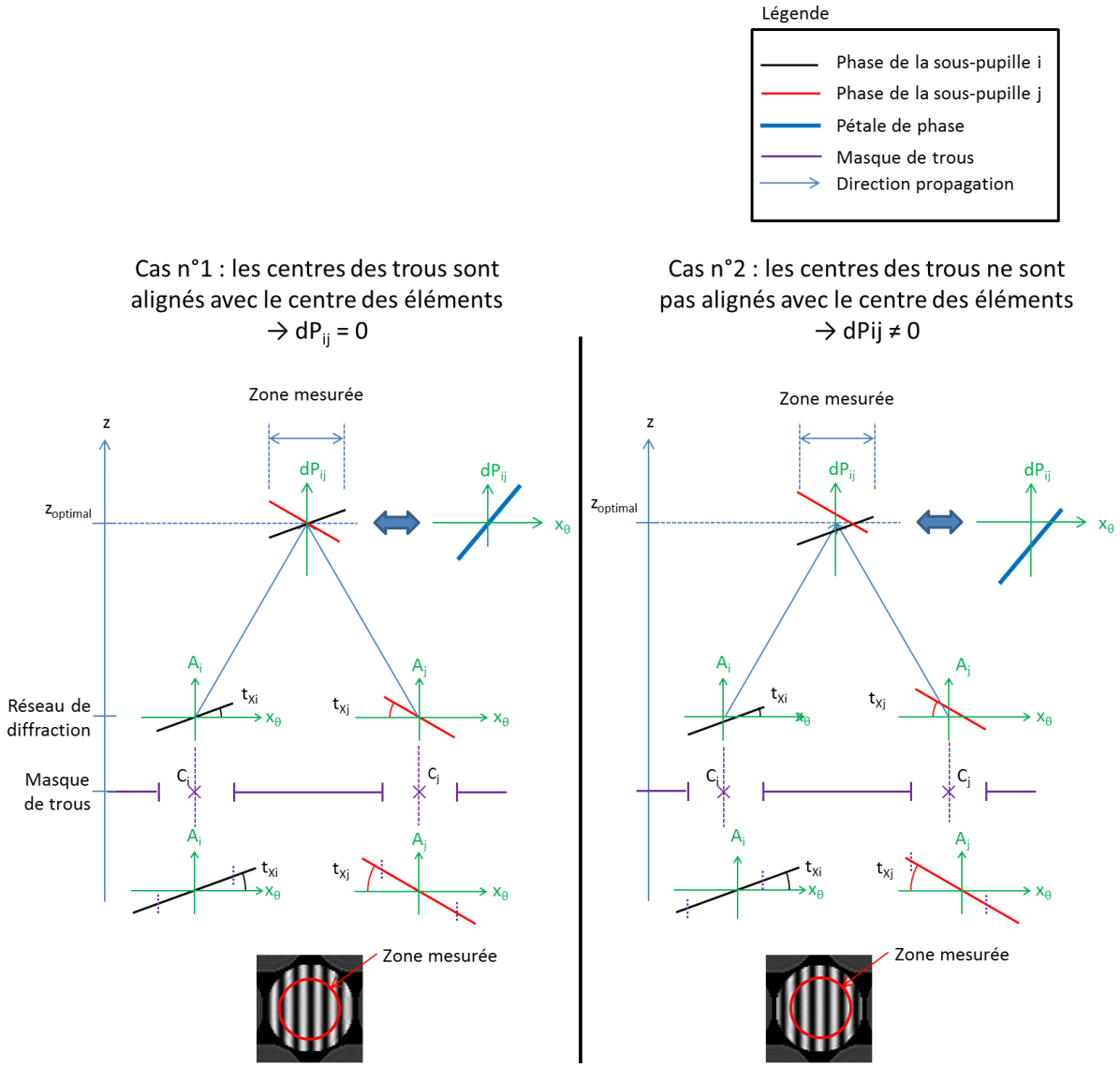


Figure 4-119 : Schéma expliquant la modification du piston relatif dP_{ij} à partir de deux sous-pupilles i et j présentant des tips absolus différents et des pistons absolus nuls. À gauche, les trous du masque sont bien alignés sur le centre des éléments, le piston relatif dP_{ij} du pétale de phase est bien égal zéro. À droite, le masque de trous est décalé vers la gauche, les trous ne sont plus centrés sur le centre des éléments, dP_{ij} devient différent de zéro.

Nous constatons ainsi que plus le tip et le tilt absolu sont importants, et plus il y aura une erreur de mesure du piston relatif, ce qui modifie logiquement après reconstruction le piston reconstruit.

À partir de ce constat, il est possible de corriger ce problème de trois manières différentes.

La première est au niveau du montage, où il faut s'assurer que le centre des trous coïncide avec le centre de l'élément à analyser.

La deuxième est au niveau de l'analyse des pistilogrammes. Lors de la sélection des pétales de phase après la transformée de Fourier inverse (3.1.2), il faut définir la position réelle du centre de l'élément, ce qui revient en quelque sorte à déplacer artificiellement le masque de trous (Figure 4-120).

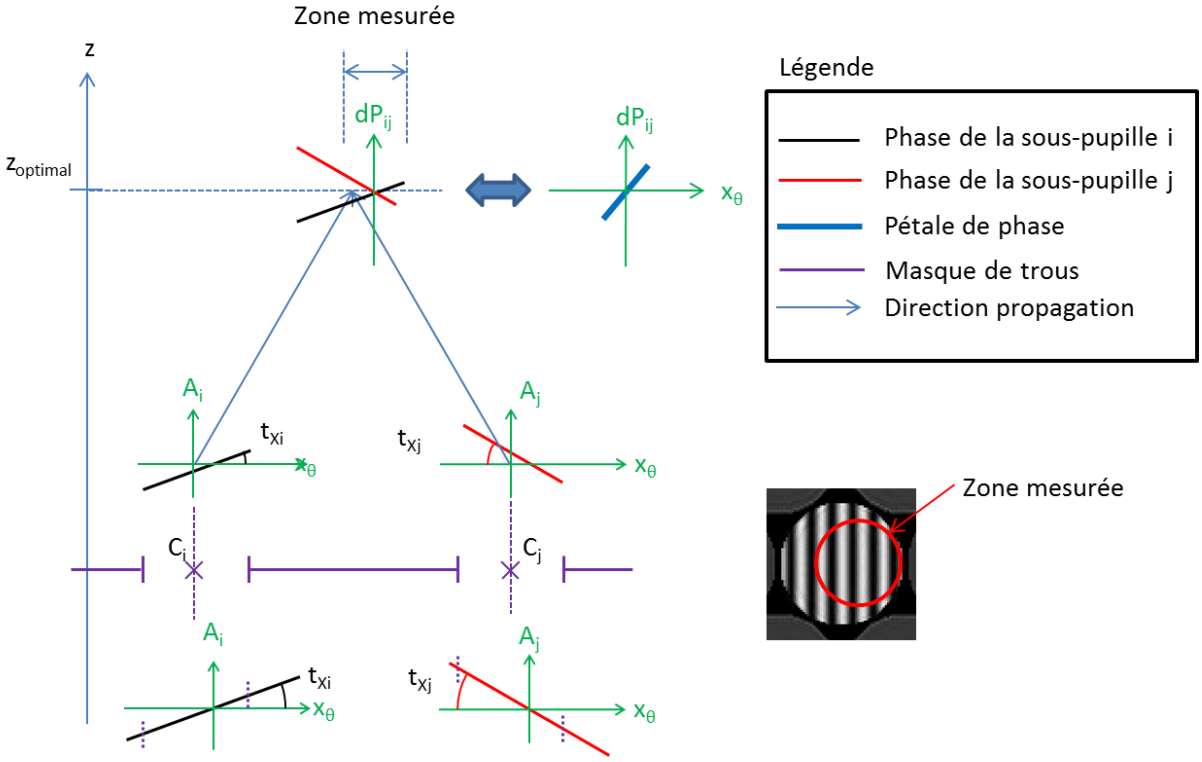


Figure 4-120 : Le déplacement de la zone mesurée du pétale de phase lors de l'analyse du pistilogramme permet de retrouver un piston relatif égal à $dP_{ij} = A_i - A_j$.

Enfin, la dernière méthode consiste à garder la même taille de zone mesurée, tout en corrigeant directement dans l'algorithme l'erreur de positionnement du centre du pétale $\varepsilon(X_{ij})$. Reprenons le même exemple où le piston relatif devrait être nul en faisant un zoom sur la différence des phases des sous-pupilles i et j (Figure 4-121) :

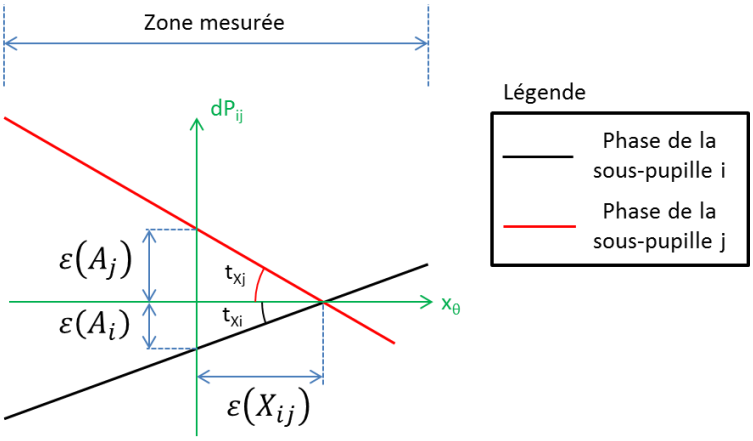


Figure 4-121 : Zoom sur la zone de recouvrement des phases des sous-pupilles i et j.

L'erreur faite sur le piston relatif est égale à la différence des erreurs $\varepsilon(A_i)$ et $\varepsilon(A_j)$ introduite par les tips absolus t_{X_i} et t_{X_j}. Les angles sont petits (de l'ordre du mrad), nous pouvons donc écrire que :

$$t_{X_i} = \frac{\varepsilon(A_i)}{\varepsilon(X_{ij})} \; et \; t_{X_j} = \frac{\varepsilon(A_j)}{\varepsilon(X_{ij})} \tag{4-76}$$

Nous avons finalement l'erreur sur le piston relatif δdP_{ij} :

$$\begin{aligned} \varepsilon(dP_{ij}) &= \varepsilon(A_i) - \varepsilon(A_j) \\ &= \varepsilon(X_{ij}) \times \left(t_{X_i} - t_{X_j}\right) \\ &= \varepsilon(X_{ij}) \times \widehat{dt_{X_{ij}}} \end{aligned} \tag{4-77}$$

Le raisonnement est identique suivant l'axe des y.

Le piston relatif corrigé $\widehat{dP_{ij_{corr}}}$ de son erreur δdP_{ij} est donc égal :

$$\widehat{dP_{ij_{corr}}} = \widehat{dP_{ij}} - \varepsilon(X_{ij}) \times \widehat{dt_{X_{ij}}} - \varepsilon(Y_{ij}) \times \widehat{dt_{Y_{ij}}} \tag{4-78}$$

Un moyen pratique de corriger le piston relatif, avant application de la méthode d'intégration, consiste alors à tracer le piston relatif mesuré $\widehat{dP_{ij}}$ en fonction du tip relatif $\widehat{dt_{X_{ij}}}$, la pente mesurée est alors égale à $\varepsilon(X_{ij})$. De même le tracé du piston relatif mesuré en fonction du tilt relatif $\widehat{dt_{Y_{ij}}}$ donne une pente égale à $\varepsilon(Y_{ij})$.

Pour l'interféromètre PISTIL utilisé dans cette expérience, nous avons $\varepsilon(X_{ij})$ = 17,59 nm.mrad^{-1} et $\varepsilon(Y_{ij})$ = 16,00 nm.mrad^{-1} pour l'ensemble des pétales. Ces valeurs sont ainsi systématiquement intégrées dans l'algorithme pour chaque mesure effectuée dans cette expérience.

Après correction, l'erreur-type moyenne en piston passe de λ/61 rms à λ/169 rms. Une amélioration d'un facteur 3 est donc constatée, néanmoins cette valeur est encore supérieure à celle obtenue lors de l'expérience précédente (λ/500) où seuls des pistons absolus aléatoires étaient mesurés.

Depuis le début de la section 4.2.4, le miroir segmenté est considéré comme notre étalon pour la caractérisation du miroir segmenté. Or, lors des mesures de surfaces segmentées présentant des pistons absolus seuls ($RMSE(\hat{P})$ = λ/500), puis des surfaces segmentées avec des pistons, tips et tilts absolus ($RMSE(\hat{P})$ = λ/170 rms, $RMSE(\widehat{t_X})$ = 41 µrad rms et $RMSE(\widehat{t_Y})$ = 39,4 µrad rms) montrent que ces valeurs sont bien plus élevées que la résolution de l'interféromètre (λ/3500 rms en piston, 2,46 µrad rms en tip et 2,39 µrad rms en tilt).

Étant donné la bonne confiance dans les performances de l'interféromètre PISTIL, les rôles seront inversés dans la prochaine section : l'interféromètre PISTIL va devenir notre référence et le miroir segmenté va devenir l'objet d'étude. L'objectif va ainsi être de vérifier l'erreur de calibration observée lors de la caractérisation avec le SID4, à savoir que la relation entre le piston absolu

effectivement mesuré et le piston absolu commandé est une droite dont la pente ne vaut pas exactement 1. Puis dans un second temps, nous étudierons des modifications faibles de pistons, tips et tilts absolus pour vérifier les hypothèses faites sur l'incrément minimal des actuateurs pilotant les éléments (4.2.1.2), ainsi que leur répétabilité.

4.2.5 Caractérisation du miroir segmenté par l'interféromètre PISTIL

Cette section va nous permettre de confirmer s'il y a bien une légère erreur de calibration observée lors de la caractérisation du miroir segmenté avec le SID4, puis nous mesurerons la répétabilité sur différents point de la gamme en piston, tip et tilt absolus. Enfin, pour complètement caractériser les éléments du point de vue de la commande, nous étudierons l'incrément minimal des actuateurs donné par le constructeur (4.2.1.2) pour vérifier les hypothèses faites lors de la description du miroir segmenté.

4.2.5.1 Mesure de la calibration des pistons absolus des éléments

Pour mesurer la calibration des pistons absolus des éléments, nous allons réutiliser les données mesurées lors des mesures de surfaces segmentées présentant seulement des pistons absolus (4.2.4.2). Nous avons pour cela fait l'hypothèse que les 37 éléments avaient une réponse identique à la commande envoyée. Les 100 mesures réalisées représentent ainsi 37×100 = 3700 pistons absolus différents testés. Ainsi, si nous représentons les 3700 pistons reconstruits (mesurés avec l'interféromètre PISTIL) en fonction des 3700 pistons absolus (commandes envoyées aux éléments), nous avons :

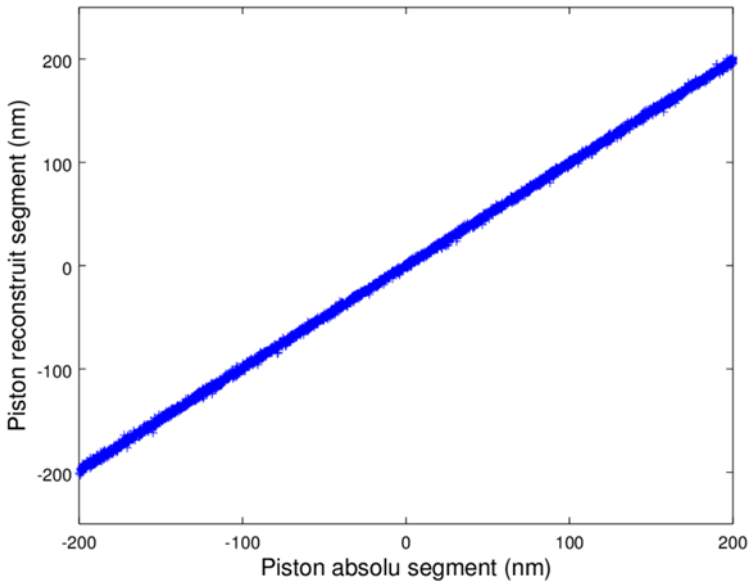


Figure 4-122: Représentation des 3700 valeurs de pistons reconstruits (croix bleues) en fonction des pistons absolus correspondant envoyés aux éléments.

Une régression linéaire du nuage de points Figure 4-122 donne une pente de 0,986 et un offset de $1{,}1\times10^{-2}$ nm. La pente est en accord avec la caractérisation effectuée préalablement par

l'analyseur de front d'onde SID4 où nous avions trouvé une pente de 0,983. Cette seconde mesure avec un analyseur complètement différent viendrait donc confirmer que la réponse des éléments à la commande est bien linéaire, mais que la pente n'est pas égale à 1 comme nous l'attendions.

La représentation des écarts entre les pistons reconstruits, mesurés par l'interféromètre PISTIL, et les commandes correspondantes envoyées aux éléments corrigés de la pente et de l'offset précédemment mesurés, aboutis au nuage de points Figure 4-123.

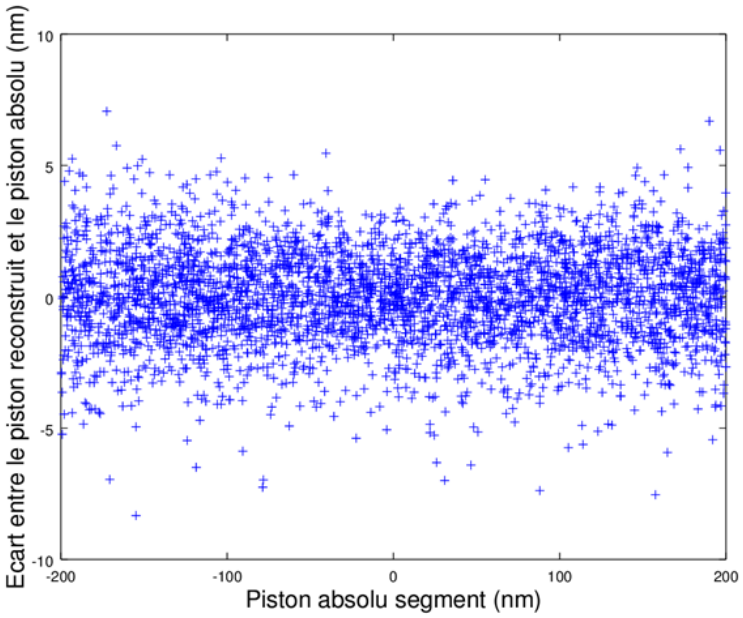


Figure 4-123: Représentation de l'écart (croix bleue) entre les pistons reconstruits mesurés et les pistons absolus envoyés aux éléments.

Les points du nuage sont équitablement répartis autour de zéro, ce qui signifie que l'erreur n'est pas plus importante pour les valeurs élevées de pistons absolus que pour les valeurs faibles. L'écart-type est égal à 1,78 nm rms (λ/550 rms). Cet écart-type est ainsi du même ordre de grandeur que l'erreur-type mesurée (λ/500 rms). Cette mesure confirme que l'élément limitant de notre expérience n'est pas l'interféromètre PISTIL mais bien le miroir segmenté.

Pour quantifier la dispersion des mesures pour un élément, la prochaine expérience va nous servir à étudier la répétabilité pour différents points de la gamme en piston, tip et tilt absolus.

4.2.5.2 Mesure de la répétabilité des éléments

Afin d'étudier complètement la réponse d'un élément par rapport à sa commande, nous allons mesurer sa justesse et sa répétabilité, c'est-à-dire vérifier si à chaque fois qu'une commande identique est envoyée à l'élément, la réponse de l'élément est toujours la même.

Pour cela, nous avons étudié plusieurs points de la gamme de pistons absolus [-200, -100, 0, 100, 200 nm], puis de tips absolus [-500, -200, -100, 0, 100, 200, 500 µrad] et enfin de tilt absolus [-500, -200, -100, 0, 100, 200, 500 µrad] d'un élément.

Le principe de mesure est le suivant pour les pistons absolus pour un élément :

- Prise d'une référence lorsque tous les éléments sont à pistons, tips et tilts nuls
- Prise d'une mesure pour chaque point de la gamme du piston absolu dans l'ordre croissant (soit 5 mesures)
- Changement du piston absolu à une valeur quelconque
- Prise d'une mesure pour chaque point de la gamme du piston absolu dans l'ordre décroissant (soit 5 mesures)
- Changement du piston absolu à une valeur quelconque

Ces quatre dernière étapes ont été réalisées 5 fois, nous avons alors finalement 10 mesures par point de la gamme de piston absolus. Nous avons choisi de tester successivement dans l'ordre croissant puis dans l'ordre décroissant pour vérifier qu'il n'y avait pas de phénomènes d'hystérésis. Enfin, pour chaque mesure, une moyenne de 10 pistilogrammes a été effectuée pour réduire le bruit.

Le même principe de mesure a été utilisé pour tester les gammes de tips et tilts absolus. Les résultats de mesure et de répétabilité (écart-type des 10 valeurs pour chaque point de la gamme) sont résumés dans le Tableau 4-13.

Piston (nm)	Mesure (nm)	Répétabilité (nm rms)		Tip (µrad)	Mesure (µrad)	Répétabilité (µrad rms)		Tilt (µrad)	Mesure (µrad)	Répétabilité (µrad rms)
-200	-196,85	0,61		-500	-492,5	9,0		-500	-500,0	8,3
-100	-99,03	0,50		-200	-192,1	8,7		-200	-198,6	9,7
0	0,12	0,56		-100	-93,0	8,2		-100	-97,2	10,7
100	97,76	0,55		0	9,1	9,3		0	2,5	10,8
200	197,84	0,76		100	111,6	6,4		100	102,7	9,9
				200	209,7	6,6		200	206,1	9,8
				500	507,5	6,9		500	513,9	10,2

Tableau 4-13 : Résumé des mesures réalisées pour tester la répétabilité d'un élément en piston, tip et tilt absolus.

Les résultats pour les pistons absolus montrent que la répétabilité est du même ordre de grandeur quelle que soit la valeur testée, elle vaut en moyenne 0,6 nm rms (λ/1600 rms). Cette répétabilité est supérieure à la résolution en piston de l'interféromètre (0,18 nm rms, soit λ/5400 rms), les valeurs mesurées sont donc bien significatives et sont dues à l'élément. Ensuite, la répétabilité est inférieure à l'incrément minimal des actuateurs (2 nm en réflexion), ce qui signifie que l'élément revient toujours à la même position bien que les valeurs atteintes soient discrétisées à cause de l'incrément minimal. Enfin, le tracé de la mesure en fonction de la commande vient confirmer le biais de calibration de la section 4.2.5.1 puisqu'une pente de 0,986 est à nouveau mesurée.

Concernant les tips et tilts absolus, les répétabilités sont du même ordre de grandeur, 7,9 µrad pour les tips absolus et 9,9 µrad pour les tilts absolus. De même que pour les pistons, les deux valeurs de répétabilités sont supérieures à la résolution de l'interféromètre de 4 µrad. Par contre la pente calculée pour les tips et tilts absolus vaut respectivement 1,01 et 1,00 avec un excellent coefficient de régression supérieur à 0,999 dans les deux cas. Les répétabilités sont également inférieures à la résolution de l'interféromètre, le miroir segmenté est donc le composant limitant lors de nos différentes mesures de surfaces d'onde présentant des pistons, tips et tilts absolus.

Pour aller plus en détail, nous avons décidé d'analyser de faibles variations de pistons, tip et tilts absolus pour voir s'il est possible d'observer l'incrément minimal des actuateurs (4.2.1.2).

4.2.5.3 Mesure de l'incrément minimal des actuateurs des éléments

Afin de confirmer l'hypothèse sur l'incrément minimal des actuateurs (4.2.1.2), deux expériences ont été réalisées, une première où nous avons fait varier seulement le piston absolu d'un élément et une deuxième expérience où nous avons fait varier seulement le tilt absolu d'un élément.

Dans la première expérience, le piston absolu de l'élément central est mesuré entre -5 nm à +5 nm avec un pas de 0,25 nm, les mesures de pistons reconstruits sont affichées dans le graphique Figure 4-124.

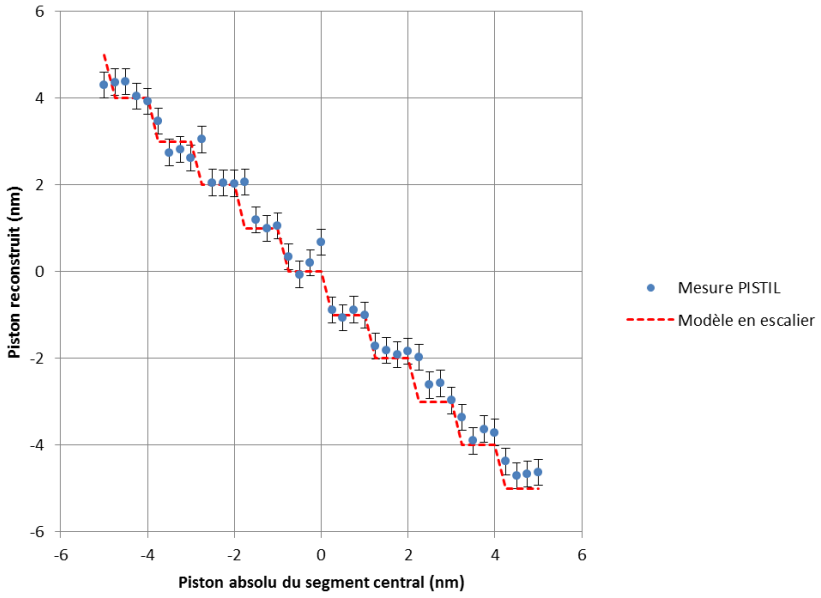


Figure 4-124 : Représentation des pistons reconstruits mesurés avec leur répétabilité (0,3 nm sans réflexion) en fonction du piston absolu commandé à l'élément central (points bleus). L'incrément minimal en piston absolu est représenté par un modèle en escalier (pointillés rouges).

Un modèle en escalier a été représenté (Figure 4-124 en rouge), qui correspond aux différents paliers de 1 nm dus à l'incrément minimal des actuateurs. Nous constatons que les mesures de piston reconstruit suivent bien le modèle, ce qui confirme que les éléments ne peuvent atteindre que certaines valeurs.

Dans la seconde expérience, nous avons cette fois-ci fait varier le tilt absolu de l'élément central de 0 µrad à 10 µrad par pas de 0,5 µrad, puis nous avons mesuré le tilt reconstruit avec l'interféromètre PISTIL (Figure 4-125).

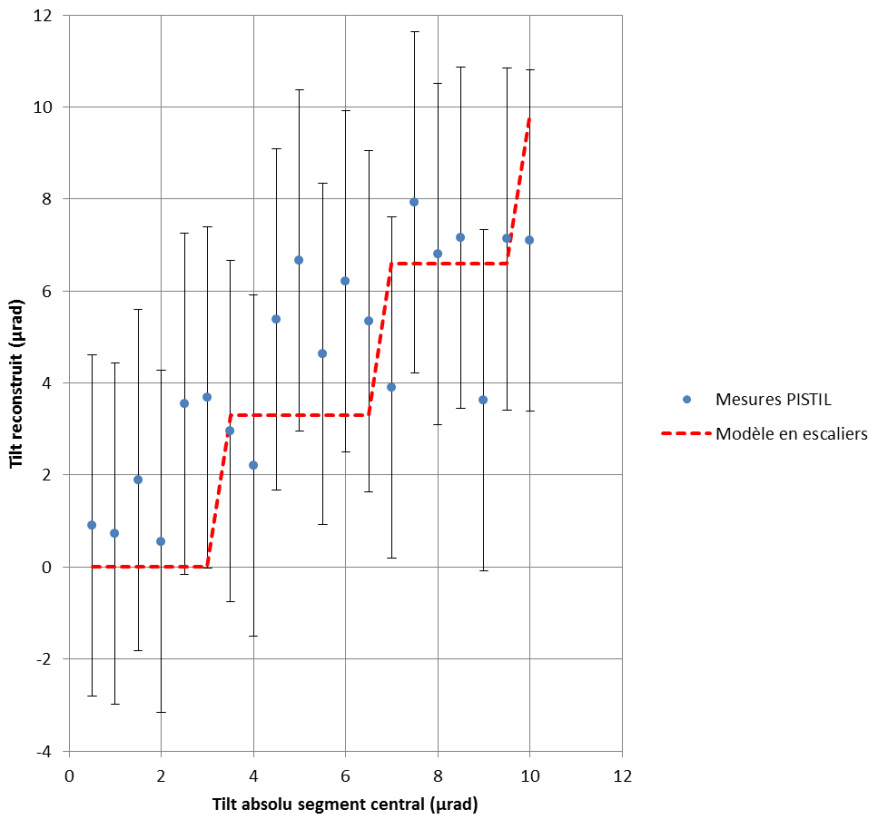


Figure 4-125 : Représentation des tilts reconstruits mesurés avec leur répétabilité (3,7 µrad sans réflexion ni grandissement) en fonction du tilt absolu commandé à l'élément central (points bleus). L'incrément minimal en tilt absolu est représenté par un modèle en escalier (pointillés rouges).

Cette fois-ci, les mesures de tilts reconstruits ne semblent pas suivre le modèle en escalier (incrément minimal de 3,3 µrad estimé). La première explication est que l'interféromètre PISTIL n'a pas une résolution suffisante pour détecter ces variations. Sachant que la résolution moyenne en tilt reconstruit est de 2,39 µrad, en enlevant les effets du grandissement et de la réflexion, la résolution moyenne en tilt au niveau du miroir segmenté est de 0,9 µrad. L'autre explication serait que l'élément cherche à se rapprocher au maximum du tilt absolu au détriment du piston absolu, dans ce cas il existe plusieurs combinaisons des actuateurs permettant de se rapprocher au mieux du tilt absolu sans tenir compte du piston absolu.

Finalement, nous avons réussi à mettre en évidence que les pistons absolus des éléments avaient un incrément minimal dû aux actuateurs d'un élément, qui confirme l'erreur de positionnement décrit dans les caractéristiques du miroir segmenté. Par contre, l'incrément minimal en tip et en tilt absolu semble plus complexe que le modèle en escalier détaillé ici où nous avions par hypothèse supposé que le piston absolu restait nul quelle que soit la valeur de tip ou tilt absolu commandée.

La prochaine et dernière section de ce chapitre va être l'occasion de résumer l'ensemble des résultats acquis tout au long des expériences sur le miroir segmenté avec l'interféromètre PISTIL.

4.2.6 Synthèse des résultats obtenus sur le miroir segmenté

L'interféromètre PISTIL mis au point pour les expériences avec le miroir segmenté possède une résolution de λ/5400 rms en piston absolu, 2,46 µrad rms en tip absolu et 2,39 µrad rms en tilt absolu. Ces performances sont bien supérieures aux critères fixés dans le Chapitre 1 : λ/200 en piston absolu et 10 µrad en tip et tilt absolus.

Les mesures réalisées lorsque le miroir segmenté présentait des pistons, tips et tilts aléatoires, indiquent que la surface d'onde estimée par l'interféromètre est proche de la commande avec une erreur-type de de λ/169 rms en piston absolu, 41,0 µrad rms en tip absolu et 39,4 µrad rms en tilt absolu. Ces mesures auront notamment permis de souligner l'importance du placement du masque de trous par rapport à la surface d'onde mesurée, un moyen de correction a d'ailleurs été proposé pour intégrer ces erreurs directement dans l'algorithme.

Étant donné la résolution de l'interféromètre par rapport aux mesures effectuées, nous avons pu en déduire que le miroir segmenté était finalement l'élément limitant de notre montage. Les mesures de pistons absolus ont permis de confirmer la légère erreur de calibration entre la commande et la valeur effectivement atteinte par les éléments, déjà observée lors de la caractérisation préalable du miroir segmenté.

L'interféromètre a également permis de mesurer une répétabilité identique quelle que soit la valeur étudiée dans la gamme de pistons absolus (0,6 nm rms), de tips absolus (7,9 µrad rms) ou de tilt absolus (9,9 µrad rms). Nous avons également pu confirmer l'incrément minimal des actuateurs pilotant les éléments et montrer qu'il y avait un couplage complexe entre le piston et le tip/tilt lors de la commande.

L'interféromètre PISTIL a ainsi montré d'excellentes performances lors de la mesure du miroir segmenté. Confiant dans notre analyseur, un second prototype, transportable cette fois-ci, sera ainsi mis en place dans le prochain chapitre pour la caractérisation d'une chaine laser du type de celle décrite dans le Chapitre 1.

Chapitre 5 Application de l'interféromètre PISTIL sur un système laser

L'interféromètre a précédemment été testé sur des surfaces d'ondes lacunaires à géométrie cartésienne (SLM, 4.1) et sur des surfaces d'ondes segmentées à géométrie hexagonale (miroir segmenté, 4.2) parfaitement connues et maitrisées. Ces tests ont permis de mettre au point la technique d'analyse des pistilogrammes (3.1) et de qualifier les performances de l'interféromètre PISTIL. Dans ce chapitre, nous allons réaliser les premiers tests sur de vrais faisceaux laser avec la géométrie qui leur est associée et des défauts de phase inconnus.

Dans le cadre de la collaboration ICAN, l'équipe XCAN, dont la chaîne laser a été décrite dans la section 1.1.3, nous a accueillis dans ses locaux pour tester l'interféromètre PISTIL sur leur montage pendant une semaine. Leur système est composé de sept fibres laser dont les faisceaux sont destinées à la combinaison cohérente, capable de fonctionner en boucle ouverte (pas de contrôle de phase des fibres) et en boucle fermée lors de l'activation de la boucle de contrôle commande qui permet la mise en phase des faisceaux. Ce sera ainsi l'occasion de tester l'interféromètre PISTIL sur une surface d'onde différente des précédentes étudiées (Figure 5-126) dans des conditions réalistes, avec une configuration comportant de faibles défauts de piston (boucle fermée) et une autre avec de grandes amplitudes de pistons (boucle ouverte).

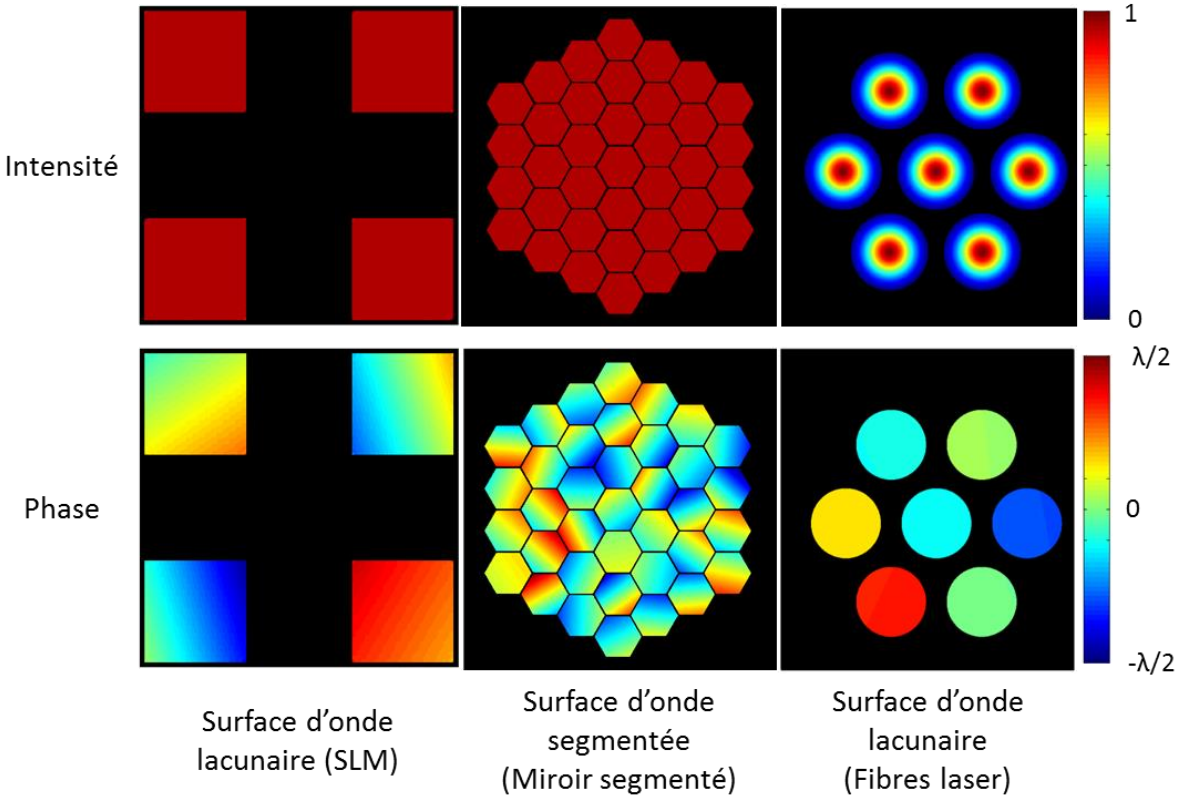


Figure 5-126 : Comparaison des différentes surfaces d'onde étudiées (échelles des dimensions non respectées) par l'interféromètre PISTIL avec la carte d'intensité en haut et la carte de phase en bas. À gauche la surface d'onde lacunaire du SLM, au milieu la surface d'onde segmentée du miroir segmenté et à droite un exemple idéal de surface d'onde provenant de sept fibres laser.

Ces expériences menées sur XCAN permettront également de tester la technique PISTIL sur des fibres laser en régime femtoseconde, c'est-à-dire ayant un large spectre, aspect non encore étudié.

Un autre enjeu est de fournir à l'équipe XCAN des informations sur leur système. Dans un premier temps, l'objectif est de qualifier la qualité de mise en phase de leurs fibres laser quand le système fonctionne en boucle fermée. L'interféromètre PISTIL sera également capable de quantifier, avant mise en œuvre de toute technique de correction, les défauts de leur montage, notamment les problèmes d'alignement grâce à la mesure de tip et de tilt de leurs fibres laser, informations non connues actuellement, et les amplitudes et cadences de pistons de phase à corriger. Dans un premier temps, afin de valider le bon fonctionnement de l'interféromètre, nous pourrons tester deux techniques de mesure simultanément, une première déjà présente sur place, validée et montée par l'équipe de l'école Polytechnique, et l'interféromètre PISTIL.

Les mesures ont été effectuées en collaboration avec Anke Heilmann, qui effectue sa thèse sur XCAN à l'école Polytechnique.

5.1 Le démonstrateur XCAN

Le consortium ICAN vise à démontrer la faisabilité des systèmes lasers utilisant la combinaison cohérente de fibres lasers pour atteindre de fortes puissances crêtes et moyennes (32 J par impulsion avec un taux de répétition de 13 kHz et une puissance crête de 240 TW) en combinant jusqu'à 10000 fibres lasers (Mourou, 2013).

Le projet XCAN, né de la collaboration entre l'école Polytechnique et Thales et mené par Jean-Christophe Chanteloup, vise à réaliser une étape intermédiaire vers le laser ICAN. L'objectif est d'effectuer la combinaison cohérente de 61 fibres lasers amplifiées en régime femtoseconde pour atteindre une puissance moyenne de 500 W.

Ce projet est l'occasion de faire intervenir différentes équipes sur le plateau de Saclay. La partie laser, c'est-à-dire ce qui concerne la mise en place des fibres avec leurs systèmes amplificateurs ainsi que la conception de la tête optique, est réalisé par Thales et l'école Polytechnique. La boucle de contrôle-commande (détection hétérodyne) est conçue par Thales, et un moyen de mesure supplémentaire est réalisé par l'équipe de l'école Polytechnique.

Le schéma général de leur système laser actuel, composé de 7 fibres laser amplifiées, est présenté Figure 5-127.

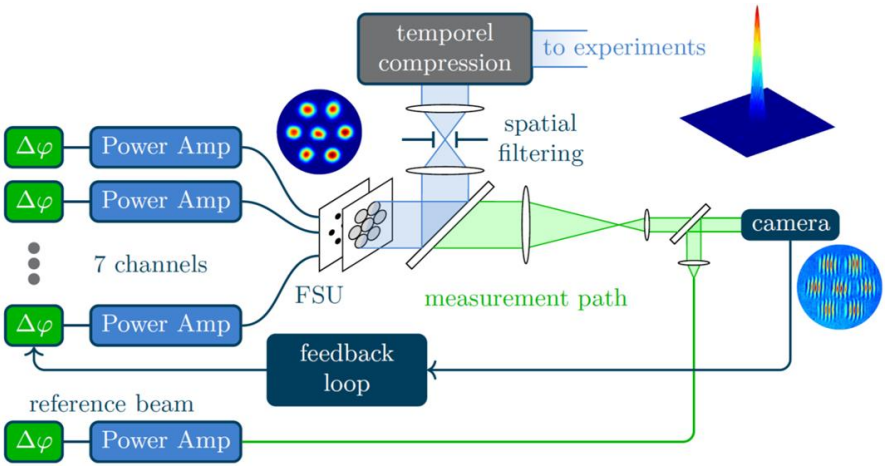


Figure 5-127 : Schéma de l'expérience de la combinaison cohérente de 7 fibres laser amplifiées en régime impulsionnel (Heilmann, 2018).

L'architecture utilisée est une configuration MOPA (Master Oscillator Power Amplifier). L'oscillateur maître génère des impulsions de 300 fs à une longueur d'onde de 1030 nm, ces impulsions sont alors étirées jusqu'à 500 ps avec un étireur (*stretcher* en anglais) puis divisées vers 8 fibres lasers différentes dont une servira de faisceau de référence pour la mesure et le pilotage de la correction des pistons (boucle d'asservissement). Chaque fibre laser est contrôlée par une ligne à retard pour régler le train d'impulsion ainsi qu'un modulateur de phase piézo-électrique pour le réglage fin de la phase des fibres. Chaque faisceau est ensuite amplifiée par un amplificateur (*Power Amp* sur la Figure 5-127). Les sorties de fibres sont alors assemblées de manière hexagonale sur un support rigide (FSU) et les faisceaux sont collimatés grâce à une matrice de micro-lentilles.

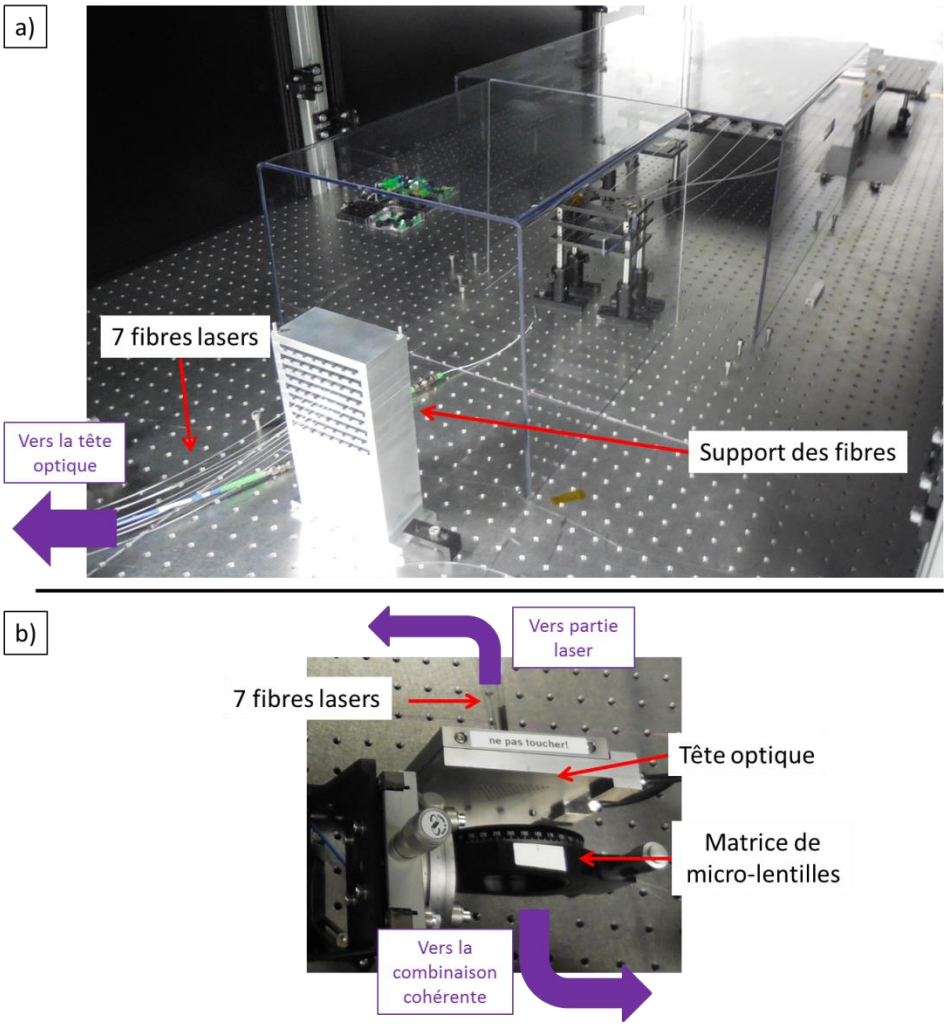


Figure 5-128 : Photo de la partie laser du montage XCAN. En a), photo des fibres lasers avec le support des fibres, en b) photo de la tête optique vue du dessus qui permet une disposition hexagonale des fibres laser et de la matrice de micro-lentilles.

La mise en phase des fibres lasers est réalisée par le dispositif Thales (Le Dortz, 2017) par détection hétérodyne (1.2.2.4). Le principe est d'observer les interférences deux-ondes avec un faisceau de référence étendu à la taille de la pupille de sortie des fibres (Antier, 2014), puis de suivre la translation des franges pour mesurer la phase de chaque fibre laser à une fraction de longueur d'onde près (*measurement path* sur la Figure 5-127).

Étant donnée la disposition hexagonale des fibres dans leur support, le champ lointain au foyer d'une lentille sera formé d'un lobe central accompagné de six lobes secondaires disposés hexagonalement autour du lobe central, une fois les fibres lasers parfaitement en phase. Après avoir filtré les six lobes secondaires (*spatial filtering* sur la Figure 5-127), le lobe central est enfin collimaté puis de nouveau compressé (*temporel compression* sur la Figure 5-127) pour avoir des impulsions de 300 fs.

C'est sur ce système que nous avons pu tester l'interféromètre PISTIL. Pour nos mesures, une partie du faisceau sera prélevée juste après la matrice de micro-lentilles, puis imagée sur l'interféromètre dont l'emplacement sur le marbre est indiqué Figure 5-129.

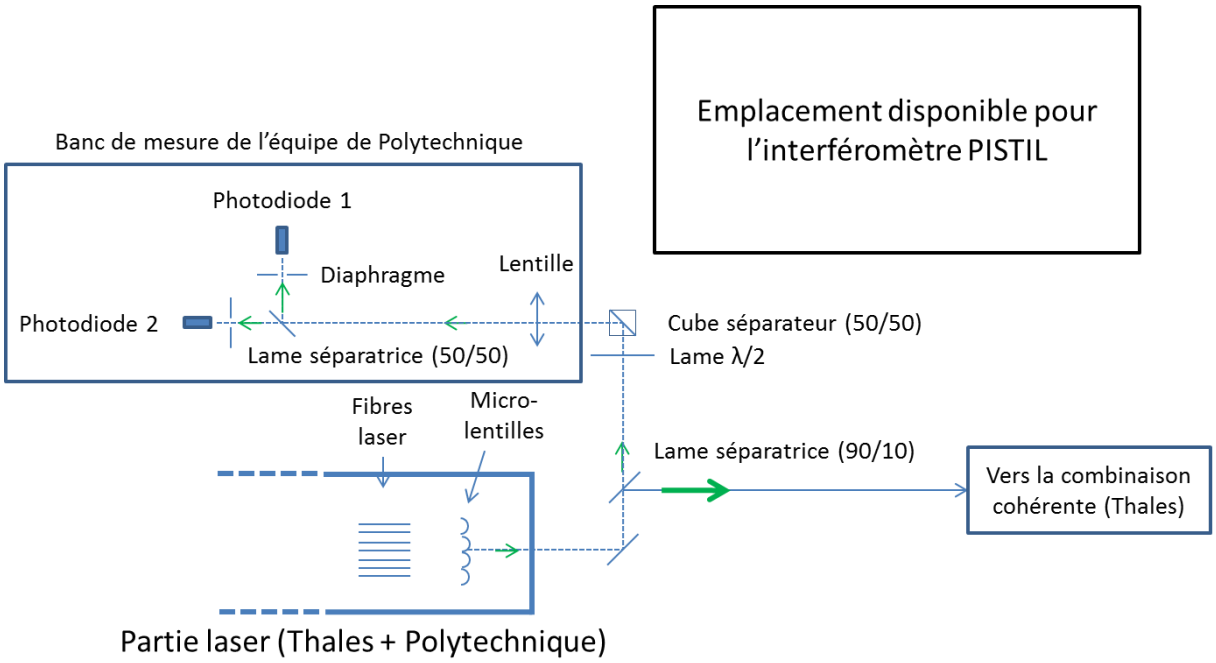


Figure 5-129 : Schéma du montage XCAN. Le faisceau provenant des fibres laser est envoyé en grande partie vers la boucle de contrôle commande réalisée par Thales, tandis que l'autre partie est envoyée vers le banc de mesure de l'équipe de l'école Polytechnique.

Le banc de mesure de l'équipe de l'école Polytechnique permet d'analyser le système d'interférence entre deux fibres laser en champ lointain (au foyer d'une lentille). Par cette méthode, les mesures ne peuvent être faites que deux fibres par deux fibres. Les franges sont alors composées seulement d'interférences deux-ondes. Pour mesurer la variation de piston relatif entre les deux fibres, il faut pouvoir mesurer l'évolution de la translation des franges. Pour cela, le faisceau est divisé grâce à une lame séparatrice 50/50 vers deux photodiodes. Un diaphragme est placé devant chaque photodiode qui permet de ne sélectionner qu'une infime partie du système de franges. Pour mesurer la phase, les deux photodiodes sont placées en quadrature de phase par rapport au système de franges ; par exemple l'une au maximum d'intensité, et l'autre en quadrature (Figure 5-130).

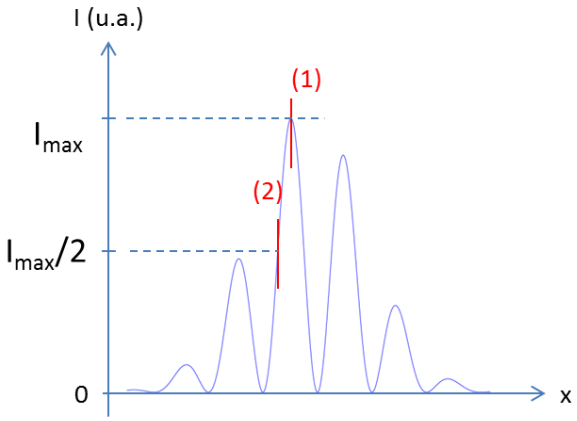


Figure 5-130 : Principe de mesure du déphasage d'un système de franges par quadrature de phase. La photodiode 1 est placée pour mesurer le maximum d'intensité, tandis que la seconde photodiode est placée en quadrature de phase où l'intensité est égale à la moitié de l'intensité maximale.

L'intensité des deux photodiodes est enregistrée sur un oscilloscope pour ensuite pouvoir calculer la phase.

Ce système de mesure va servir de point de comparaison à l'interféromètre PISTIL dont la description est effectuée dans la prochaine section.

5.2 Prototype de l'interféromètre PISTIL mis en place

Le prototype de l'interféromètre mis en place doit tenir compte des dimensions de la surface d'onde lacunaire, obtenue à partir de la matrice de micro-lentilles. L'interféromètre PISTIL conçu lors des expériences avec le miroir segmenté va subir une modification mineure pour être adapté à la surface d'onde à analyser. Les critères de dimensionnement sont imposés par les dimensions de la matrice de micro-lentilles. Il faudra donc adapter les dimensions du masque de trous à la surface d'onde. De plus, comme un des objectifs est d'atteindre une cadence de mesure élevée, nous réduirons la taille du pistilogramme sur la caméra tout en conservant un échantillonnage suffisant des pétales pour leur analyse.

5.2.1 Dimensionnement de l'interféromètre

La surface d'onde à analyser est celle créée dans le plan de la matrice de micro-lentilles, qui permet de collimater les faisceaux divergents en sortie des fibres. La distance entre les centres des faisceaux, équivalente à la distance entre les centres des micro-lentilles, est égale à 3,2 mm ± 1 µm (Figure 5-131).

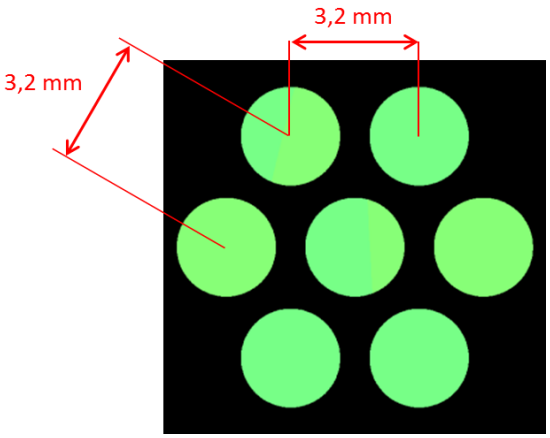


Figure 5-131 : Surface d'onde lacunaire avec un maillage hexagonal régulier constituée par les faisceaux provenant des sept fibres laser collimatées par les micro-lentilles. La distance entre les centres de deux faisceaux adjacents est de 3,2 mm.

La disposition des faisceaux étant hexagonale, nous allons pouvoir réutiliser le même interféromètre déjà utilisé pour le miroir segmenté en adaptant les dimensions du masque de trous pour qu'elle corresponde à la surface d'onde avec un afocal de grandissement G_1 (Figure 5-132). La surface d'onde est lacunaire, néanmoins le masque de trous reste nécessaire puisque le diamètre des

faisceaux ne respecte pas le critère d'être inférieur à la moitié de la distance entre les centres de deux faisceaux.

Pour augmenter la cadence de mesure, il faut pouvoir réduire la taille du pistilogramme sur la caméra. Pour cela, nous allons modifier l'afocal imageur du masque de trous sur la caméra en prenant un grandissement G_2 plus petit que celui utilisé pour l'expérience avec le miroir segmenté tout en veillant à ce qu'il y ait suffisamment de franges ainsi que de pixels par frange pour permettre l'analyse des pétales. Le schéma complet du montage est affiché Figure 5-132.

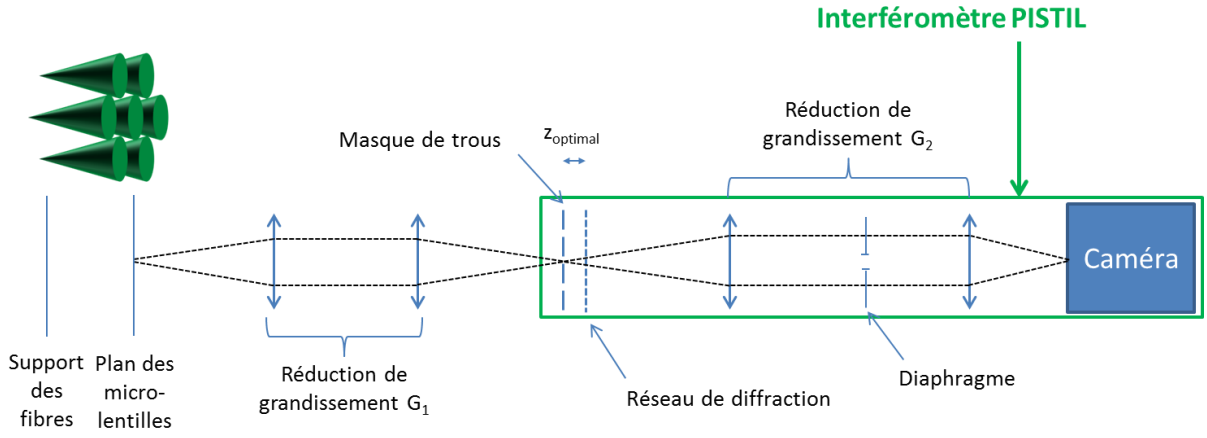


Figure 5-132 : Schéma pour l'analyse de la surface d'onde représentée dans le plan des micro-lentilles.

Nous allons réutiliser les mêmes composants dans la même configuration que pour l'expérience avec le miroir segmenté :

- le masque de trous de 300 µm de diamètre dont les centres sont espacés de 606 µm
- le réseau de diffraction diffractant six ordres hexagonalement avec un pas du réseau de Bravais de 97 µm
- la caméra avec des pixels de 5×5 μm^2, sensible dans la bonne gamme de longueur d'onde.

La surface disponible sur le marbre du montage XCAN étant limitée (Figure 5-129), il faut que la distance focale minimale de la première lentille de l'afocal de grandissement G_1 soit supérieure à 1 m. Le choix des lentilles est finalement le suivant :

- G_1 = 0,175 avec deux lentilles de 1145 mm et 200 mm de focale.
- G_2 = 0,34 avec deux lentilles de 250 mm et 85 mm de focale.

Avec ces grandissements, le pistilogramme sera constitué de pétales avec un nombre de franges égal à 6,2, avec 3,3 pixels par frange.

L'interféromètre a alors été installé sur un support transportable et rigide pour être emmené jusqu'au laboratoire du LULI (Figure 5-133), il représente ainsi un moyen de mesure non intrusif. De cette façon, l'analyseur dans sa version légèrement modifiée pourra être caractérisé et étalonné dans notre laboratoire avec le miroir segmenté, puis emmené au laboratoire du LULI pour une utilisation directe, sans réglage ni calibration préalable.

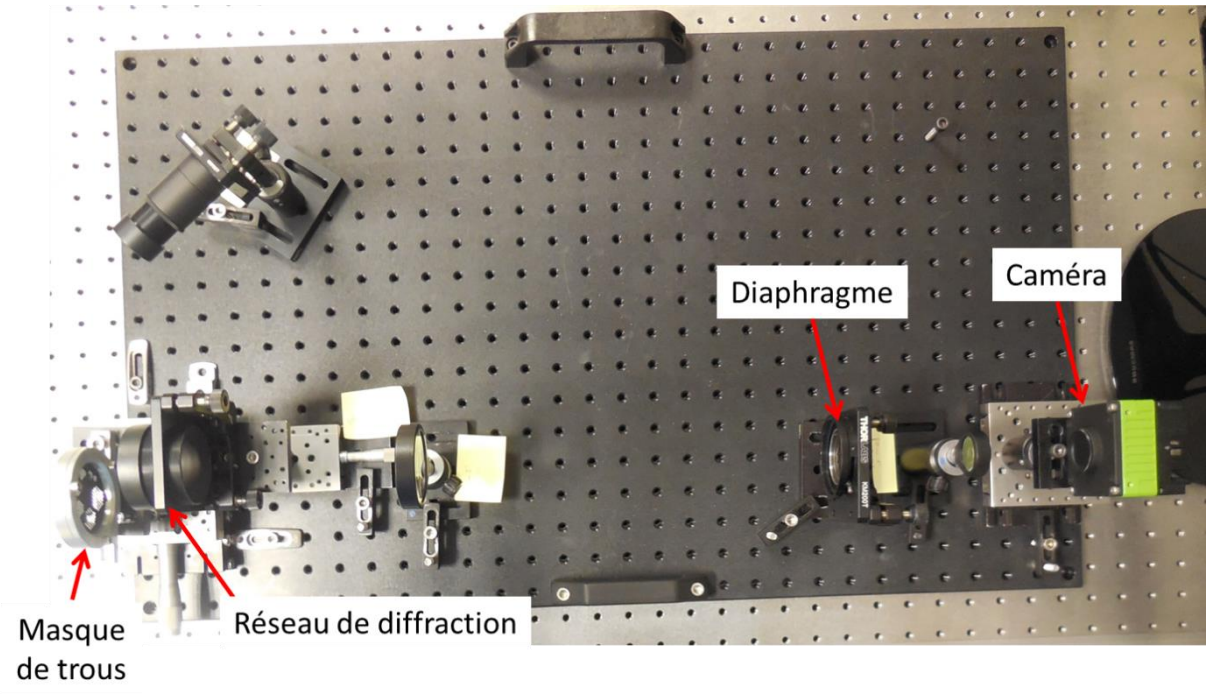


Figure 5-133 : Photo de l'interféromètre PISTIL sur son support rigide.

5.2.2 Caractérisation préalable

Cette caractérisation préalable est similaire à celle menée pour la précédente version de l'interféromètre. L'objectif est de vérifier ses performances en résolution et erreur-type. Les deux versions de l'interféromètre PISTIL ayant une géométrie hexagonale identique, nous nous sommes servis du miroir segmenté.

La Figure 5-134 permet de comparer les dimensions des pistilogrammes obtenus entre l'ancienne et la nouvelle version de l'interféromètre.

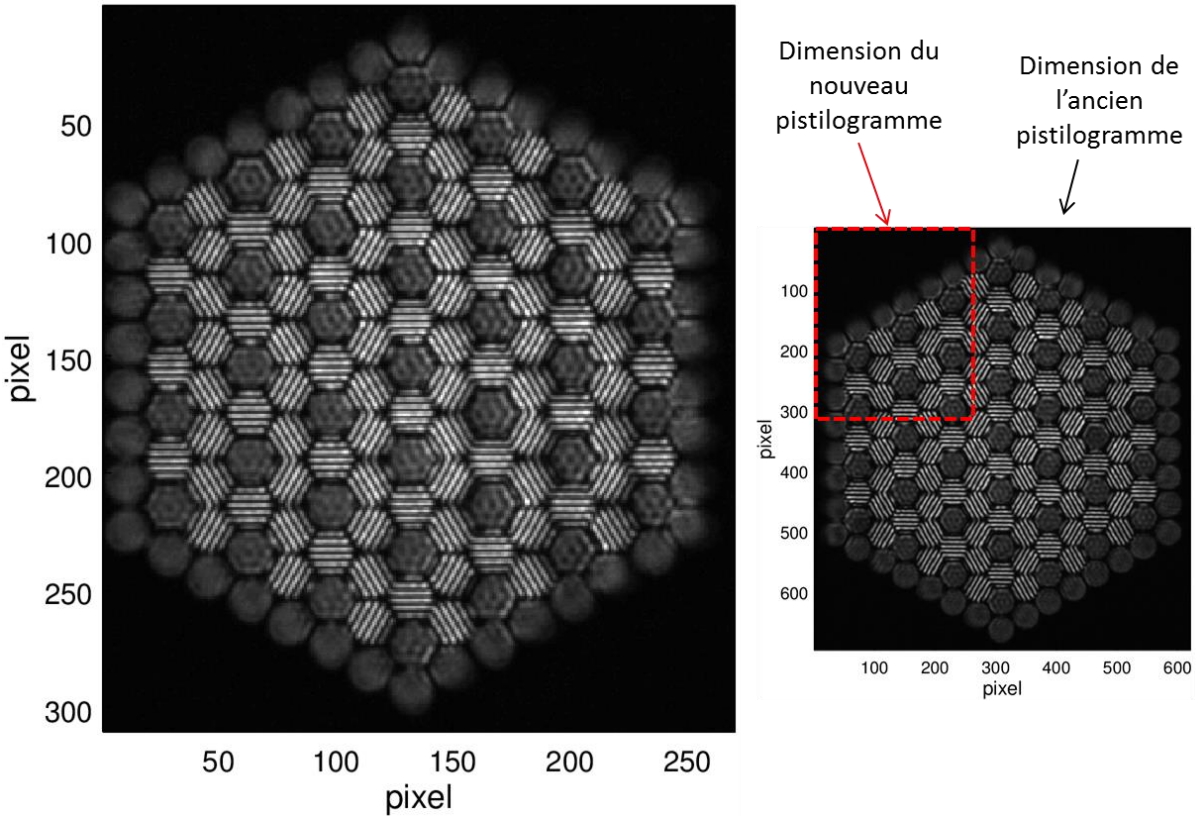


Figure 5-134 : À gauche, pistilogramme expérimental obtenu avec la nouvelle version de l'interféromètre PISTIL sur le miroir segmenté. À droite, comparaison des dimensions du nouveau (pointillé rouge) et de l'ancien pistilogramme.

Expérimentalement, les pétales sur la nouvelle version possèdent environ 6 franges (6,2 en théorie) et environ 3,2 pixels par franges (3,3 en théorie), ce qui est conforme à nos attentes.

Dans l'objectif de comparer les performances entre l'ancienne et la nouvelle version de l'interféromètre, les valeurs de résolution et d'erreur-type ont été ramenées dans le plan du masque de trous, c'est-à-dire en entrée de l'instrument. Pour cela, nous avons multiplié les valeurs de tip et de tilt retournées par l'algorithme d'analyse des pistilogrammes par le grandissement de l'afocal permettant d'imager le masque de trous sur la caméra (grandissement de 0,75 pour l'ancienne version, et 0,34 pour la nouvelle version).

	Piston (nm rms)		Tip (µrad rms)		Tilt (µrad rms)	
	Relatif	Reconstruit	Relatif	Reconstruit	Relatif	Reconstruit
Résolution	0,47	0,18	2,96	1,85	3,36	1,79
Erreur-type	0,52	0,28	4,5	2,64	5,33	3,26

Tableau 5-14 : Résolutions et erreurs-type moyennes pour les pistons, tips et tilts, relatifs et reconstruits, pour le précédent interféromètre PISTIL (Tableau 4-12), rapportées dans le plan du masque de trous. Les tips et tilts sont corrigés d'un facteur 0,75 dû au grandissement entre le masque de trous et la caméra.

	Piston (nm rms)		Tip (µrad rms)		Tilt (µrad rms)	
	Relatif	Reconstruit	Relatif	Reconstruit	Relatif	Reconstruit
Résolution	1,41	0,27	7,38	4,27	7,54	4,72
Erreur-type	1,29	0,44	10,39	6,31	9,80	6,35

Tableau 5-15 : Résolutions et erreurs-type moyennes pour les pistons, tips et tilts, relatifs et reconstruits, pour la nouvelle version de l'interféromètre PISTIL, rapportées dans le plan du masque de trous. Les tips et tilts sont corrigés d'un facteur 0,34 dû au grandissement entre le masque de trous et la caméra.

Ramenées dans le plan du masque de trous, les performances pour les valeurs reconstruites de la nouvelle version sont plus mauvaises que l'ancienne, environ deux fois plus élevées. Cette dégradation est notamment due à la régression effectuée sur un plus faible nombre de pixels disponibles dans le pétale, ce qui augmenterait l'incertitude de mesure. Néanmoins, ces performances restent conformes aux objectifs fixés dans la section 1.2.1, à savoir λ/200 pour les pistons reconstruits et de 10 µrad pour les tips et tilts reconstruits.

Un test rapide a ensuite été effectué pour vérifier si cette nouvelle version de l'interféromètre PISTIL fonctionne correctement. Une expérience similaire à celle réalisée dans la section 4.2.4.3 a été menée. Nous avons acquis 100 pistilogrammes pour lesquels les pistons absolus étaient compris aléatoirement dans la gamme –λ/10 et +λ/10, soit entre –λ/5 et λ/5 après réflexion. Les tips et les tilts absolus des éléments sont pris dans la gamme -80 µrad à 80 µrad. Après réflexion et le grandissement G_2, les tips et tilts absolus sont alors compris dans la gamme [-0,5 mrad ; +0,5 mrad].

Les résultats montrent que l'erreur-type moyenne en pistons reconstruits est de 2,44 nm rms (λ/400 rms). Étant donné que l'erreur-type moyenne en piston est limitée par l'incrément minimal en piston absolus des éléments du miroir segmenté (2 nm en réflexion), il semble difficile d'évaluer l'impact réel sur la mesure de pistons absolus. Par contre, les erreurs-type moyennes en tips et tilts reconstruits sont respectivement de 32,8 µrad rms et 43,2 µrad rms, légèrement plus élevé que les résultats avec le précédent interféromètre (respectivement de 30,8 µrad rms et 29,6 µrad rms), les résultats étant comparés dans le plan du masque de trous.

En conclusion, nous avons pu adapter la précédente version de l'interféromètre PISTIL, juste en modifiant l'afocal imageant le masque de trous sur la caméra, pour réduire la taille du pistilogramme et augmenter la cadence de mesure disponible. Potentiellement, avec les dimensions de la matrice de pixels de la caméra, cet interféromètre serait capable de mesurer jusqu'à 29 couronnes de fibres disposés hexagonalement, soit jusqu'à 2800 fibres laser simultanément. Enfin, une caractérisation rapide a permis de montrer qu'il y avait une légère dégradation des performances de mesure, mais que celles-ci remplissent cependant les objectifs initiaux fixés dans le premier chapitre de ce manuscrit.

L'interféromètre a alors pu être amené sur le montage XCAN pour son installation. La section suivante sera consacrée aux différentes expériences menées sur le système laser de l'équipe XCAN.

5.3 Utilisation de l'interféromètre PISTIL sur le montage XCAN

L'interféromètre PISTIL a été transporté jusqu'au laboratoire du projet XCAN pour être intégré sur le montage pendant une semaine (Figure 5-135 et Figure 5-136).

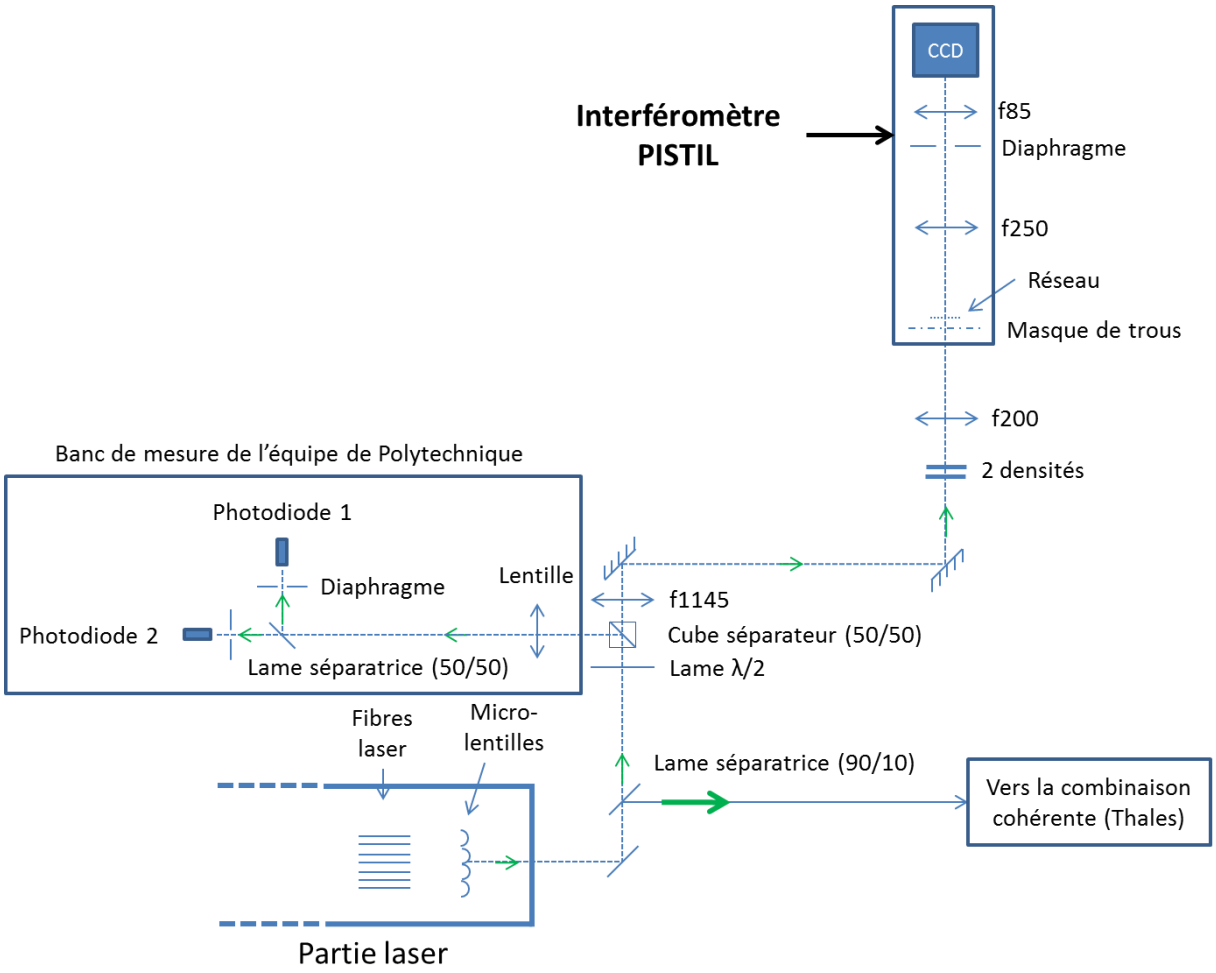


Figure 5-135 : Schéma du montage final avec l'intégration de l'interféromètre PISTIL pour la caractérisation de la surface d'onde provenant de la matrice de micro-lentilles.

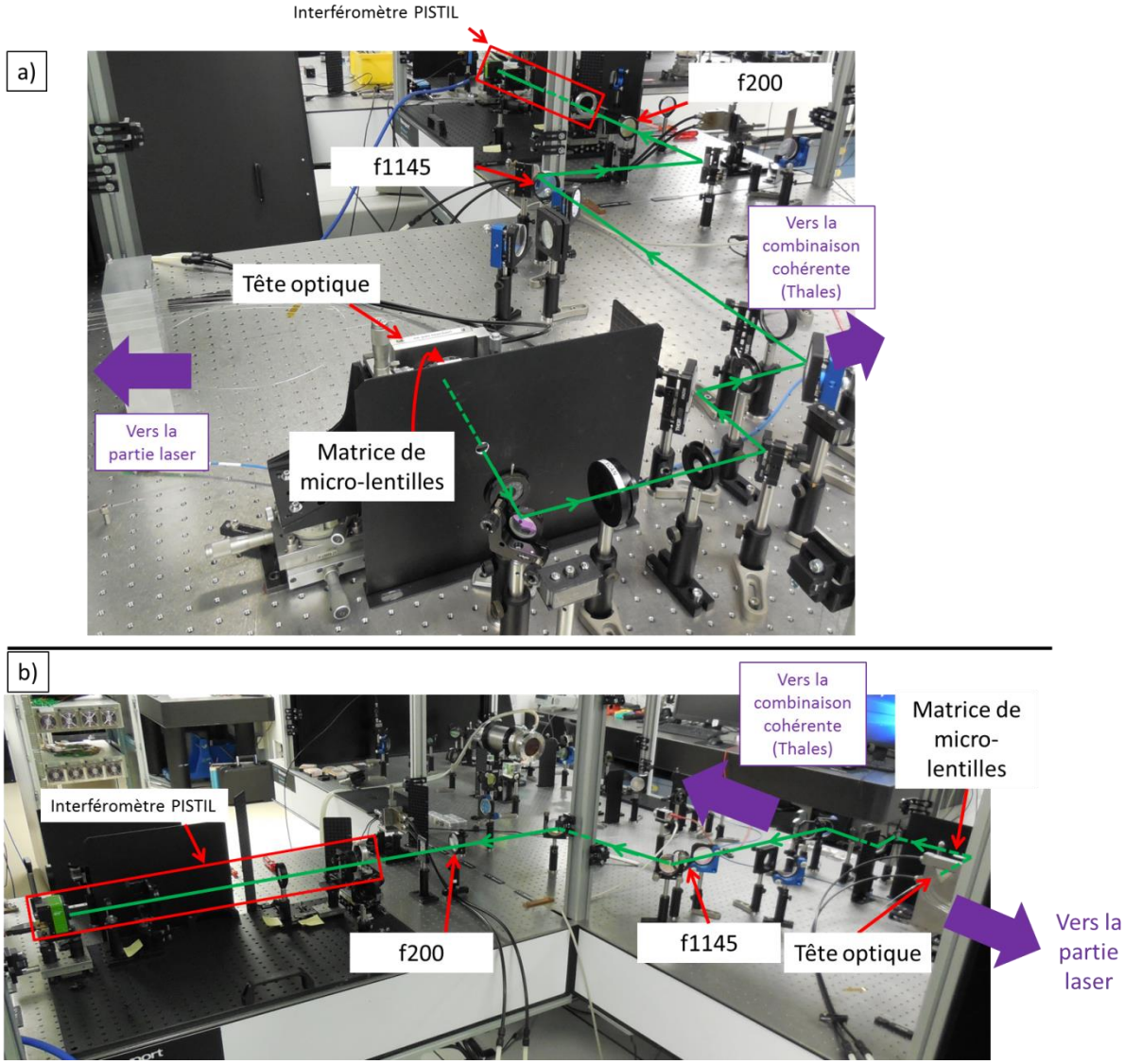


Figure 5-136 : Photo de l'installation de l'interféromètre PISTIL sur le montage XCAN. En a), photo prise depuis la depuis la tête optique, en b), photo prise depuis l'interféromètre PISTIL.

Le faisceau lumineux provenant de la matrice de micro-lentilles passe à travers une première lame séparatrice où 90 % du faisceau est envoyé vers le système de combinaison cohérente réalisé par Thales. Les 10 % restant passent d'abord à travers une lame demi-onde réglée pour laisser passer le minimum d'intensité puis est divisé par un cube séparateur 50/50 : une partie vers le banc de mesure de l'école Polytechnique et l'autre partie vers l'interféromètre PISTIL. Enfin, sur le trajet de l'afocal destiné à imager les micro-lentilles sur le masque de trous (f1145 et f200), deux densités successives ont été placées pour éviter de saturer et surtout d'endommager la caméra de l'interféromètre.

Un résumé des principaux objectifs sera réalisé, puis nous décrirons ensuite le pistilogramme obtenu pour l'analyse de la surface d'onde formée par les sept fibres laser après collimation par la matrice de micro-lentilles. Les résultats des différentes expériences seront alors présentés et discutés.

5.3.1 Les objectifs attendus des mesures sur le montage XCAN

Ces mesures seront l'occasion de tester l'interféromètre PISTIL sur un cas réel et inconnu pour lequel celui-ci a été originalement conçu. Nous pourrons aussi vérifier si l'interféromètre est capable de mesurer des fibres laser en régime femtoseconde, c'est-à-dire en large spectre qui n'a pas encore été étudié jusqu'ici, mais aussi des faisceaux à profils gaussiens.

Cette semaine de mesure a permis de répondre à divers objectifs. Pour l'équipe de l'école Polytechnique, l'interféromètre PISTIL représente un moyen indépendant supplémentaire de diagnostic des faisceaux des fibres laser en plus de leur propre système de mesure, avec l'avantage complémentaire de permettre une évaluation commune de l'ensemble des fibres plutôt qu'une comparaison deux à deux. Une confrontation des résultats obtenus sur un même signal sera un bon moyen de valider la pertinence des deux systèmes de mesures. Une qualification de la mise en phase des sept fibres laser simultanément pourra leur être fournie. Nous pourrons également leur apporter des informations utiles sur l'alignement de leurs fibres laser grâce aux mesures de tips et de tilts effectuées par l'interféromètre PISTIL, ainsi que les variations de tips et tilts éventuels lors du fonctionnement de leur système en boucle fermée.

5.3.2 Description et discussion du pistilogramme obtenu

Pour obtenir un pistilogramme complet avec l'ensemble de ses pétales, il faut veiller à ce que les trains d'impulsions soient suffisamment en phase pour que les franges d'interférences soient visibles. Un réglage grâce aux lignes à retard appliquées sur les fibres laser permet ainsi de mettre grossièrement en phase les fibres laser.

Le pistilogramme obtenu à partir des fibres laser en régime impulsionnel est présenté Figure 5-137.

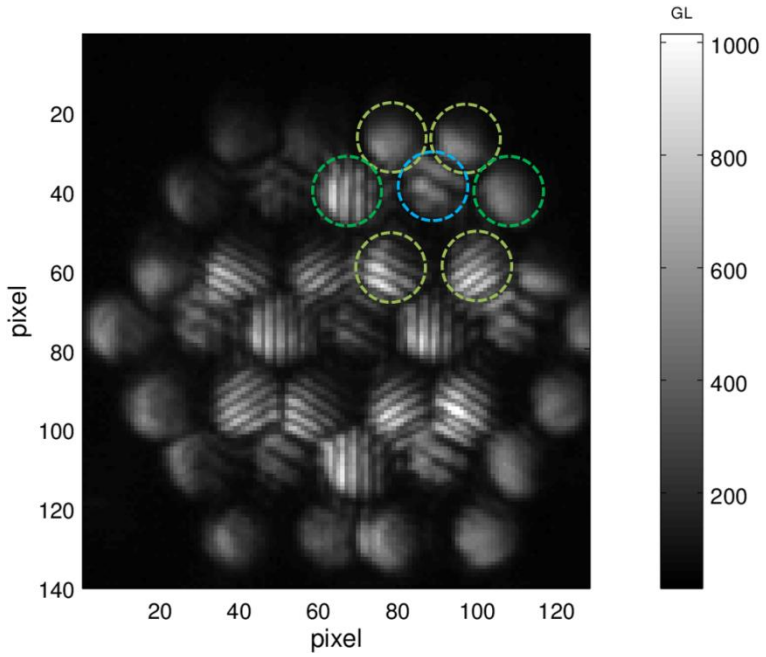


Figure 5-137 : Pistilogramme obtenu avec l'interféromètre PISTIL sur les sept fibres laser en régime impulsionnel du système XCAN. Nous avons indiqué un exemple d'une sous-pupille obtenue à partir d'une fibre laser, avec en cyan l'ordre zéro et en vert les répliques.

Le pistilogramme fait 140×128 pixels^2 et les pétales font environ 16 pixels de diamètre. Nous constatons que le pistilogramme est sensiblement différent des pistilogrammes observés jusqu'ici avec les précédents interféromètres. Tout d'abord, nous constatons l'effet « gaussien » sur les répliques et les pétales, dû au profil gaussien en sortie des fibres laser. Le fait que les franges existent sur les pétales est également la preuve que la technique PISTIL fonctionne en régime impulsionnel, c'est-à-dire avec des faisceaux à larges spectres, justifiant le caractère achromatique de la technique PISTIL (2.6.3).

De plus, nous constatons que les répliques en vert clair semblent être toutes décentrées vers le bas par rapport à l'ordre zéro et ceci de manière identique pour toutes les sous-pupilles. Plusieurs hypothèses ont été proposées pour expliquer ce phénomène.

Le décentrement pourrait provenir d'un mauvais alignement de l'interféromètre PISTIL. Or, les mesures effectuées lors de la caractérisation préalable ont permis d'exclure cette hypothèse (Figure 5-138). En effet, l'interféromètre a été transporté tel quel sans modifications.

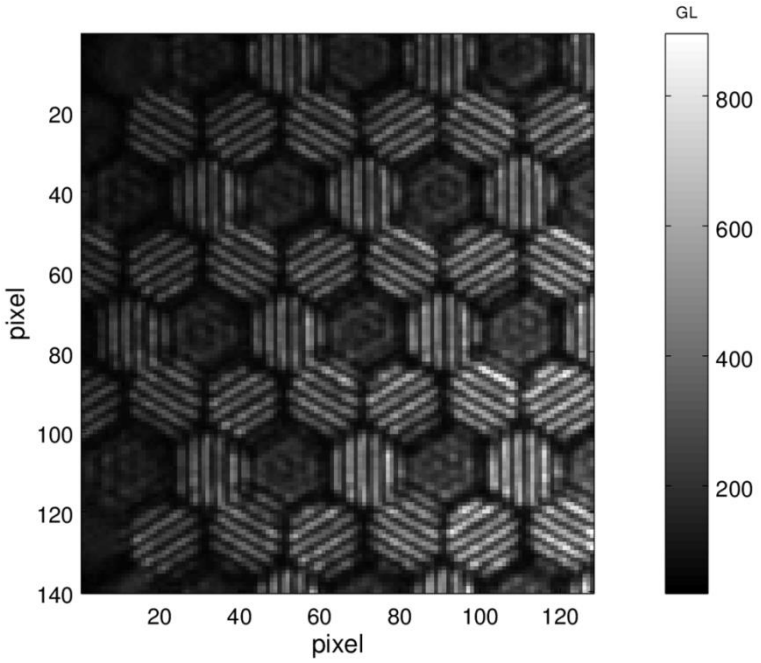


Figure 5-138 : Pistilogramme obtenu avec l'interféromètre PISTIL à partir d'une référence en onde plane.

Une deuxième hypothèse pourrait être un décentrement entre le support des fibres lasers et la matrice de micro-lentilles, les deux composants n'étant pas parfaitement alignés. Néanmoins, nous avons pu translater la matrice de micro-lentilles par rapport au support des fibres, sans que ceci ait une incidence visible sur le pistilogramme.

Un mauvais alignement, que ce soit de l'afocal imageur de la matrice de micro-lentilles sur le masque de trous ou bien du prototype de l'interféromètre lui-même a également été évoqué. Nous avons cependant pu passer du temps à modifier notre montage sans réussir à améliorer le pistilogramme.

Une dernière hypothèse envisagée serait une erreur de pointé des fibres laser par rapport à la matrice de micro-lentilles. Il serait possible que le support des fibres laser soit incliné de telle manière à ce que le plan de sortie de chacune des fibres ne soit pas parallèle à la matrice de micro-lentilles. N'ayant pas eu à disposition un moyen de contrôle de l'inclinaison des fibres lasers, cette hypothèse n'a pas pu être testée.

En conclusion, nous avons réussi à exclure plusieurs hypothèses qui pourraient expliquer le décentrement des répliques vers le bas du pistilogramme. Il reste cependant une hypothèse non vérifiée d'une erreur de pointé des fibres laser par rapport à la matrice de micro-lentilles. Le pistilogramme obtenu reste néanmoins mesurable avec l'algorithme de traitement mis en place dans le Chapitre 3.

5.3.3 Mise en accord des deux systèmes de mesures

Afin de vérifier que les mesures fournies par l'interféromètre PISTIL sont correctes, l'idée a été de confronter les résultats avec le système de mesure de l'école Polytechnique. Étant donné que le

système de mesure de l'école Polytechnique n'est capable de mesurer que le déphasage entre deux fibres laser, seulement deux fibres laser adjacentes ont été gardées allumées pour ces expériences.

Le pistilogramme de l'interféromètre sera donc composé de deux sous-pupilles et d'un seul pétale (Figure 5-139). Nous serons alors moins précis dans cette configuration car chaque fibre n'est mesurée qu'une fois et non pas six, il s'agit d'un cas défavorable.

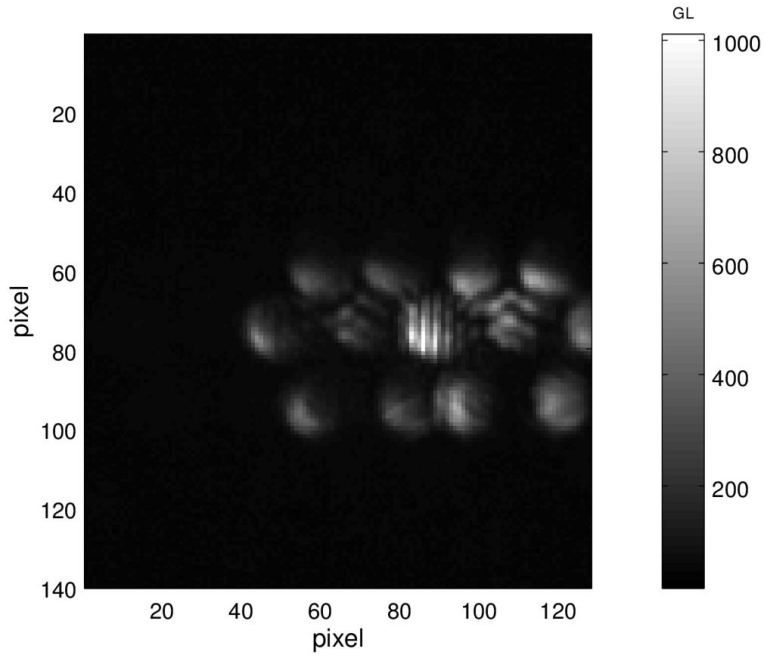


Figure 5-139 : Pistilogramme obtenu avec un seul pétale lorsque seulement deux fibres laser sont allumées.

Le système de mesure de l'équipe de l'école Polytechnique renseigne sur la différence de phase entre les deux fibres laser, ce qui est identique au piston relatif du pétale mesuré par l'interféromètre PISTIL. Il va donc être possible de comparer directement les deux résultats obtenus.

La première expérience consistera à étudier un signal inconnu en laissant les deux fibres laser dériver en boucle ouverte. La seconde expérience sera d'étudier ces deux mêmes fibres laser en boucle fermée, nous comparerons alors la densité spectrale de puissance des deux expériences pour mesurer l'impact de la boucle de contrôle commande.

5.3.3.1 Comparaison des deux systèmes de mesure sur un signal inconnu

Le principe de l'expérience consiste à laisser allumées les deux fibres laser en les laissant en boucle ouverte, c'est-à-dire sans activer la boucle de contrôle-commande permettant de contrôler le piston de chaque fibre. De cette manière, le piston de chaque fibre laser va dériver aléatoirement au cours du temps et les deux systèmes devraient a priori mesurer le même piston relatif.

La mesure a été réalisée pendant 100 secondes à une fréquence d'acquisition de 2,5 kHz pour les deux systèmes de mesures avec un déclenchement simultané. La mesure du piston relatif ne pouvant être comprise qu'entre $-\lambda/2$ et $\lambda/2$, nous avons vérifié que l'évolution du piston relatif entre deux mesures consécutives était bien inférieure à λ, il est alors possible de suivre le piston relatif

même si la dérive du piston relatif devient supérieure à λ. Les résultats de la variation de piston relatif pour les deux systèmes sont présentés Figure 5-140.

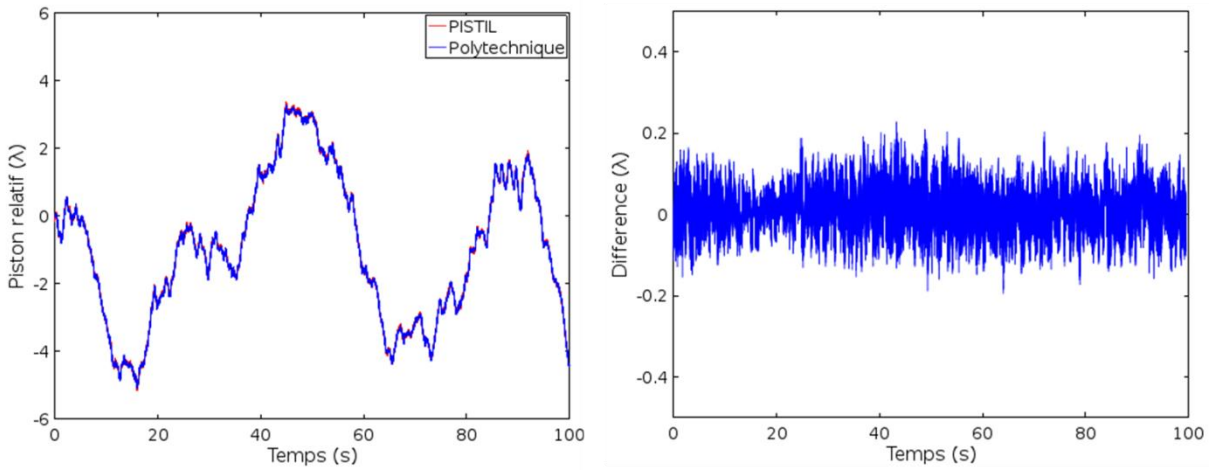


Figure 5-140 : A gauche, mesure du piston relatif entre deux fibres laser en boucle ouverte avec l'interféromètre PISTIL et le système de mesure en quadrature de phase de l'équipe de l'école Polytechnique, et à droite la différence entre les deux mesures.

Les résultats montrent que les deux systèmes de mesures sont parfaitement en accord sur un signal inconnu avec un coefficient de corrélation de 0,999. La différence entre les deux signaux indique que la différence semble aléatoire avec un écart-type égal à λ/20. Cette valeur est supérieure à la résolution en piston relatif de l'interféromètre (λ/750 rms), ce qui pourrait s'expliquer par le fait que le trajet des faisceaux mesurés est différent, notamment en espace libre (Figure 5-135), la turbulence de l'air serait ainsi différente modifiant alors les signaux mesurés différemment. Il est également possible que la résolution du banc de l'école Polytechnique soit inférieure à celle de l'interféromètre.

L'expérience suivante a consisté en l'étude du fonctionnement de ces deux fibres laser en boucle fermée pour analyser de quelle manière la boucle de contrôle commande agit sur les pistons des deux fibres laser.

5.3.3.2 Mesures des deux fibres laser en boucle fermée

La configuration des systèmes de mesure est gardée identique et l'expérience a été réitérée cette fois-ci lorsque la boucle de contrôle commande était activée. Les mesures de la variation du piston relatif entre les deux fibres sont également effectuées simultanément par les deux systèmes de mesures.

Afin de quantifier l'impact de la boucle de contrôle commande, nous avons calculé la densité spectrale de puissance (DSP) en rad^2/Hz (unité classiquement utilisée, la division par 2π aboutirait à des $\mu m^2/Hz$) pour les quatre mesures effectuées : deux mesures sur le piston relatif en boucle ouverte et deux mesures sur le piston relatif en boucle fermée (Figure 5-141). La DSP est donnée par le module au carré de la transformée de Fourier du signal éventuellement multiplié par une fenêtre d'apodisation, divisé par la durée totale de l'acquisition. La DSP permet ainsi d'avoir accès au

contenu fréquentiel du signal et de déterminer quelles sont les fréquences dominantes dans le signal mesuré.

À cause de la fréquence de Nyquist, les fréquences accessibles se situent entre 0 et la moitié de la cadence de mesure, soit 1250 Hz.

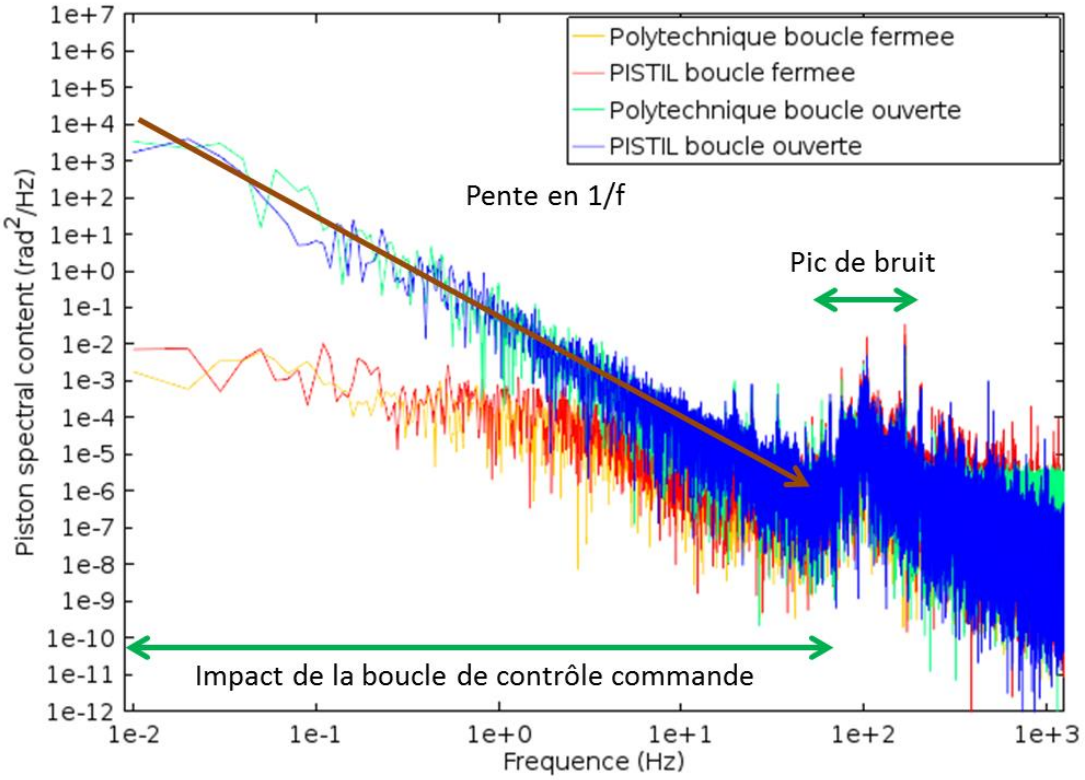


Figure 5-141 : Densités spectrales de puissance des mesures de piston relatif en boucle ouverte (PISTIL : bleu foncé, Polytechnique : bleu clair) et en boucle fermée (PISTIL : rouge, Polytechnique : orange).

Nous constatons tout d'abord que les mesures de l'école Polytechnique et de l'interféromètre PISTIL sont très similaires, les courbes suivent les mêmes tendances sur les deux mesures. La pente caractéristique de bruit en 1/f, prédominante en basse fréquence en boucle ouverte, est corrigée par la boucle de contrôle commande. Nous avons pu calculer que l'efficacité de correction était inférieure à -3 dB à partir de 55 Hz, la boucle de contrôle serait donc sensiblement efficace pour les fréquences entre 0 Hz et environ 55 Hz en boucle fermée. Cependant, le pic de bruit autour de 100 Hz n'est pas corrigé par la boucle de contrôle commande. Ce pic pourrait notamment être dû à l'air conditionné du laboratoire ou encore de la ventilation des pré-amplificateurs de chaque fibre laser (Heilmann, 2018).

Les mesures réalisées jusqu'ici ont porté sur le piston relatif entre deux fibres laser adjacentes permettant de comparer deux systèmes de mesures différents. Les précédentes expériences ont permis de confirmer la capacité de l'interféromètre PISTIL sur la mesure d'un pétale du pistilogramme. Dans la prochaine expérience, nous allons mesurer le système laser avec les sept fibres allumées simultanément pour accéder aux pistons, tips et tilts reconstruits.

5.3.4 Mesures sur le système avec sept fibres laser

Dans cette section, deux expériences différentes seront menées. La première consistera à observer les sept fibres lasers lorsque le système passe de boucle fermée à boucle ouverte, nous étudierons la capacité de l'interféromètre PISTIL à mesurer de faibles variations de pistons absolus, mais aussi des variations importantes supérieures à la longueur d'onde.

Dans la seconde expérience, nous mesurerons les sept fibres laser en boucle fermée à la plus haute cadence disponible et discuterons des résultats obtenus en pistons, tips et tilts reconstruits.

La numérotation adoptée pour les fibres et les pétales est affichée Figure 5-142.

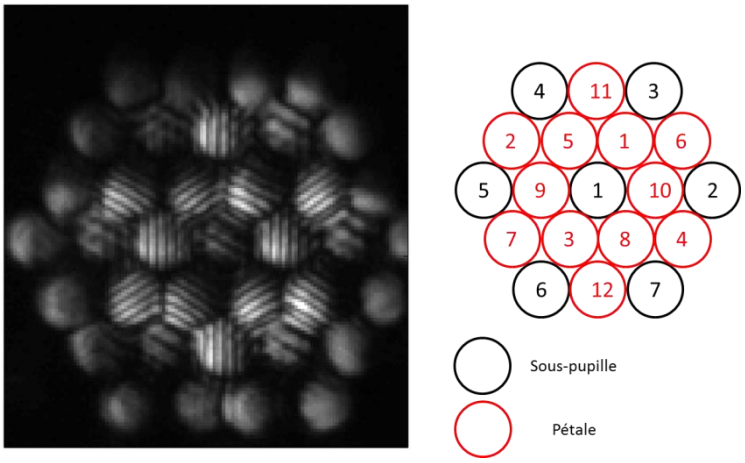


Figure 5-142 : Numérotation des sous-pupilles (fibres laser) en noir et des pétales en rouge.

Au préalable, des mesures rapides avec l'interféromètre PISTIL ont été réalisées sur la fibre centrale, où nous avons fait varier le piston absolu grâce à la ligne à retard de 0 à 3 radians. Un coefficient de régression de 0,999 a été calculé, montrant que les résultats sont conformes. Cela a permis de vérifier que la ligne à retard réagit bien de manière linéaire et aussi que l'interféromètre PISTIL est capable de mesurer correctement un défaut maitrisé.

5.3.4.1 Passage de boucle fermée à boucle ouverte

L'expérience réalisée dans la section 5.3.3 a servi à vérifier notamment que l'interféromètre était capable de suivre le piston relatif entre deux fibres laser. Dans l'expérience suivante, nous allons vérifier la capacité de l'interféromètre à suivre simultanément les variations des pistons reconstruits des sept fibres laser, que ce soit de faibles variations (boucle fermée) ou des dérives de pistons absolus pouvant être supérieures à la longueur d'onde.

Pour cela, nous avons pris des mesures sur 10 s à une fréquence d'acquisition de 2500 Hz. À environ t = 4 s, la boucle de contrôle commande est interrompue, les pistons des fibres ne sont alors plus contrôlés et peuvent dériver dans le temps.

Nous avons vu précédemment que le piston relatif en boucle ouverte pouvait dépasser λ, il faut ainsi d'abord déplier les pistons relatifs avant d'appliquer la méthode d'intégration (3.4) pour

calculer les pistons reconstruits. Les variations des pistons reconstruits des sept fibres laser sont affichées Figure 5-143 en ayant pris la première mesure de la série comme référence.

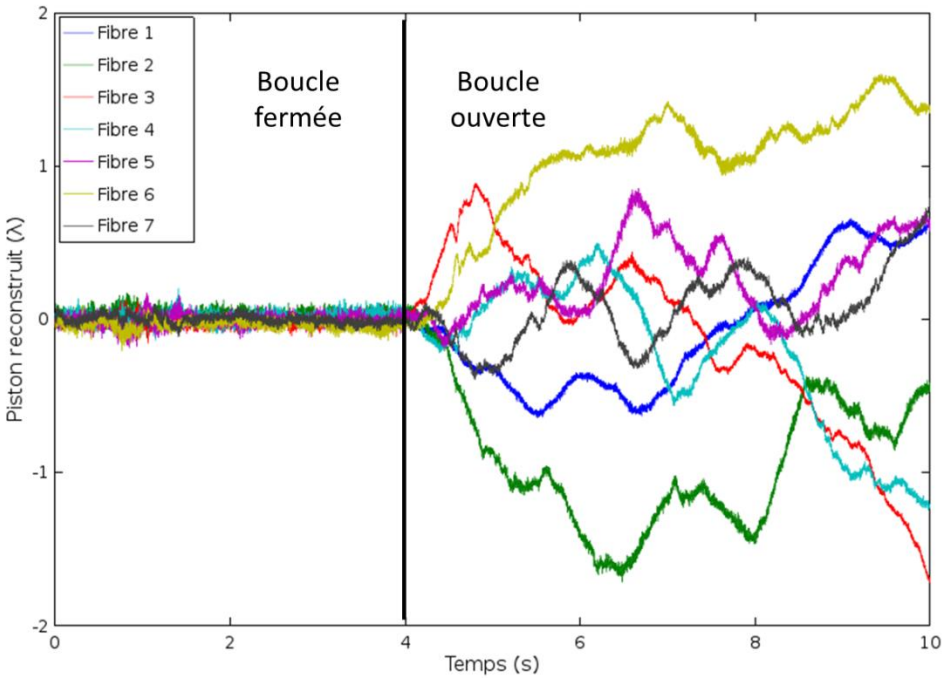


Figure 5-143 : Mesures du piston reconstruit des sept fibres lasers pendant 10 s à 2,5 kHz. À t = 4 s, la boucle de contrôle commande est éteinte, le système passe alors en boucle ouverte.

Le passage de boucle fermée à boucle ouverte est bien visible sur les pistons reconstruits des sept fibres laser, celles-ci se mettent à dériver de manière aléatoire indépendamment les unes des autres. Quelques exemples de surfaces d'ondes reconstruites dans le plan des micro-lentilles sont présentées Figure 5-144.

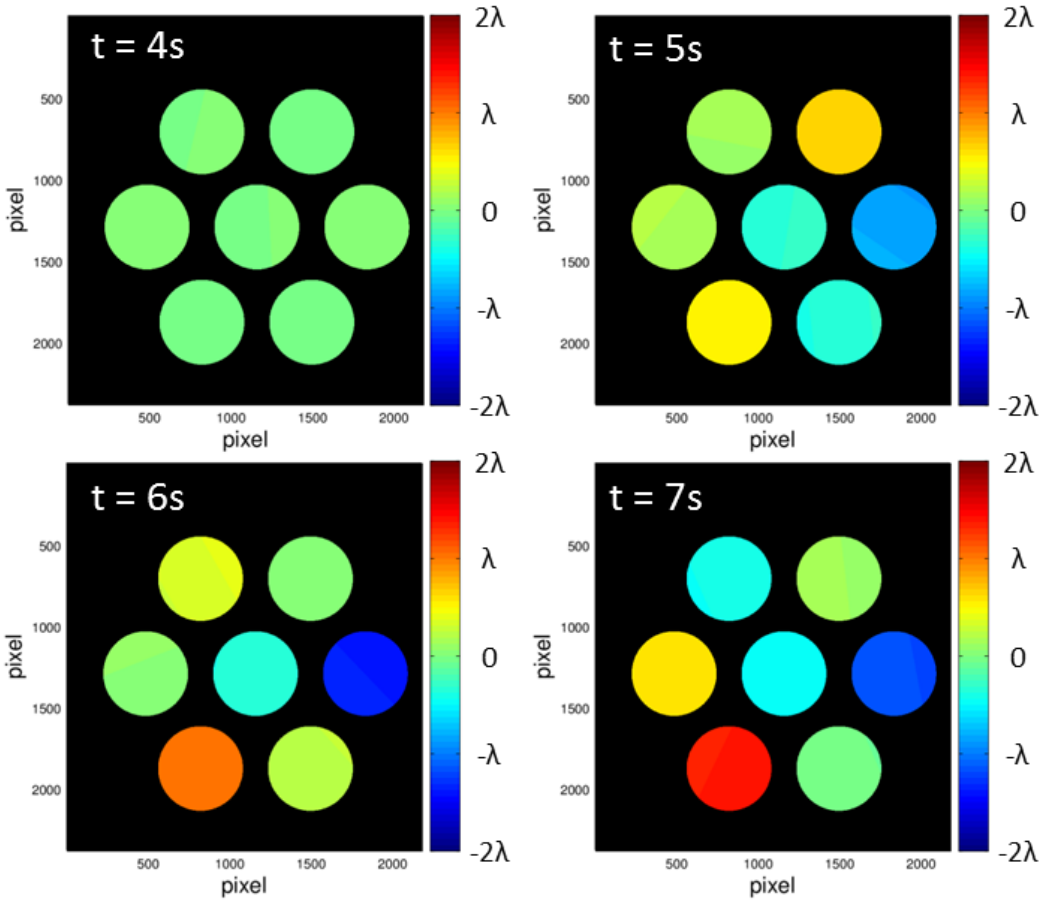


Figure 5-144 : Surfaces d'ondes reconstruites dans le plan des micro-lentilles à t = 4s, t = 5s, t = 6s et t = 7s.

Les surfaces d'onde reconstruites Figure 5-144 montrent que l'essentiel des variations est dû à la variation des pistons reconstruits. Les tips et tilts reconstruits, en étant ramenés dans le plan des micro-lentilles, ont été largement réduits par le grandissement des deux afocaux du montage, ils sont donc peu visibles. Lors du fonctionnement en boucle fermée, les tips et tilts reconstruits de chaque fibre varient avec un écart-type moyen de 4 µrad rms, et de 12 µrad rms en boucle ouverte. Nous constatons ainsi que les tips et tilts reconstruits varient très peu au cours du temps par rapport au pistilogramme de référence (à t = 0 s), que ce soit en boucle fermée ou en boucle ouverte.

Nous avons analysé les relations de clôtures, tel que décrit dans la section 3.4.3, sur la partie en boucle fermée puis sur la partie en boucle ouverte. Nous avons mesuré un écart-type à 1 sigma de 1,7 nm en boucle fermée, et de 7 nm en boucle ouverte. Cette différence s'explique par l'amplitude des défauts en boucle ouverte, jusqu'à plusieurs longueurs d'onde qui amplifient nécessairement le bruit.

Nous avons alors tracé l'écart-type à 3 sigmas en boucle fermée et en boucle ouverte avec leurs valeurs respectives pour la fibre 1. Concernant la boucle ouverte, nous avons enlevé la partie basse fréquence pour observer le comportement du signal et rajouté également les courbes à 1 sigma (Figure 5-145).

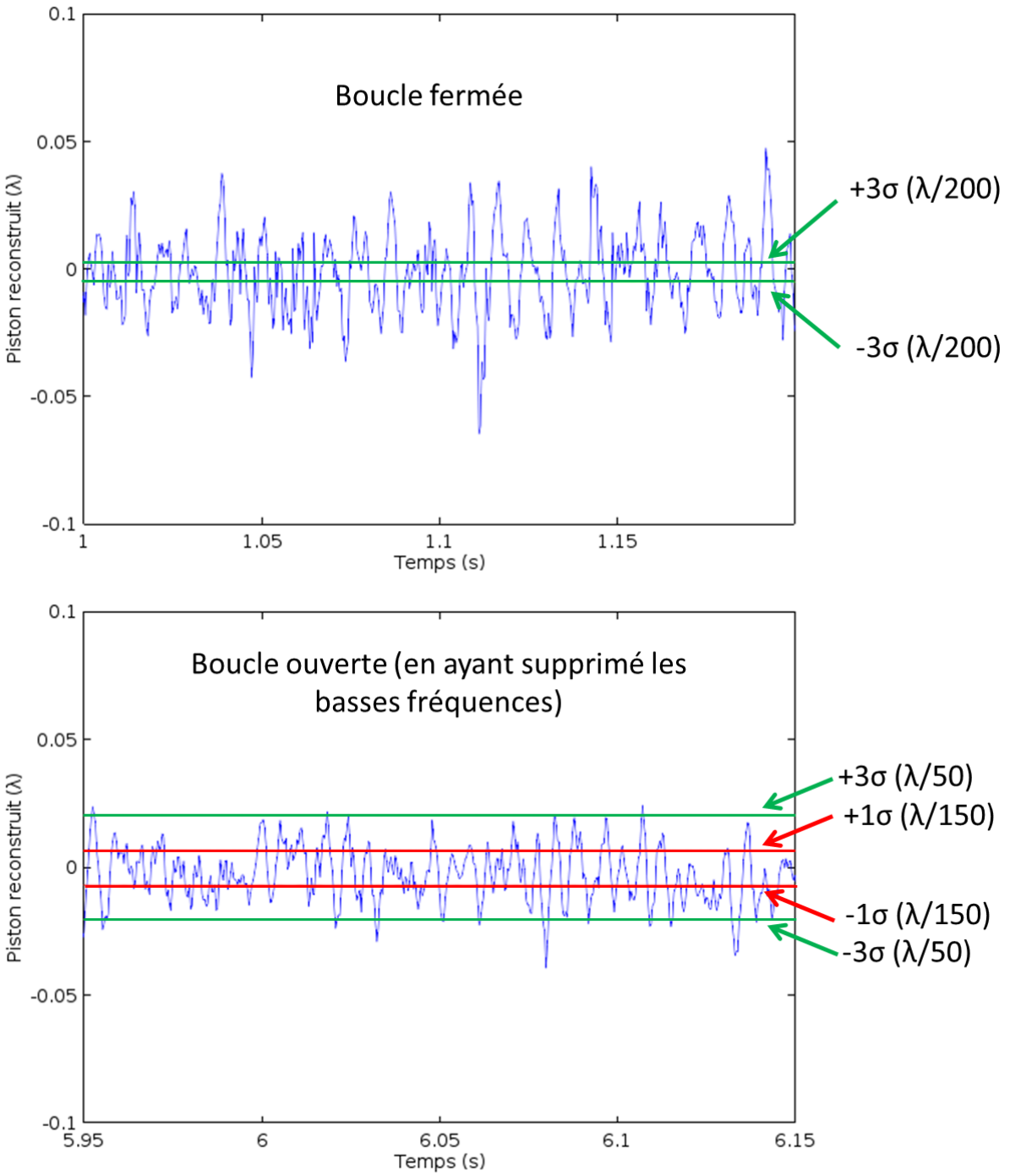


Figure 5-145 : En haut, tracé du signal entre 1 et 1,2 s (boucle fermée) avec l'écart-type à 3 sigmas (λ/200) calculé en boucle fermée. En bas, tracé du signal entre 5,95 s et 6,15 s (boucle ouverte) en ayant supprimé la partie basse fréquence, avec l'écart-type à 1 sigma (λ/150) et l'écart-type à 3 sigmas (λ/50) calculés en boucle ouverte.

Lors de la mesure en boucle fermée (Figure 5-145 en haut), nous constatons que l'amplitude du piston reconstruit de la fibre est supérieure à la valeur à ±3 sigmas, ce qui montre que les valeurs mesurées sont bien significatives et qu'elles proviennent de la fibre laser.

Par contre, en boucle ouverte (Figure 5-145 en bas), le piston reconstruit mesuré est compris dans les ±3 sigmas, mais il reste supérieur aux valeurs à ±1 sigmas. Ceci signifie que nous approchons des limites de l'interféromètre puisque nous mesurons bien un signal provenant de la fibre (valeurs

supérieures à ±1 sigmas), mais nous n'avons pas la résolution suffisante (valeurs inférieures à ±3 sigmas) pour déterminer si ce bruit provient effectivement de la fibre laser. Il faut néanmoins tenir compte du fait que l'écart-type à 3 sigmas mesuré en boucle ouverte est un majorant du bruit de l'interféromètre puisque cette valeur tient compte du bruit en basse fréquence alors qu'elle est représentée sur le signal où les basses fréquences ont été retirées.

Un second point intéressant à noter est que l'amplitude des défauts en boucle ouverte, en ayant soustrait la contribution des basses fréquences, est de l'ordre de $\lambda/25$ alors que l'amplitude des défauts en boucle fermée est de l'ordre de $\lambda/13$. Il se trouve ainsi que l'amplitude est supérieure en boucle fermée par rapport à l'amplitude en boucle ouverte. Le piston des fibres laser ne subirait ainsi plus la dérive qui se produit en boucle ouverte, néanmoins le bruit mesuré serait supérieur lors l'activation de la boucle de contrôle commande.

Pour tenter d'expliquer ce dernier phénomène, nous allons réaliser une dernière expérience en étudiant simultanément les sept fibres laser en boucle fermée à la cadence maximale disponible de la caméra, ce qui permettra d'étudier la densité spectrale de puissance jusqu'à de hautes fréquences.

5.3.4.2 Mesures en boucle fermée

Dans cette expérience, nous avons choisi d'exploiter toutes les capacités de l'interféromètre PISTIL, les sept fibres laser vont ainsi être mesurées simultanément pour remonter à leurs caractéristiques de pistons, tips et tilts reconstruits. L'expérience consiste ainsi à mesurer le système pendant 100 secondes à une cadence d'acquisition de 4255 Hz lorsqu'il fonctionne en boucle fermée.

Pistons

Nous avons alors calculé les densités spectrales de puissance des fibres laser en piston, tip et tilt reconstruits. Un exemple pour un piston reconstruit est affiché Figure 5-146.

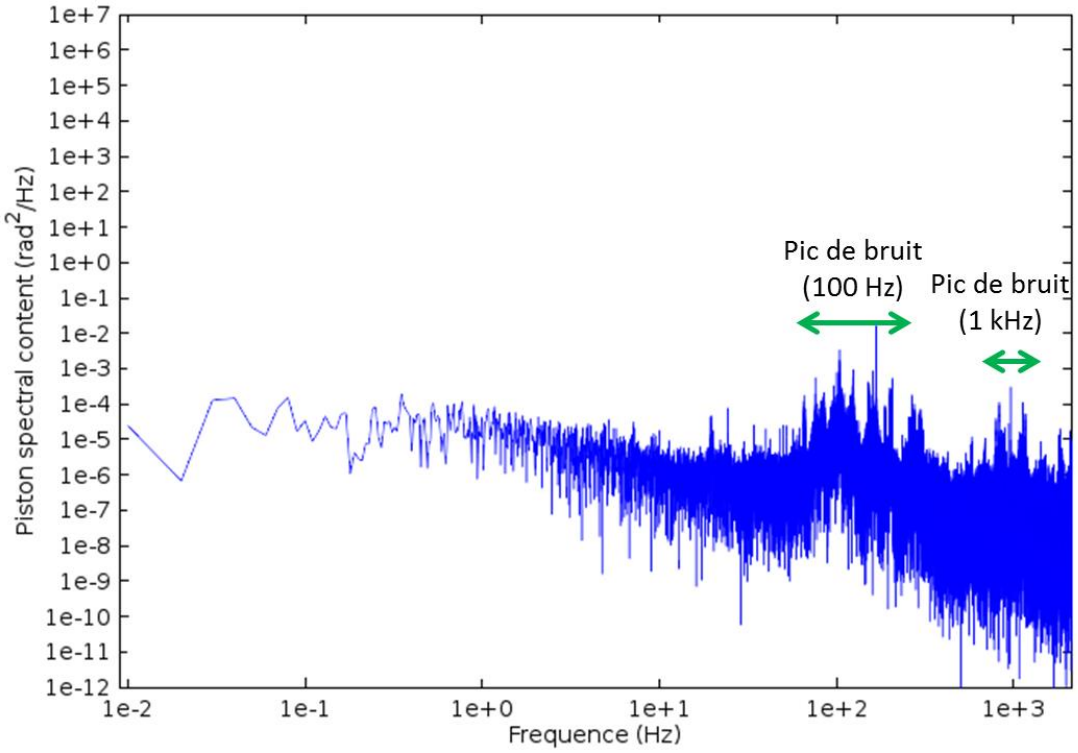


Figure 5-146 : Densité spectrale de puissance pour un des pistons reconstruits (fibre n°1).

Nous constatons toujours un pic de bruit autour de 100 Hz, comme lors des mesures du piston relatif avec seulement deux fibres laser. Cependant, il semble y avoir un bruit supplémentaire autour de 1 kHz qui n'apparaissait pas précédemment. L'hypothèse serait que ce pic de bruit proviendrait de la boucle de contrôle commande elle-même qui fonctionne justement à 1 kHz. De plus, ce pic de bruit supplémentaire pourrait expliquer pourquoi l'amplitude de la variation des pistons reconstruits était supérieure en boucle fermée par rapport à la boucle ouverte, la boucle de contrôle commande corrigerait ainsi correctement la dérive des pistons des fibres laser, mais introduirait un bruit supplémentaire dû à la boucle elle-même.

Pour estimer la pertinence des mesures, nous avons également calculé les relations de clôtures disponibles dans le pistilogramme. L'écart-type moyen des six estimations de l'erreur de piston reconstruit $\widehat{A}_\iota$ est égal à 1,7 nm rms (λ/600 rms), ce qui est du même ordre de grandeur que lors de l'expérience précédente. La Figure 5-147 montre la représentation du piston reconstruit avec l'incertitude à 3 sigmas.

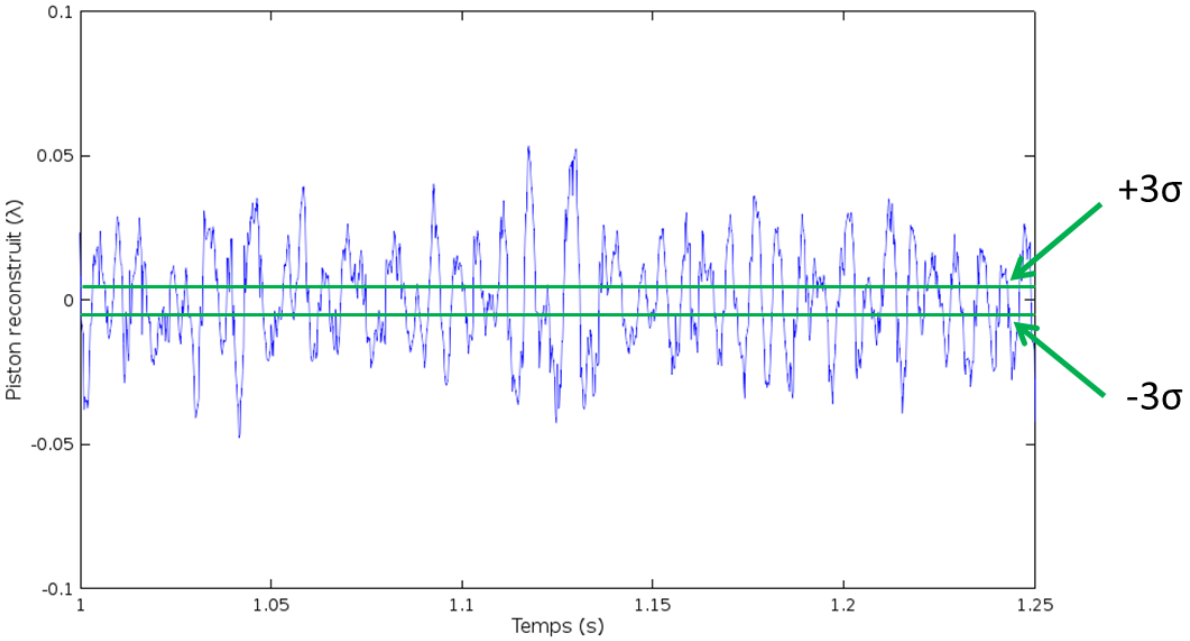


Figure 5-147 : Tracé du signal entre 1 s et 1,25 s (boucle fermée). Les droites vertes représentent l'incertitude à 3 sigmas.

Le piston reconstruit mesuré étant supérieur aux trois sigmas, nous pouvons conclure que les variations mesurées proviennent bien de la fibre laser car elles sont supérieures au bruit de l'interféromètre. Cela permet ainsi de valider que les pics de bruit observés dans les densités spectrales de puissance sont bien significatives et dépendent des fibres laser.

Enfin, nous avons pu noter pour les pistons reconstruits un écart-type d'environ λ/50 rms. Cette valeur semble être pertinente puisqu'elle est du même ordre de grandeur que celle d'un système équivalent avec 19 fibres laser non amplifiées (Le Dortz, 2017).

Tip et tilt

De la même manière que pour les pistons, nous avons calculé les densités spectrales de puissance pour les tips et les tilts reconstruits pour toutes les fibres laser. Un exemple d'un tilt reconstruit est affiché Figure 5-148.

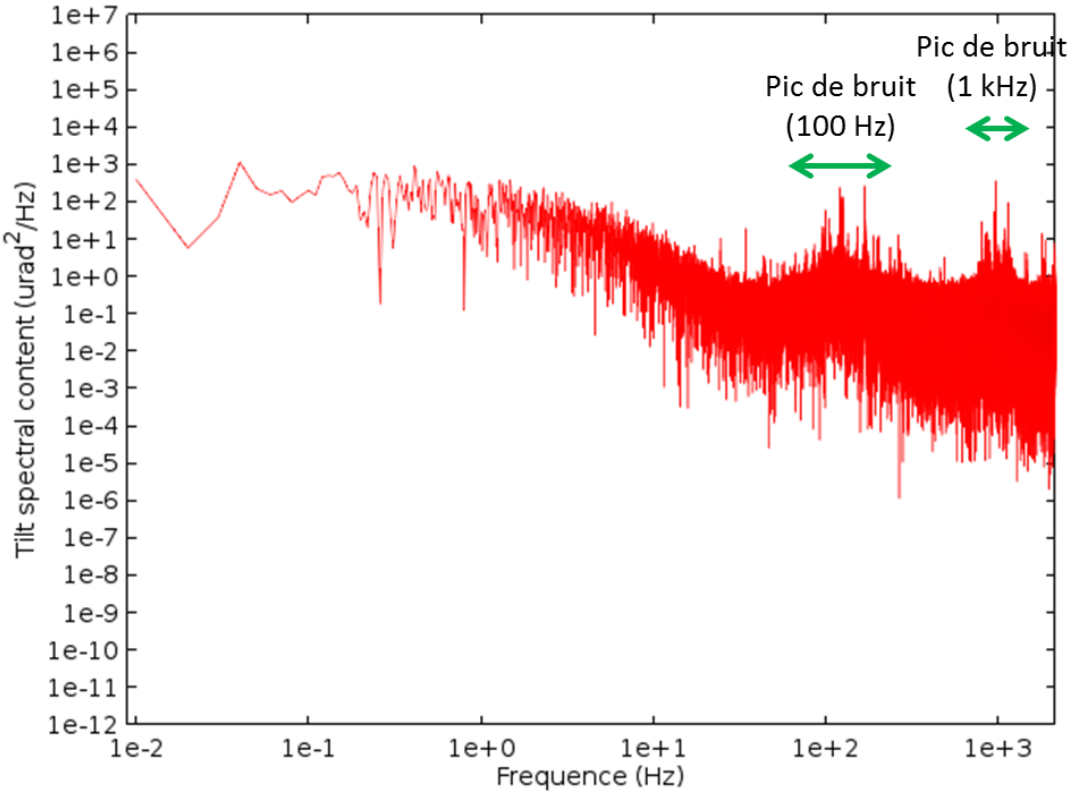


Figure 5-148 : Densité spectrale de puissance pour un des tilts reconstruits (fibre n°1).

Les constatations qui ont pu être faites pour les pistons sont également valables pour les tips et tilts reconstruits. Il y a également un pic de bruit autour de 100 Hz ainsi qu'un pic autour de 1 kHz.

L'écart-type des tips et tilts reconstruits vaut en moyenne de 26 µrad rms au niveau du masque de trous. Cependant, dans notre montage nous avons réduit la taille de la matrice de micro-lentilles d'environ un facteur 6, ce qui signifie que l'écart-type au niveau des micro-lentilles est aussi réduite d'un facteur 6 et est égale à 4,5 µrad rms. La variation de tip et tilt des fibres pourrait simplement être due aux variations résiduelles de la phase d'une fibre laser. Cela montre également que les variations en tip et tilt reconstruits sont très faibles et qu'elles ne dérivent pas dans le temps.

Cette expérience nous a ainsi permis de déterminer que les effets globaux sur la totalité des fibres laser étaient transparents lors de la mesure avec l'interféromètre PISTIL. Nous avons pu montrer que la boucle de contrôle commande était efficace sur la réduction du bruit entre 0 et 55 Hz. Il existe cependant un pic de bruit autour de 100 Hz qui pourrait être dû à l'air conditionné du laboratoire ou du système de refroidissement des amplificateurs de fibres, ce pic se retrouve autant sur les pistons que sur les tips et tilts des fibres laser. Enfin, il y a également un second pic de bruit vers 1 kHz qui pourrait être due à la boucle de contrôle commande qui corrige les pistons des fibres lasers à la cadence de 1 kHz.

5.4 Conclusion

Ce premier test de l'interféromètre PISTIL sur un système laser réel composé de sept fibres a permis de valider le fonctionnement en régime femtoseconde et donc en large spectre, prévu par la théorie (2.6.3), et montré que l'interféromètre PISTIL est adapté à ce genre d'installation.

Afin d'accéder à des fréquences temporelles plus importantes, nous avons réduit le nombre de franges par pétales. La dégradation des performances est cependant légère et reste dans les spécifications demandées (1.2.1). De plus, l'interféromètre PISTIL monté pour cette expérience serait capable de mesurer jusqu'à 29 couronnes de fibres disposées hexagonalement, soit environ 2800 fibres laser avec la totalité du capteur.

Nous avons alors donc pu caractériser le système laser de l'équipe XCAN. L'analyse du pistilogramme nous laisse supposer qu'il pourrait y avoir une erreur de pointé des fibres laser par rapport à la matrice de micro-lentilles. Lors de futures expériences, il pourrait être intéressant de modifier le tip et le tilt du support des fibres ou de la matrice de micro-lentilles pour vérifier si le décentrement apparait toujours sur le pistilogramme. Si c'est le cas, nous aurions trouvé un moyen d'aligner le support des fibres avec la matrice de micro-lentilles, nous pourrions alors comparer le pistilogramme directement avec la calibration interne de l'interféromètre.

Nous avons ensuite comparé l'interféromètre avec un système de mesure déjà présent sur place qui permet de mesurer seulement un piston relatif entre deux fibres laser. Les deux systèmes de mesures ont présenté une excellente concordance dans les résultats, validant la pertinence des résultats fournis par l'interféromètre. La densité spectrale de puissance calculée sur le piston relatif a abouti aux mêmes conclusions. Nous avons pu voir que la boucle de contrôle commande, corrigeant les pistons des fibres laser à une cadence de 1 kHz, avait principalement un effet sur les basses fréquences entre 0 et 55 Hz. Un pic de bruit autour de 100 Hz n'est cependant pas corrigé, même en boucle fermée et pourrait être dû à l'air conditionné du laboratoire ou du système de refroidissement des amplificateurs de fibres.

Des mesures sur les sept fibres allumées simultanément ont montré que l'interféromètre était capable de mesurer les faibles variations de pistons reconstruits inférieures à la longueur d'onde, mais aussi de suivre les dérives de pistons reconstruits jusqu'à des valeurs supérieures à la longueur d'onde. Nous avons pu observer que les tips et tilts variaient très peu, que ce soit en boucle fermée ou ouverte. Par contre, concernant les pistons reconstruits, nous avons pu constater que l'amplitude de la variation en boucle fermée est supérieure à l'amplitude de la variation en boucle ouverte (après avoir soustrait les basses fréquences), ce qui impliquerait que la correction apportée par la boucle de contrôle commande supprime l'effet de la dérive mais rajoute en contrepartie du bruit.

Enfin, une dernière expérience en boucle fermée sur les sept fibres laser, à la cadence maximale permise par notre caméra (4,2 kHz) a été menée pendant 100 s. L'analyse de la densité spectrale a montré que le pic de bruit autour de 100 Hz a également été retrouvé sur les sept fibres laser ainsi qu'un pic supplémentaire autour de 1 kHz, que ce soit sur les pistons ou les tips et tilts reconstruits. Ceci confirmerait les observations faites sur l'expérience précédente. L'hypothèse serait que ce dernier pic de bruit proviendrait de la boucle de contrôle commande elle-même lors de la correction. Nous pourrions envisager une expérience où la cadence de correction de la boucle de contrôle commande serait modifiée et mesurer si le pic de bruit se déplace dans les fréquences.

A plus long terme, il sera intéressant de réaliser de nouvelles mesures de leur système laser lorsque les 61 fibres prévues seront installées. Nous pourrons ainsi tester le comportement d'un nombre élevé de fibres laser de manière simultanée et déterminer si des effets thermiques apparaissent lors du fonctionnement du système en boucle fermée.

Conclusion générale

Ce manuscrit de thèse résume trois ans de travaux effectués sur le développement et la mise au point d'un nouvel analyseur dédié aux surfaces d'ondes morcelées.

La mise en place d'une nouvelle architecture pour la conception de laser à fortes puissances crêtes et moyennes consiste à combiner de manière cohérente plusieurs faisceaux laser entre eux. Le candidat idéal se trouve être la fibre laser qui permet d'atteindre de très hautes cadences, supérieures au kHz, mais celle-ci est limitée par la faible puissance moyenne atteignable. La difficulté est alors reportée sur le cophasage de plusieurs milliers de fibres lasers assimilées à une surface d'onde morcelées en champ proche, pour combiner la puissance individuelle de chaque fibre en champ lointain. De nombreuses équipes dans le monde s'attèlent à mettre au point ce genre de système, mais une revue de l'état de l'art a montré qu'aucune équipe ne disposait d'un moyen de métrologie fiable pour caractériser leurs systèmes. Les analyseurs de surfaces d'onde présents sur le marché ne répondent que partiellement à cette problématique, c'est pourquoi nous avons choisi de développer un nouveau type d'analyseur spécialement dédié à la métrologie des surfaces d'ondes morcelées.

Constitué seulement d'un masque de trous, d'un réseau de diffraction et d'un détecteur, l'interféromètre PISTIL est capable de générer un interférogramme (appelé pistilogramme), composé de simples systèmes de franges d'interférences deux-ondes entre chaque couple d'élément (appelé pétale). Les pétales renseignent ainsi sur la différence de fronts d'onde entre deux sous-pupilles voisines, puis une méthode d'intégration permet de remonter aux caractéristiques des sous-pupilles. Le cophasage de fibres laser requiert essentiellement la mesure des pistons, tips et tilts de chaque fibre pour atteindre la combinaison la plus efficace possible, une méthode par transformée de Fourier a alors été développé suivi d'une méthode d'intégration utilisant les moindres carrés pour mesurer la totalité des pistons, tips et tilts de chaque fibre en une seule mesure.

Les mises au point de l'interféromètre PISTIL et des algorithmes ont été réalisées à travers deux expériences, une première avec un SLM qui nous a permis de prendre en main ce nouvel analyseur à partir de tests simples sur une surface d'onde morcelée parfaitement maitrisée. Une seconde expérience avec un miroir segmenté nous a permis de caractériser finement l'interféromètre. Les résolutions de $\lambda/3600$ rms en piston et de 2 µrad rms en tip/tilt ont pu être mesurées.

Fort de ces performances, nous avons alors développé une version transportable de l'interféromètre, déjà réglée et caractérisée dans notre laboratoire, pour réaliser des mesures sur le système de cophasage de sept fibres laser en régime impulsionnel du projet XCAN. Ces mesures ont révélé un possible problème d'alignement de leur système, et la caractérisation en boucle fermée des sept fibres laser a montré la présence d'un bruit autour de 100 Hz, déjà détecté par leur équipe, mais aussi d'un bruit supplémentaire autour de 1 kHz qui pourrait être à la boucle de contre-réaction utilisée pour maintenir la boucle fermée.

À travers ces différentes expériences, nous avons montré que l'interféromètre développé répondait aux critères de départ (Tableau 1-2) :

- Adressage des pistons faibles (<λ/200) : L'interféromètre répond parfaitement à ce critère puisque la résolution mesurée est de λ/5400 rms, ce qui est bien inférieur au critère demandé

- Adressage des pistons élevés (quelques longueurs d'onde) : Lors de la description de l'interféromètre, une méthode bi-couleur a été présentée permettant de mesurer des pistons supérieurs à la longueur d'onde grâce à une mesure supplémentaire à une deuxième longueur d'onde proche. Un étalon optique, appelé la « Chaussée des géants » et parfaitement connu en piston et tip/tilt, a été mis en place dans l'objectif de tester cette méthode. Des tests devront alors être menés pour implémenter cet algorithme. Une des solutions proposées pour outrepasser les problèmes d'ambiguïté pour la mesure des pistons proche de λ/2 serait d'utiliser une troisième longueur d'onde judicieusement choisie de telle manière à ce qu'au moins deux des trois mesures ne soient pas proches de l'ambiguïté à λ/2.

- Adressage des tip/tilt (<10 µrad) : Cet aspect est un des points de forts de l'interféromètre PISTIL, puisque celui-ci est capable de mesurer les tips et les tilts des sous-pupilles, paramètres jusqu'ici peu ou pas mesuré par les analyseurs classiques. De plus, la résolution de 2 µrad rms en tip et tilt répond parfaitement au critère de départ.

- Large spectre (dizaine de nm) : Ce critère a été vérifié lors de l'utilisation de l'interféromètre sur les faisceaux impulsionnels du système XCAN. Cela justifie le caractère achromatique des systèmes de franges de l'interféromètre, tout en sachant que les déformations des franges restent sensibles à la longueur d'onde, ce qui permet d'utiliser la méthode bi-couleur précédemment exposée.

- Hautes cadences (> kHz) : Le traitement est pour le moment réalisé en différé par traitement de Fourier, qui limite nécessairement la vitesse de calcul. Néanmoins, les mesures sur le système XCAN a pu montrer que les tips et tilts des fibres laser variaient peu au cours du temps, ainsi seule la mesure de piston se révèle utile à haute cadence. En ce sens, il est possible de simplifier la mesure en ne mesurant que la translation des franges des pétales, qui donne accès justement au piston. Il pourrait alors être intéressant de développer une méthode par corrélation où seulement une ligne de pixels serait prélevée et comparée à une bibliothèque préenregistrée pour mesurer directement le piston. Le calcul de la corrélation est peu gourmand en temps de calcul, ce qui augmenterait la cadence de mesure disponible. De plus, il serait possible d'envisager une adaptation du circuit de lecture de la caméra pour ne lire que les pixels utiles, permettant de gagner encore en cadence.

- Absence de bras de référence : C'est un autre atout de l'interféromètre qui lui permet de réaliser des mesures absolues après une calibration interne effectuée en usine.

- Grand nombre de fibres (supérieur au millier) : Les pistilogrammes permettent de mesurer simultanément un très grand nombre de fibres, et ce nombre est a priori seulement limité par la taille du capteur de la caméra. L'interféromètre mis en place pour le système XCAN permet déjà de mesurer jusqu'à 3300 fibres simultanément.

- Compatible surface d'onde segmentée/lacunaire : Le masque de trous en entrée de l'interféromètre répond à ces deux types de surfaces puisque celui-ci assure que le pistilogramme sera toujours composé de franges d'interférences deux-ondes.

- Facilité d'insertion sur un système quelconque : L'expérience sur le système XCAN a pu démontrer qu'il était facile de s'insérer pour réaliser des mesures sans qu'il n'y ait eu besoin de modifier le système déjà en place.

Au-delà des systèmes de recombinaison cohérente de fibres laser, objets d'étude de ces travaux de thèse, une autre application intéressante serait le cophasage de la nouvelle génération de télescopes avec un miroir primaire segmenté. En effet, les dimensions des futurs télescopes en construction (type E-ELT) ou envisagés font que le miroir primaire ne peut plus être monobloc, irréalisable avec les moyens techniques actuels mais doit être constitué par une mosaïque de petits miroirs juxtaposés. Néanmoins, les contraintes sont complètement différentes, le flux disponible se compte en photon au contraire des lasers où ce n'est pas du tout un problème, des phénomènes de turbulence viennent perturber fortement la surface d'onde et la surface d'onde étudiée n'est plus lacunaire mais segmentée. Les ordres de grandeurs des hauteurs de marche entre les miroirs (équivalent au piston relatif des fibres laser) sont similaires aux surfaces d'onde des lasers, environ 10 µm pour l'E-ELT par exemple. Par contre, concernant les tips et tilts, la dynamique est de l'ordre du µrad la justesse finale devra être inférieure à 0,1 µrad. L'avantage de l'interféromètre PISTIL est de pouvoir mesurer indifféremment une surface d'onde lacunaire ou segmentée grâce à son masque de trous sans changement au niveau du montage actuel. Le miroir segmentée utilisée lors des expériences dans le chapitre 4 se révèle être ainsi un bon candidat pour tester ce type de surface. Il pourrait alors être intéressant d'introduire dans un premier temps une lame turbulente, créée pour simuler des conditions de turbulence typique de l'atmosphère, sur le trajet du faisceau pour simuler les phénomènes de turbulences. Les franges se trouveraient déformées par la turbulence, mais il resterait possible de mesurer la translation des franges d'une image à l'autre (Deprez, 2016).

L'interféromètre PISTIL a été créé pour répondre à un besoin spécifique : le co-phasage de lasers fibrés. Il est même apparu naturellement, par optimisation d'un interféromètre déjà connu, l'interféromètre à décalage quadri-latéral (IDQL), pour ce domaine d'emploi. Au vu des propriétés et spécificités énumérées ci-dessus, nous pouvons maintenant nous poser la question d'un emploi plus général, au-delà des surfaces segmentées. En effet, il n'y a aucun empêchement à analyser une surface continue avec ce même dispositif. Il sera donc intéressant dans les années à venir de réfléchir à son emploi dans des contextes moins spécifiques et de le positionner par rapport aux analyseurs d'emploi plus général comme le Shack-Hartmann ou l'IDQL.

Annexe A : Caractérisation d'une surface segmentée générée à partir d'un SLM en phase pure

A.1 Modification de la phase commandée au SLM pour la caractérisation

La caractérisation de la surface d'onde provenant du SLM a été effectuée avec un analyseur de surface d'onde continue. Il a donc fallu adapter la surface d'onde lacunaire pour la rendre segmentée.

Pour cela, nous allons laisser la fonction $I(x, y)$ à la valeur A_{sin} sur la totalité de l'image. La Figure A-1 présente un exemple où deux sous-pupilles carrées ont été codées avec un déphasage des franges égal à π/4, soit un déphasage des sous-pupilles de λ/4.

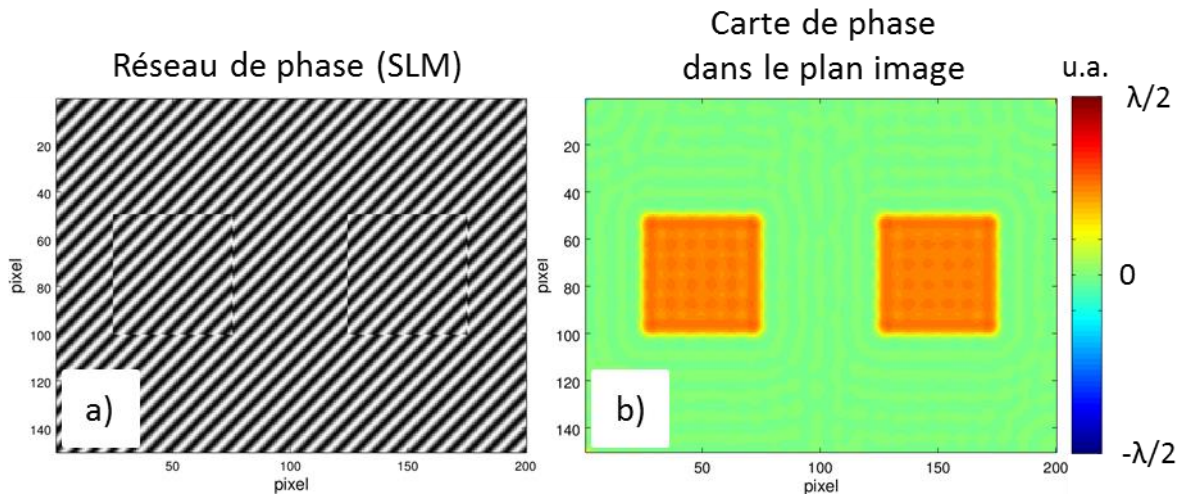


Figure A-1 : En a), réseau de phase codé sur le SLM où les franges des deux sous-pupilles carrés ont subi un déphasage de π/4 et en b) la carte de phase de la surface d'onde segmentée dans le plan image de l'afocal, les deux sous-pupilles présentent alors un déphasage de λ/4 par rapport au reste de la carte de phase.

La caractérisation va être réalisée grâce à un analyseur de front d'onde commercial étant capable de mesurer des surfaces d'ondes continues.

A.2 Caractérisation de la surface d'onde générée par le SLM

Dans cette partie, nous allons nous attacher à caractériser les sous-pupilles de la surface d'onde lacunaire générée par le SLM grâce à un analyseur de font d'onde commercial, en mesurant leurs pistons, tips et tilts absolus. Les objectifs sont de vérifier que le SLM répond correctement à nos attentes et de déterminer les résolutions atteintes lors de la génération d'un piston, d'un tip ou d'un tilt absolu sur une sous-pupille.

Le schéma de l'expérience est présenté Figure A-2 :

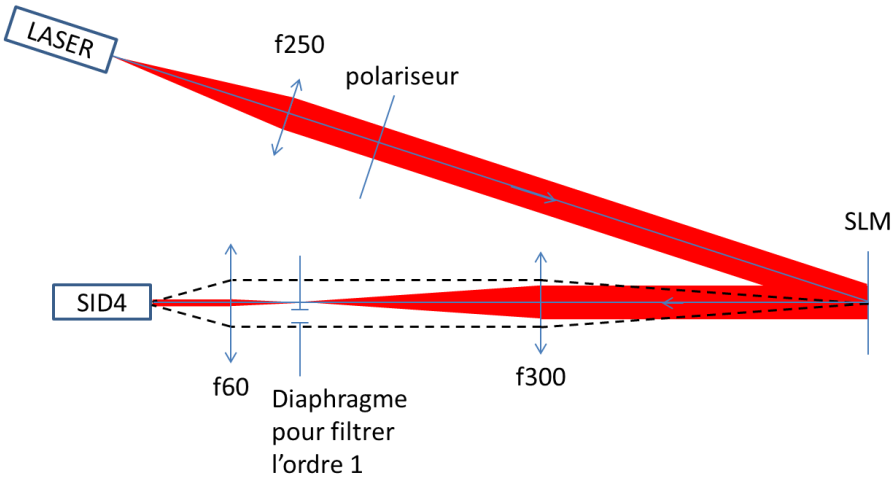


Figure A-2: Schéma du montage pour la caractérisation du SLM en tant que générateur de surface d'onde lacunaire. Le faisceau en rouge représente le faisceau lumineux, tandis que les droites noires en pointillées représente l'imagerie du SLM sur l'analyseur de front d'onde commercial SID4.

Le SID4 est placé dans le plan image de l'afocal formé par les lentilles de 300 mm et 60 mm de focale. Un SID4 est un analyseur de front d'onde commercial de la société Phasics dédié à la mesure de surface d'onde continue.

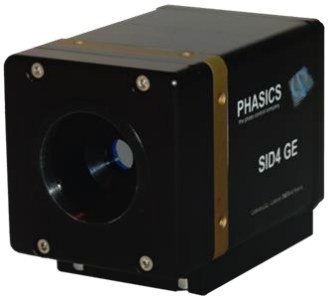


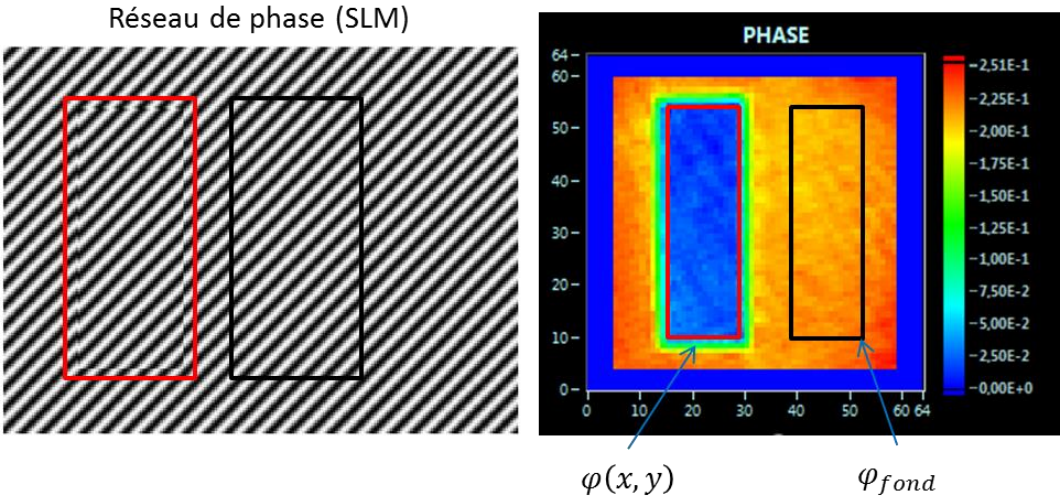
Figure 5-149 : Analyseur de front d'onde commercial SID4 de la société Phasics.

Avec un capteur de 640×480 pixels^2, et un pixel de 7,4×7,4 µm^2, l'analyseur de front d'onde SID4 de la société Phasics est capable de mesurer en temps réel une surface d'onde grâce à la technique de l'interférométrie à décalage quadri-latéral (1.2.2), qui consiste à mesurer l'interférogramme résultant de l'interférence de quatre répliques basculées de la surface d'onde à analyser grâce à un réseau de diffraction. L'interférogramme obtenu contient les gradients de phase suivant deux directions perpendiculaires, le logiciel fourni avec la caméra calcule alors une étape supplémentaire d'intégration de ces gradients, nécessaire pour retrouver la carte de phase. De cette manière, un pixel de phase nécessite 4×4 pixels^2 de l'interférogramme. La caméra garantit une précision de 2 nm rms sur la carte de phase finale.

Le SID4 va donc être utilisé pour caractériser les sous-pupilles générées par le SLM, pour vérifier tout d'abord que le SLM rempli bien la fonction qui lui est attribuée, puis de connaître ses limites en terme de piston, tip et tilt absolu avant de s'en servir pour tester la technique PISTIL. La référence utilisée pour le SID4 sera une carte de phase où les pistons, tips et tilts absolus des sous-pupilles sont mis à zéro.

A.3 Mesure du piston

La mesure du piston absolu s'est faite sur une sous-pupille rectangulaire. Il a donc fallu dans un premier temps prendre une carte de phase référence où il n'y a que le réseau de phase sur le SLM, puis nous avons modifié localement les franges dans la zone rectangulaire. Un exemple est présenté sur la Figure A-3 où nous avons introduit un piston de phase sur une zone rectangulaire du SLM.



A-3 : Mesure d'une sous-pupille rectangulaire présentant un piston absolu de -100 nm. A gauche, réseau de phase codé sur le SLM et à droite, la mesure de phase obtenue sur le SID4 (échelle de couleur en λ). Le piston absolu $\varphi(x,y)$ (rectangle rouge) est à comparer à une zone de référence φ_{fond} (rectangle noir) où le réseau de phase n'a pas été modifié.

Dans la Figure A-3, nous constatons que la zone de référence φ_{fond} n'est pas à zéro comme nous pourrions nous y attendre. Ceci est dû au logiciel SID4 qui fixe la valeur la plus basse de la carte de phase à zéro. Ayant introduit un piston négatif sur la zone rectangulaire en rouge par rapport à la zone du fond, cela a pour effet d'appliquer un offset sur la phase référence. C'est pourquoi, il faut toujours bien calculer la différence de phase entre la zone étudiée $\varphi(x,y)$ et la zone du fond φ_{fond}.

Autre élément que nous pouvons tirer de la Figure A-3, est que la transition entre la zone du fond et la zone de la sous-pupille n'est pas franche. Il faut environ 2 à 3 pixels de phase pour que le calcul de la phase soit correct. Cet effet provient du SID4 qui n'est capable de reconstruire que des surfaces d'onde continues, le calcul de la carte de phase à partir des gradients nécessite une zone de transition. Il faut donc que la sous-pupille fasse au minimum 6 pixels de phase (3 pixels sur chaque bord de la sous-pupille) soit 24 pixels sur le SID4 (178 µm). L'afocal utilisé dans le montage ayant un grandissement de 1/5, la sous-pupille sur le SLM doit avoir une taille minimale de 178×5 = 890 µm, soit 45 pixels SLM. Cette valeur impose donc une taille minimale des sous-pupilles sur le SLM pour qu'elles puissent être caractérisées.

La réalisation des mesures de pistons s'est faite de la manière suivante :

- Acquisition d'une mesure sans signal où nous avons coupé le faisceau lumineux à la sortie du laser fibré. Cela permet de s'affranchir de la lumière parasite arrivant sur le SID4

- Acquisition d'une référence caméra (moyenne de 60 interférogrammes) avec un réseau de phase sur la totalité du SLM, et soustraction de la mesure sans signal.

- Acquisition d'une mesure où nous avons introduit un piston absolu sur une zone rectangulaire correspondant à la sous-pupille et soustraction de la mesure sans signal.

La valeur mesurée du piston absolu correspond à la différence entre la moyenne de la phase dans le rectangle rouge $\varphi(x, y)$ de la Figure A-3, et la moyenne de la phase dans le rectangle noir φ_{fond}.

Les résultats sont présentés dans la Figure A-4.

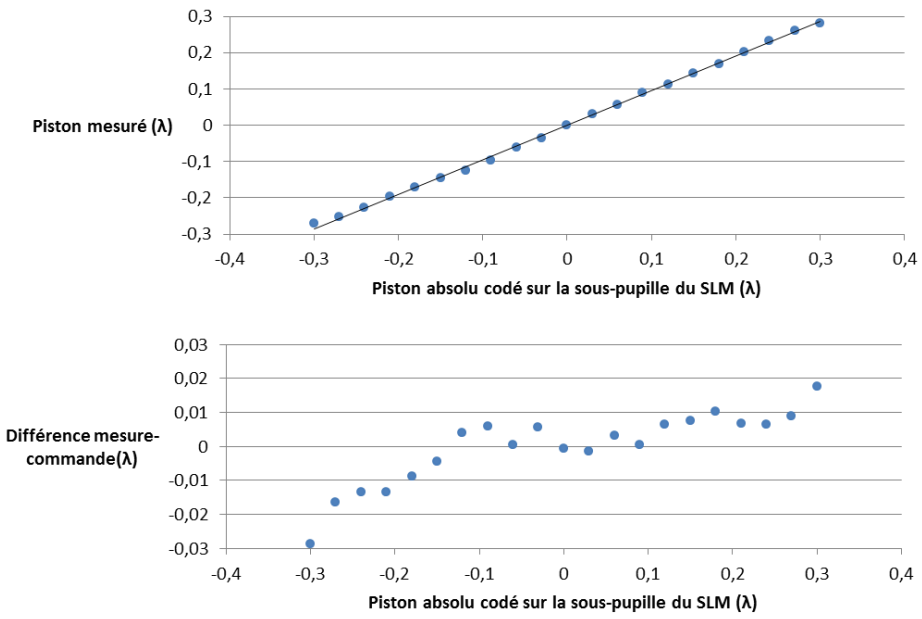


Figure A-4 : Mesures de pistons absolus effectuées avec un SID4 avec un pas de 0,03 λ entre -0,3 λ et 0,3 λ à une longueur d'onde de 635 nm. En haut, la mesure en λ est présentée en fonction du piston codé sur le SLM. En bas, nous représentons la différence entre la mesure et la commande.

Les mesures montrent une réponse quasiment linéaire (coefficient de régression 0,9991) du SLM par rapport à la valeur codée. Le calcul de la valeur résiduelle, obtenue par la différence entre la valeur mesurée et la valeur codée, nous donne une erreur inférieure à λ/60 rms sur la quasi-totalité de la plage étudiée, mis à part les valeurs extrêmes.

Nous n'avons pas pu tester les pistons de phase jusqu'à 0,5λ car l'algorithmie interne du logiciel SID4 suppose que la surface d'onde est continue, et des problèmes de repliement ou *unwrapping* apparaissent, causés par une ambiguïté de λ.

A.4 Mesure du tip et du tilt

La caractérisation du tip et du tilt absolu s'est faites en deux étapes. Nous avons distingués des tip/tilt faibles (inférieur à 0,1 mrad), et des tip/tilt élevés (entre 0,1 mrad et 1 mrad). En effet, nous n'avons pas utilisé la même méthode de mesure sur le SID4 dans les deux cas.

Pour les tilts faibles, nous avons utilisé le même type de carte que la Figure A-3. Un exemple est affiché Figure A-5 :

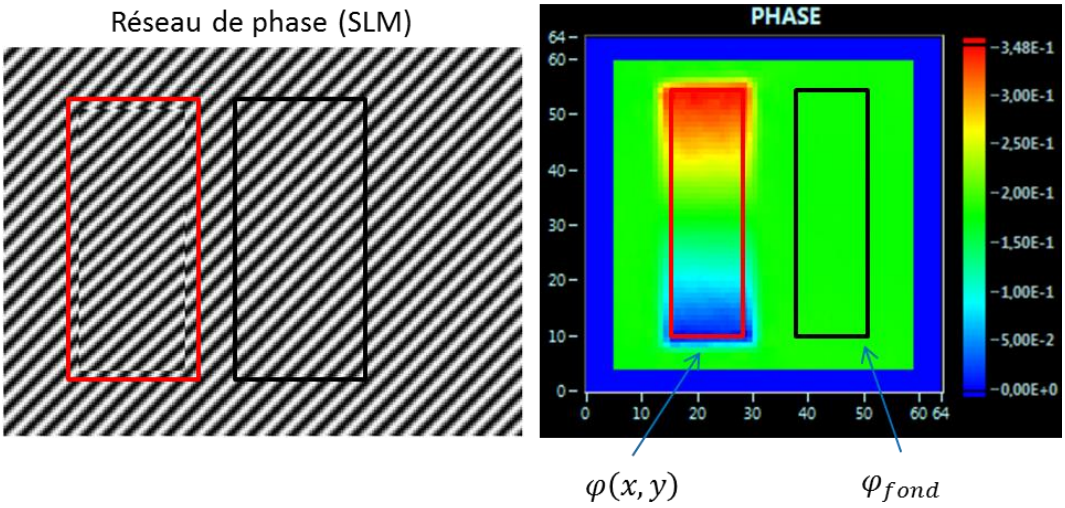


Figure A-5 : Mesure d'une sous-pupille rectangulaire présentant un tilt absolu de -32 µrad. A gauche, réseau de phase codé sur le SLM et à droite, la mesure de phase obtenue sur le SID4 («échelle de couleur en λ). Le piston absolu $\varphi(x,y)$ (rectangle rouge) est à comparer à une zone de référenceφ_{fond} (rectangle noir) où le réseau de phase n'a pas été modifié.

La mesure du tilt s'effectue par une régression linéaire pour calculer la pente. Le même protocole que pour les pistons est alors utilisé : acquisition d'une image sans signal, acquisition d'une référence caméra avec une moyenne de 60 interférogrammes puis acquisition d'une mesure où nous avons introduit un tip ou tilt absolu sur une zone rectangulaire.

Les résultats pour une plage de tilt absolu allant de -80 µrad à 80 µrad sont affichés sur la Figure A-6.

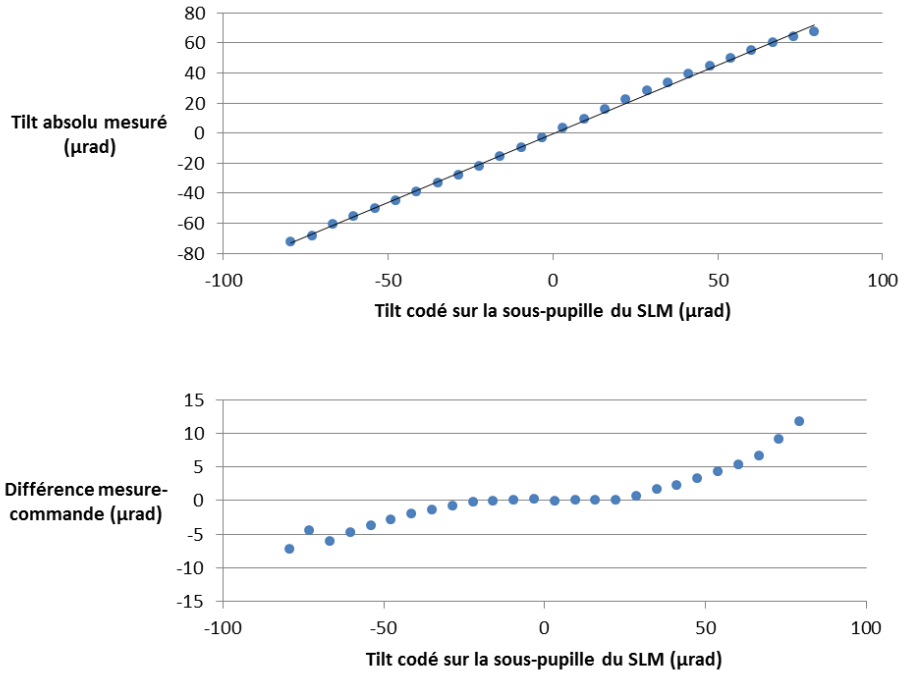


Figure A-6 : Mesures de tilt absolu effectuées avec un SID4 avec entre -80 µrad et 80 µrad. En haut, la mesure est présentée en fonction du tilt absolu codé sur la sous-pupille du SLM. En bas, nous représentons la différence entre la mesure et la commande.

De même que pour les pistons, le tracé des mesures en fonction de la commande semble linéaire (coefficient de régression égal à 0,998). La différence entre la mesure et la commande est inférieure à 12 µrad sur la plage testée, et est même inférieure à 1 µrad entre -30 µrad et 30 µrad.

Pour les tilts supérieurs à 1 mrad, la mesure du tilt sur une zone rectangulaire devient impossible puisque les deux extrémités du rectangle commencent à atteindre la valeur de λ/2, provoquant un problème de repliement ou *unwrapping*. Pour outrepasser ce problème, nous avons choisi d'utiliser la capacité du SID4 à mesurer directement le tilt global. C'est-à-dire que nous avons codé une seule sous-pupille de la taille du SLM. Le tip ou le tilt absolu est donc codé sur la totalité de la matrice de pixel.

Les résultats de la différence entre la mesure et la commande pour le tip et le tilt absolus sont présentés Figure A-7.

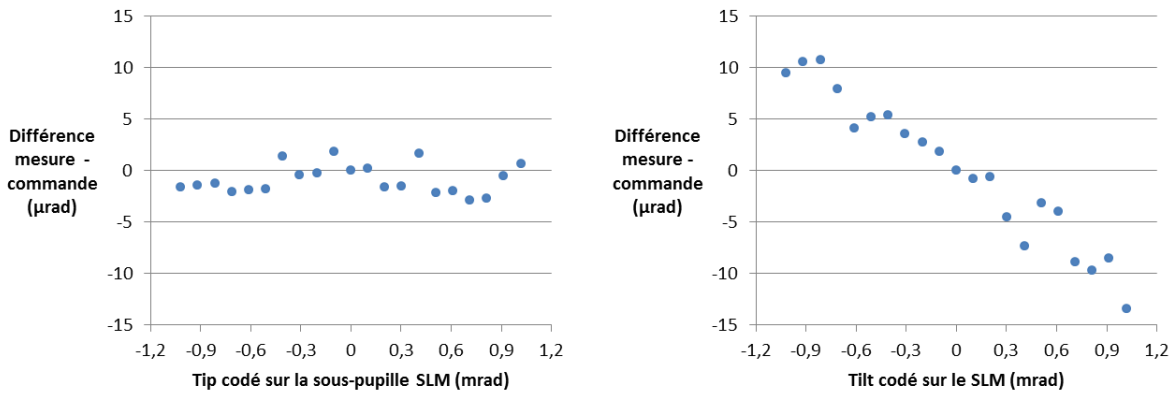


Figure A-7 : Représentation de la différence observée entre la commande envoyée au SLM et la mesure effectuée par le SID4 pour le tip (à gauche) et le tilt (à droite).

Nous constatons que l'écart pour le tip reste en dessous de 3 µrad sur l'ensemble de la plage testée. Pour le tilt absolu, l'écart observé présente une tendance linéaire. Si cet effet proportionnel est supprimé, l'écart tombe alors en-dessous de 3 µrad, comme pour le tip absolu.

A.6 Bilan de la caractérisation du SID4

Nous avons pu tester le SLM sur une large gamme pour le piston absolu, entre -0,3 λ et 0,3 λ, et une grande gamme de tip et tilt absolus (entre -1 mrad et 1 mrad). Le système SLM + SID4 génère une erreur de piston absolu d'environ λ/60, tandis que l'erreur maximale observée pour le tip ou tilt absolu est de 15 µrad. Le SLM apparait donc être un excellent candidat pour tester la technique PISTIL sur quelques sous-pupilles, grâce à sa précision et également sa capacité à générer différents types de surfaces d'ondes lacunaire (possibilité de changer le nombre et la taille des sous-pupilles sans devoir changer de montage).

Annexe B : Caractérisation du miroir segmenté

Dans un premier temps, nous présenterons le montage mis en place pour la caractérisation, puis nous décrirons les méthodes de mesures des pistons, tips et tilts absolus du miroir segmenté par l'analyseur de front d'onde SID4 (déjà utilisé pour la caractérisation du SLM dans l'annexe A).

Les résultats obtenus seront alors confrontés aux objectifs initiaux et nous conclurons sur la pertinence du miroir segmenté comme générateur de surface d'onde segmentée pour le test de l'interféromètre PISTIL.

B.1 Description du montage

Le montage réalisé pour caractériser le miroir segmenté est présenté Figure B-1.

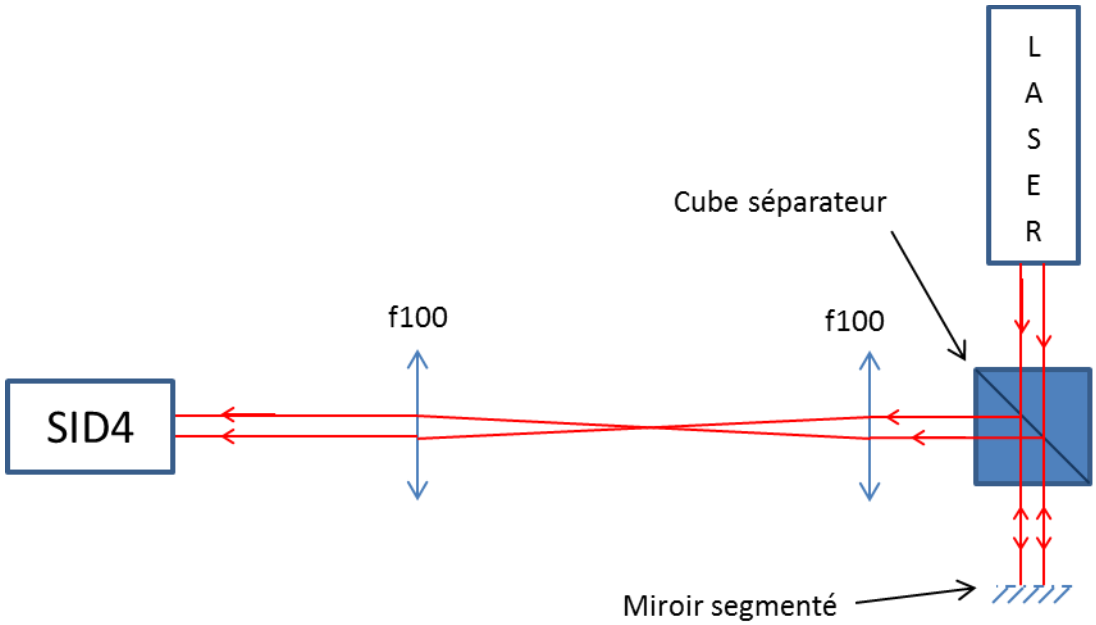


Figure B-1 : Montage réalisé pour la caractérisation du miroir segmenté.

La source utilisée dans ce montage est une fibre laser à 635 nm collimatée par une lentille. Le faisceau vient alors illuminer la totalité du miroir segmenté qui est ensuite imagé sur l'analyseur de front d'onde SID4, déjà utilisé lors de la caractérisation du SLM (Annexe A).

La section suivante va présenter la méthode d'analyse des pistons, tips et tilts absolus des éléments avec cet analyseur de surface d'onde commercial.

B.2 Méthode mesure du piston, tip et tilt absolus d'un élément du miroir segmenté

La mesure des trois paramètres d'un élément va se faire d'une manière analogue à la caractérisation du SLM (Annexe A). Le principe est d'acquérir un interférogramme légèrement défocalisé (Figure B-2), comprenant la totalité du miroir segmenté. La défocalisation permet de légèrement lisser la surface d'onde au niveau du SID4, faisant disparaitre les discontinuités ; la délimitation des éléments hexagonaux reste néanmoins visible.

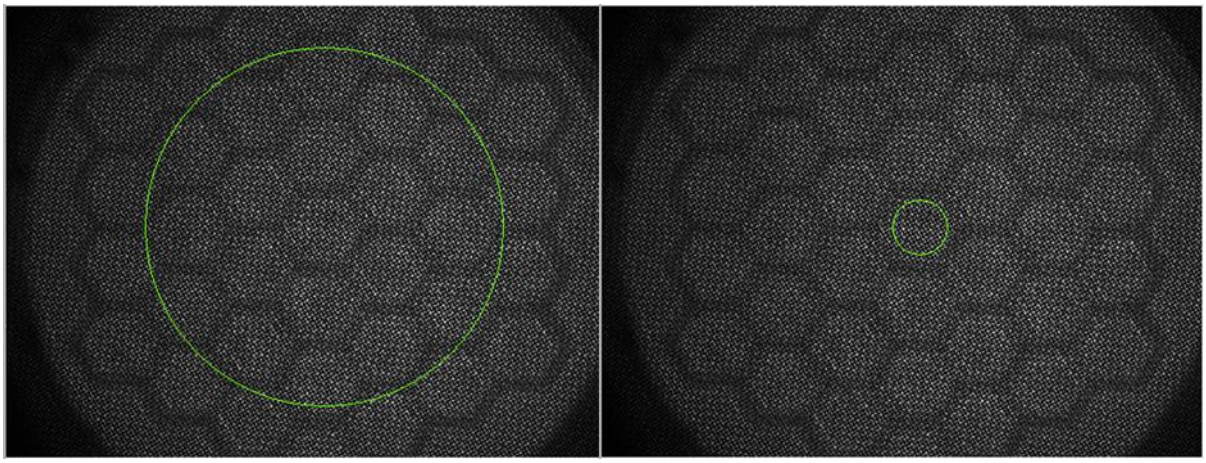


Figure B-2 : A gauche, masque de sélection en vert pour la mesure d'un piston absolu, à droite, masque de sélection pour la mesure d'un tip ou tilt absolu.

Les mesures de piston absolu d'un côté, et de tip/tilt absolus de l'autre ont été analysées différemment. Pour le calcul des pistons absolus, nous avons choisi un masque de sélection englobant la majorité des éléments (Figure B-2 à gauche). De cette manière, il est possible de comparer la phase de l'élément modifié avec les autres éléments dont la phase des autres éléments non modifiés. Pour les tips et tilts absolus, un masque de diamètre plus faible qu'un élément a été choisi (Figure B-2 à droite), ceci pour éviter les problèmes de repliement ou *unwrapping* aux jonctions de l'élément mesuré avec ses éléments voisins.

Que ce soit pour les pistons ou les tips et tilts absolus, nous avons choisi de comparer les mesures avec une référence où la totalité des pistons, tips et tilts absolus des éléments sont fixés à zéro dans le logiciel de contrôle (calibration usine réalisé par IRIS AO).

Les cartes de de phase équivalentes aux interférogrammes de la Figure B-2 obtenues avec le SID4 sont présentées Figure B-3.

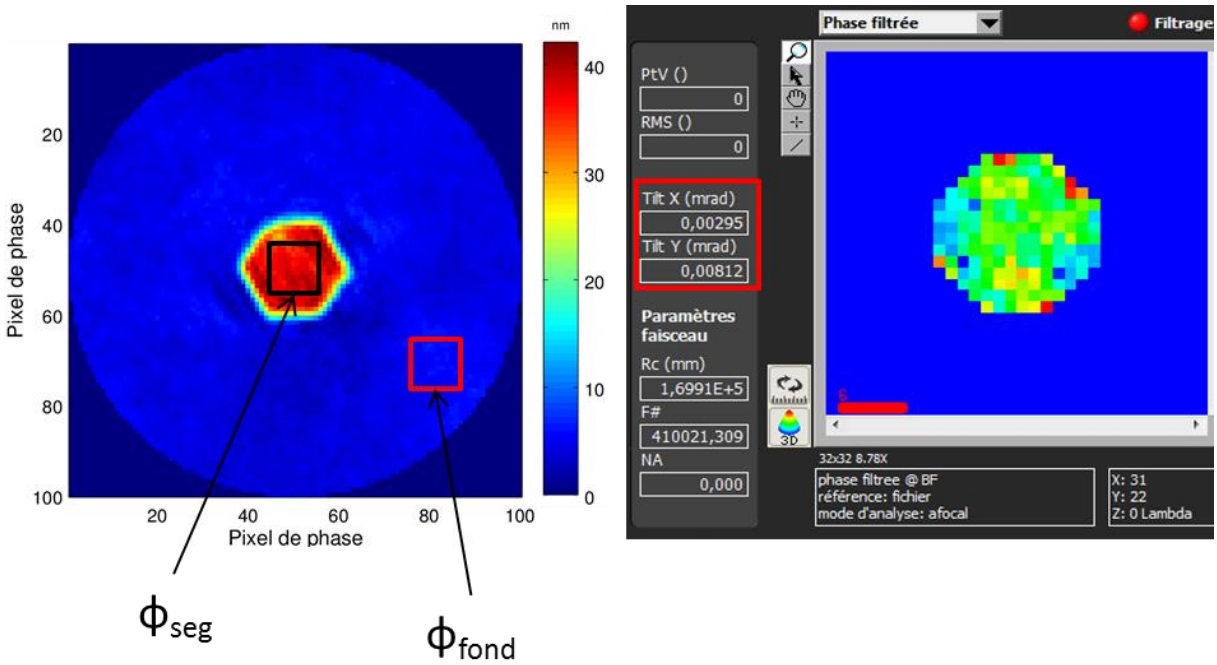


Figure B-3 : En haut, la carte de phase obtenue pour la mesure d'un piston absolu de 40 nm sur l'élément central (valeur doublée sur le SID4 à cause de la réflexion), en bas la carte de phase obtenue pour la mesure d'un tip ou d'un tilt absolu.

Concernant la mesure de piston, un protocole similaire à la caractérisation du SLM est utilisé (Annexe A). Le piston absolu sera calculé en soustrayant la valeur médiane de la phase contenue dans le carré rouge ϕ_{fond} à la valeur médiane de la phase contenue dans le carré noir ϕ_{seg} (Figure B-3 à gauche). Ceci permet de comparer le déphasage entre une zone où le piston absolu d'un élément a été modifié, à une zone ou les pistons absolus des éléments n'ont pas été modifiés. La valeur médiane a été choisie plutôt que la valeur moyenne afin d'éviter de prendre en compte des pixels dont la valeur serait trop différente des autres pixels. Bien que nous ayons légèrement défocalisé la caméra pour atténuer les discontinuités entre les éléments, il reste possible que des artefacts apparaissent sur quelques pixels de phase, ce qui modifierait alors beaucoup le calcul d'une moyenne mais serait sans impact dans le cas d'une médiane.

Le tip et le tilt absolus sont déterminés en mesurant directement les gradients de phase dans le masque de sélection, les résultats sont alors affiché sur l'analyseur dans le carré rouge « Tilt X » et « Tilt Y » (Figure B-4 à droite) avec le logiciel du SID4.

B.3 Résultats de la caractérisation

Nous présentons ici un exemple des résultats obtenus sur l'élément central du miroir segmenté. Une caractérisation identique a cependant été menée sur d'autres éléments dont les résultats sont similaires à celui de l'élément central. L'objectif de cette caractérisation est de déterminer quelle est la gamme d'utilisation d'un élément en fonction du piston absolu, du tip absolu et du tilt absolu.

B.3.1 Résultats de mesures du piston absolu de l'élément central

Le constructeur du miroir segmenté fournit une dynamique en piston absolu comprise entre -2500 nm et 2500 nm. Afin de vérifier ces performances, nous avons mesuré le piston absolu de l'élément central sur la gamme [-3000 nm ; 3000 nm] pour pouvoir également tester les limites. En appliquant la méthode de mesure présentée précédemment (Annexe A), le piston absolu a pu être mesuré en fonction de la commande appliquée à l'élément central (Figure B-4).

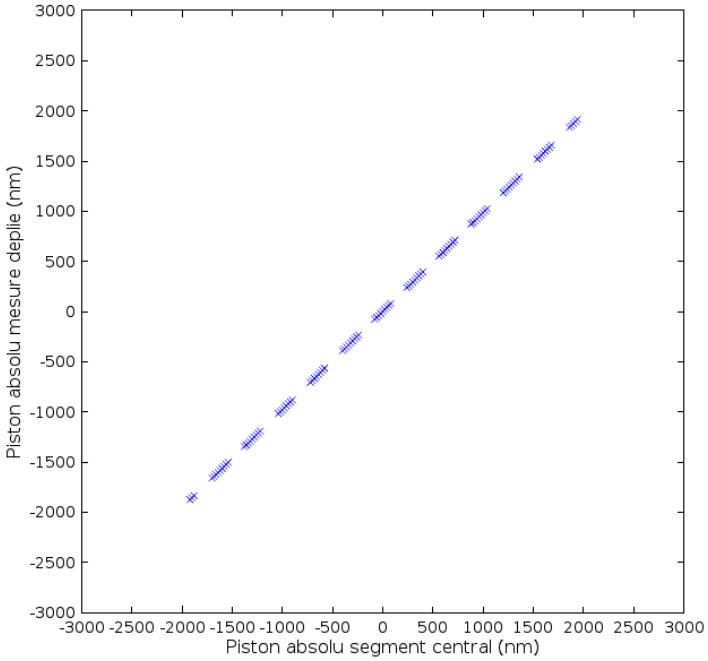


Figure B-4 : Mesures de piston absolu de l'élément central dépliées.

La Figure montre les mesures valides obtenues à partir du SID4 après dépliement. Les discontinuités des mesures sont dues aux ambiguïtés proches de $\left(n+\frac{1}{2}\right)\lambda$, impossible à mesurer avec un analyseur de surface d'ondes continues. La gamme de fonctionnement de l'élément central se limite à [-1920 nm ; 1940 nm], elle est donc plus restreinte que celle fournie par le constructeur (entre -2500 nm et 2500 nm). Le calcul de la pente de la droite vaut 0,983 avec un coefficient de régression de 0,999. Il y a donc 1,7 % d'erreur par rapport à la pente théorique de 1 attendue.

B.3.2 Résultats de mesures du tip et du tilt absolu de l'élément central

Les mesures du tip et du tilt absolus (dont la convention est rappelé Figure B-5 ont également été réalisées sur l'élément central. L'objectif est de tester toutes la gamme de tip et de tilt absolu de l'élément central à piston absolu nul, dont le constructeur nous dit qu'elle est comprise entre -4 mrad et 4 mrad.

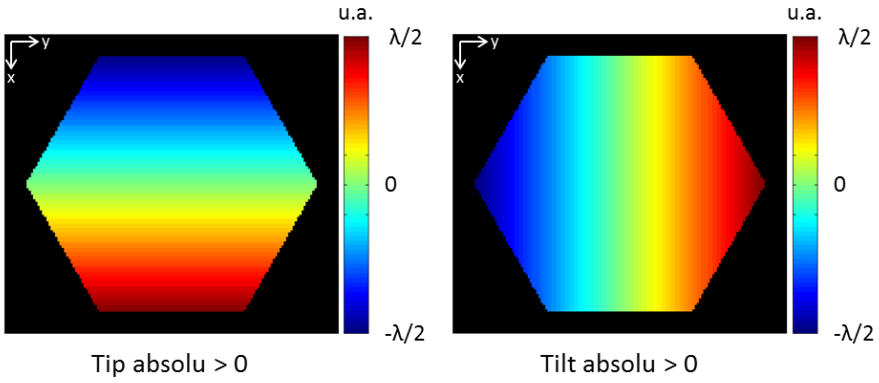


Figure B-5 : Convention de signe pour un tip et un tilt absolu d'un élément.

Les résultats sont présentés Figure B-6.

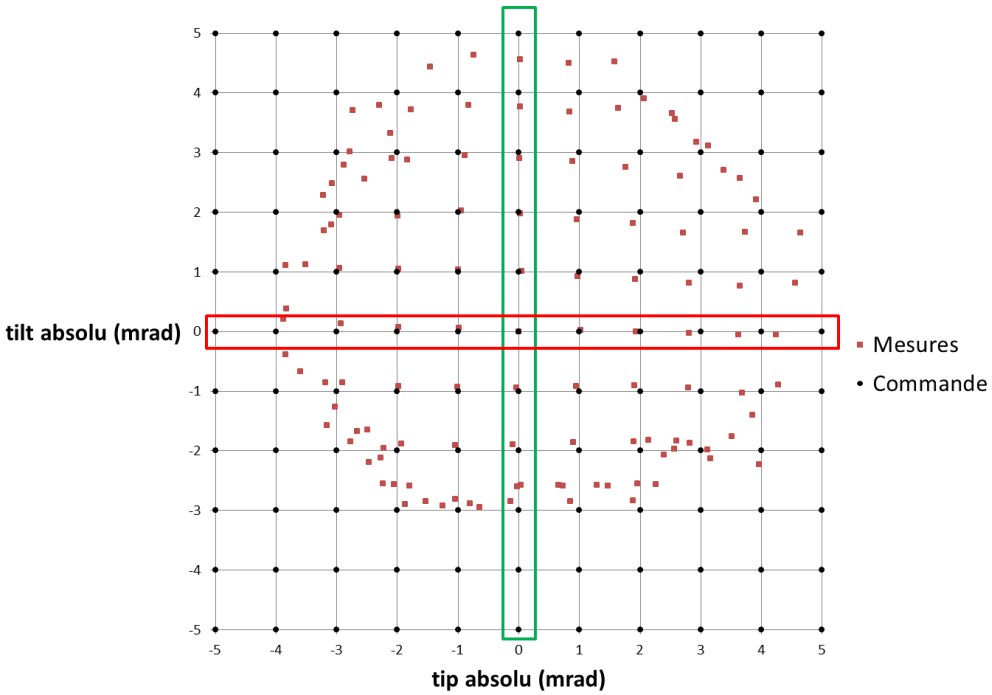


Figure B-6 : Mesures de tip et tilt absolus sur l'élément central du miroir segmenté. Les points noirs représentent les commandes envoyées à l'élément, tandis que les points rouges sont les mesures effectuées avec le SID4. Le rectangle rouge représente les mesures à tilt absolu nul, le rectangle vert ceux à tip absolu nul.

La gamme testée pour les tips et tilts absolus est comprise entre -5 mrad et 5 mrad par pas de 1 mrad, représenté par les points noirs sur la Figure B-6. Si nous regardons tout d'abord le tip absolu lorsque le tilt absolu est nul (rectangle rouge), les mesures couvrent bien la gamme -4 mrad à 4 mrad, mais est de moins en moins juste lorsque nous nous approchons des valeurs élevées. Dans le cas du tip absolu nul, les mesures de tilt absolu ne couvrent pas toute la gamme, l'élément peut seulement aller de -2,8 mrad jusqu'à 4,5 mrad.

De plus, une vue d'ensemble des mesures montre que le nuage de points a des difficultés à atteindre les coins du graphique, ce qui signifie que l'élément central ne peut pas atteindre en même temps des valeurs élevées de tip et de tilt absolu. Le nuage de points semble également légèrement décentré vers les tips et tilts absolus positifs.

L'explication de ces phénomènes est certainement due au principe de fonctionnement d'un élément du miroir segmenté. Lors de sa description, nous avons expliqué qu'un élément était actionné par trois actuateurs afin de réaliser le piston, le tip et le tilt absolu. Ces actuateurs sont contrôlés par des électrodes, c'est-à-dire qu'il y a une conversion du voltage appliqué aux électrodes pour obtenir les valeurs de piston, tip et tilt. Dans le logiciel de contrôle du miroir segmenté fourni par le constructeur, il n'est pas possible d'accéder aux voltages des différents actuateurs mais seulement aux paramètres de piston, tip et tilt absolus. Il est donc possible que le centre de la gamme de fonctionnement des électrodes ne soient pas égale au zéro de la calibration usine effectuée par le constructeur, ce qui expliquerait le décentrement.

Les mesures effectuées avec le SID4 montrent qu'un élément du miroir segmenté n'atteint pas la totalité de la gamme spécifiée par le constructeur, cette caractérisation a donc permis de définir les limites réels d'un élément. Les mesures en tip et tilt absolus ont montré que l'élément est incapable d'atteindre une combinaison de valeurs élevées en tip et tilt absolus.

Cependant, les méthodes de mesures utilisées pour mesurer un élément avec l'analyseur de front d'onde SID4 ne permettent pas de pouvoir explorer le trio de paramètres, c'est-à-dire de mesurer en même temps un piston, un tip et un tilt absolu. Un utilitaire fourni avec le logiciel du miroir segmenté permet cependant de pouvoir explorer la gamme complète de fonctionnement des différents éléments. Après une première vérification de la concordance des résultats entre l'utilitaire et les résultats obtenus avec les mesures effectuées avec SID4, l'exploration complète du trio de paramètres (piston, tip et tilt absolus) a permis d'aboutir à la gamme de fonctionnement commune à tous les éléments :

- Piston absolu : -0,5 µm à 0,5 µm
- Tip absolu : -1,5 mrad à 1,5 mrad
- Tilt absolu : -1,5 mrad à 1,5 mrad

Ces trois plages de mesures signifient que tant que les paramètres de tous nos éléments sont compris dans ces gammes, alors les éléments pourront effectivement atteindre leur commande. Si par la suite, nous voulons atteindre des points en dehors de cette gamme, il faudra vérifier que tous les éléments puissent atteindre leur commande avec l'utilitaire. Cette gamme de fonctionnement, plus restreinte que prévu, se rapproche néanmoins des objectifs que nous nous sommes fixés pour les tips et tilts absolus, c'est-à-dire quelques mrad. Concernant le piston absolu, la gamme ne permet plus d'atteindre quelques longueurs d'ondes, nous nous concentrerons donc sur des pistons entre $-\lambda/2$ et $\lambda/2$. La méthode bi-couleur ne sera alors pas abordée lors des expériences avec le miroir segmenté.

En conclusion, nous avons pu déterminer lors de la caractérisation du miroir déformable, que toutes les valeurs de pistons, tips et tilts absolus définies par le constructeur ne pouvaient pas être atteintes par les éléments du miroir segmenté.

Les résultats précédemment présentés avaient pour référence le miroir segmenté lorsque la commande des pistons, tips et tilts absolus des éléments était à zéro. Dans la section suivante, cette commande sera comparée à une onde plane pour vérifier qu'elles sont similaires.

B.3.3 Comparaison avec une onde plane

Une dernière expérience de caractérisation avec le SID4 a été effectuée pour comparer la surface d'onde produite par le miroir segmenté, à pistons, tips et tilts nuls, avec une onde plane de référence. Le principe consiste à prendre un interférogramme avec le miroir segmenté, puis de remplacer celui-ci par un miroir plan de référence de 50,8 mm, avec un défaut de planéité de λ/20 sur la totalité de la surface du miroir, et d'acquérir un nouvel interférogramme.

La carte de phase résultante ainsi que trois zooms sur trois éléments sont affichés Figure B-7.

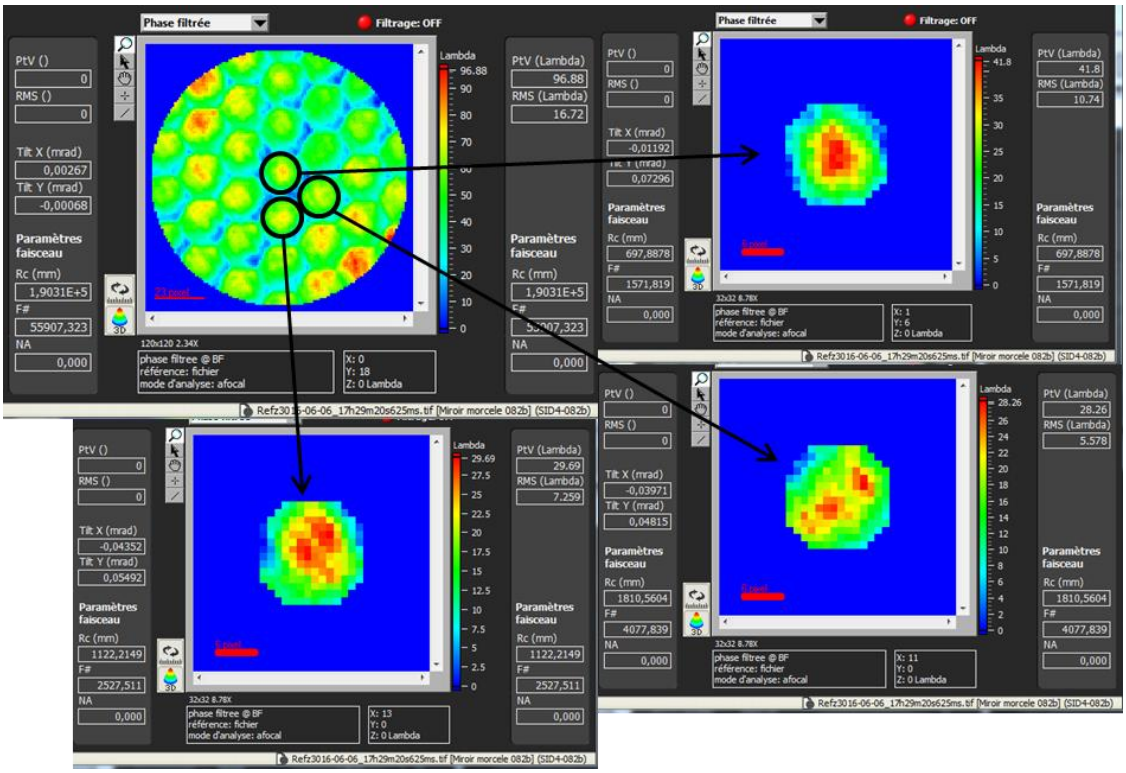


Figure B-7 : En haut à gauche, carte de phase obtenue à partir du miroir segmenté en comparaison avec un miroir plan de référence. Les cartes de phase de trois éléments en particulier (cercles noirs) sont également affichées. La valeur « lambda » dans le logiciel a été fixée à 1 nm, les valeurs PtV (Peak To Valley) et RMS (Root Mean Square) sont donc en nanomètre.

Bien que les pistons, tips et tilts absolus de chaque élément du miroir segmenté soit nuls, nous constatons que chaque élément à aberration fixe semblable à un defocus d'environ 30 nm de profondeur. Néanmoins, sur la carte de phase contenant tous les éléments, la valeur rms (Root Mean Square) sur l'ensemble de la carte vaut 16,72 nm. Cette valeur est dans les spécifications du constructeur où il précise que la planéité du miroir segmenté, lorsque tous ses pistons, tips et tilts sont mis à zéro, est inférieure à 20 nm rms (mesuré avec un interféromètre Zygo).

Il faudra tenir compte de cette forme lors des mesures avec l'interféromètre PISTIL. Cependant, l'aberration fixe semblable à un defocus ne devrait pas être un problème puisqu'un pétale d'un pistilogramme renseigne sur la différence de phase entre deux éléments, comme tous les éléments ont une aberration fixe relativement semblable, la différence de phase sera bien équivalente à un plan. Les pistons, tips et tilts relatifs pourront donc bien être calculé par la méthode d'analyse des pétales, présentée dans la section 3.2.

Publication associées à ce travail

M. Deprez, C. Bellanger, L. Lombard, B. Wattellier et J. Primot, « Piston and tilt interferometry for segmented wavefront sensing », Optics Letters, vol. 41(6), pp. 1078-1081, 2016.

M. Deprez, B. Wattellier, C. Bellanger, L. Lombard et J. Primot, « Phase measurement of a segmented wave front using PIStON and TILt interferometry (PISTIL) », Optics Express, vol. 26(5), pp. 5212-5224, 2018.

Conférence

M. Deprez, C. Bellanger, L. Lombard, W. Boucher, B. Wattellier et J. Primot, « Piston and tilt interferometry for segmented wavefront sensing », CLEO Europe, paper [CH12.3-THU], 2017

Brevet déposé

C. Bellanger, M. Deprez, L. Lombard et J. Primot, Analyseur de surface d'onde et procédé pour déterminer des écarts de piston et de tilt existant entre plusieurs faisceaux lumineux, délivré le 03/11/2017 sous le numéro FR 3 026 181 B1

Bibliographie

Anthony, Katarina. L'accélération laser... Maintenant riche en fibres. [En ligne] Bulletin du CERN, 14 Mai 2012. https://cds.cern.ch/journal/CERNBulletin/2012/20/News%20Articles/1446243?ln=fr. [Citation : 15 Mars 2018.]

Antier, M. *Mesure interférométrique de phase et application à la combinaison cohérente d'un grand nombre de fibres amplificatrices.* Thèse de doctorat, Université Paris-Sud, 2014.

Antier, M., Bourderionnet, J., Larat, C., Lallier, E., Lenormand, E., Primot J. et Brignon, A. *kHz closed loop interferometric technique for coherent fiber beam combining.* Journal of selected topics in quantum electronics, Vol. 20 (5), 2014.

Augst, S. J. et Fan, T. Y., Sanchez, A. *Coherent beam combining and phase noise measurements of ytterbium fiber amplifiers.* Optics Letters, Vol. 29 (5), pp. 474-476, 2004.

Bellanger, C. *Techniques collectives pour la recombinaison cohérente d'un grand nombre de fibres laser.* Thèse de doctorat, Université dde Paris XI Orsay, 2010.

Bellanger, C., Brignon, A., Toulon, B., Primot, J., Bouamrane, F., Bouvet, T., Megtert, T., Quétel, L. et Allain, T. *Design of a fiber-collimated array for beam combining.* Optical Engineering, Vol. 50 (2), p. 025005, 2011.

Bellanger, C., Toulon, B., Primot, J., Lombard, L., Bourderionnet, J. et Brignon, A. *Collective phase measurement of an array of fiber lasers by quadriwave lateral shearing interferometry for coherent beam combining.* Optics Letters, Vol. 35 (23), pp. 3931-3933, 2010.

Bourderionnet, J., Bellanger, C., Primot, J. et Brignon, A. *Collective coherent phase combining of 64 fibers.* Optics Express, Vol. 19 (18), pp. 17053-17058, 2011.

Chanan, G., Troy, M., Dekens, F., Michaels, S., Nelson, J., Mast, T. et Kirkman, D. *Phasing the mirror segments of the Keck telescopes: the broadband phasing algorithm.* Applied Optics, Vol. 37 (1), pp. 140-155, 1998.

Chanteloup, J.-C. *Contrôle et mise en forme des fronts de phase et d'énergie d'impulsions lasers brèves ultra-intenses.* 1998.

Deprez, M., Bellanger, C., Lombard, L., Wattellier, B. et Primot, J. *Piston and tilt interferometry for segmented wavefront sensing.* Optics Letters, Vol. 41 (6), pp. 1078-1081, 2016.

Fontanella, J. C. *Wavefront sensing deconvolution and adaptive optics.* Journal of Optics, Vol. 16 (6), pp. 257-268, 1985.

Freischlad, K. R. et Koliopoulos, C. L. *Modal estimation of a wave front from difference measurements using the discrete Fourier transform.* J. Opt. Soc. Am. A, Vol. 3 (11), pp. 1852-1861, 1986.

Gonsalves, R. A. *Phase retrieval and diversity in adaptive optics.* Optical Engineering, Vol. 21 (5), pp. 829-832, 1982.

Hansch, T. W. et Couillaud, B. *Laser frequency stabilization by polarization spectroscopy of a reflecting reference cavity.* Optics Communications, Vol. 35 (3), pp. 441-444, 1980.

Harris, F. J. *Windows, harmonic analysis, and the discrete Fourier transform.* Rep NUC TP532, Naval Undersea Center, 1976.

Heilmann, A., Le Dortz, J., Daniault, L., Fsaifes, I., Bellanger, S., Antier, M., Bourderionnet, J., Larat, C., Lallier, E., Durand, E., Brignon, A., Simon-Buisson, C. et Chanteloup, J.-C. *Towards coherent combination of 61 fiber amplifiers.* Proceedings of SPIE (San Francisco), Vol. 10512(B), 2018.

Kabeya, D., Kermene, V., Fabert, M., Benoist, J., Desfarges-Berthelemot, A. et Barthelemy, A. *Active coherent combining of laser beam arrays by means of phase-intensity mapping in an optimization loop.* Optics Express, Vol. 23 (24), pp. 31059-31068, 2015.

Kabeya, David, Kermène, Vincent, Fabert, Marc, Benoist, Joel, Saucourt, Jeremy, Desfarges-Berthelemot, Agnès et Barthélémy, Alain. *Efficient phase-locking of 37 fiber amplifiers by phase-intensity mapping in an optimization loop.* Optics Express, Vol. 25 (12), pp. 13816-13821, 2017.

Klenke, A., Breitkopf, S., Kienel, M., Gottschall, T., Eidam, T., Hädrich, S., Rothhardt, J., Limpert, J. et Tünnermann, A. *530 W, 1.3 mJ, four-channel coherently combined femtosecond fiber chirped-pulse amplification system.* Optics Letters, Vol. 38 (13), pp. 2283-2285, 2013.

Le Dortz, J., Heilman, A., Antier, M., Bourderionnet, J., Larat, C., Fsaifes, I., Daniault, L., Bellanger, S., Simon-Buisson, C., Chanteloup, J.-C., Lallier, E. et Brignon, A. *Highly scalable femtosecond coherent beam combining demonstrated with 19 fibers.* Optics Letters, Vol. 42 (10), pp. 1887-1890, 2017.

Leemans, W., Chou, W. et Uesaka, M. ICFA Beam dynamics Newsletter, Vol. 56, pp. 10-88, 2011.

Leemans, W. P., Duarte, R., Esarey, E., Fournier, S., Geddes, C.G.R., Lockhart, D., Schroeder, C.B., Toth, C., Vay, J.-L. et Zimmermann, S. *The BErkeley Lab Laser Accelerator (BELLA): A 10 GeV laser plasma accelerator.* AIP Conference Proceedings, Vol. 1299 (1), pp. 3-11, 2010.

Leveque, S., Falldorf, C., Klattenhoff, R. et Cheffot, A. *Day-time local phasing of neighbouring segments of the E-ELT, based on simultaneous multi-lambda shearing interferometry.* Proc. of SPIE 9912, Advances in Optical and Mechanical Technologies for Telescopes and instrumentation II, Vol. 99124G, 2016.

Lhermite, J., Desfarges-Berthelemot, A., Kermene, V. et Barthelemy, A. *Passive phase locking of an array of four fiber amplifiers by an all-optical feedback loop.* Optics Letters, Vol. 32 (13), pp. 1842-1844, 2007.

Liu, Z., Ma, P., Su, R., Tao, R., Ma, Y., Wang, X. et Zhou, P. *High-power coherent beam polarization combination of fiber lasers: progress and prospect.* Journal of the Optical Society of America B, Vol. 34 (3), pp. A7-A14, 2017.

Löfdahl, M. G. et Eriksson, H. *Algorithm for resolving 2π ambiguities in interferometric measurements by use of multiple wavelengths.* Optical Engineering, Vol. 40 (6), pp. 984-990, 2001.

Ma, P., Zhou, P., Wang, X., Ma, Y., Su, R. et Liu, Z. *Coherent polarization beam combining of four 200-W-level fiber amplifiers.* Applied Physics Express, Vol. 022703, 2014.

Misell, D. L. *A method for the solution of the phase problem in electron microscopy.* J. Phys. D: Appl. Phys., Vol. 6, pp. 6-9, 1973.

Mourou, G. A., Hulin, D. et Galvanauskas, A. *The road to high peak power and high average power lasers: Coherent Amplification Network.* AIP Conference Proceedings, Vol. 827 (1), pp. 152-163, 2006.

Mourou, G., Brocklesby, B., Tajima, T. et Limpert, J. *The future is fibre accelerators.* Nature Photonics, Vol. 7, 2013.

Mousset, S., Rouyer, C., Marre, G., Blanchot, N., Montant, S. et Wattellier, B. *Piston measurement by quadriwave lateral shearing interferometry.* Optics Letters, Vol. 31 (17), pp. 2634-2636, 2006.

Müller, M., Kienel, M., Klenke, A., Gottschall, T., Shestaev, E., Plötner, M., Limpert, J. et Tünnermann, A. *1 kW 1 mJ eight-channel ultrafast fiber laser.* Optics Letters, Vol. 41 (15), pp. 3439-3443, 2016.

Paxman, R. G., Schulz, T. J. et Fienup, J. R. *Joint estimation of object and aberrations by using phase diversity.* J. Opt. Soc. Am. A, Vol. 9 (7), pp. 1072-1085, 1992.

Penrose, R. *A generalized inverse for matrices.* Mathematical Proceedings of the Cambridge Philosophical Society, Vol. 51 (3), pp. 406-413, 1955.

Polhemus, C. *Two-wavelength interferometry.* Applied Optics, Vol. 12 (9), pp. 2071-2074, 1973.

Preuss. P. BELLA Laser Achieves World Record Power at One Pulse per Second. [En ligne] 2012. http://newscenter.lbl.gov/news-releases/2012/07/27/bella-laser-record-power. [Citation : 27 12 2017.]

Primot, J. et Guérineau, N. *Extended Hartmann test based on the pseudoguiding property of a Hartmann mask completed by a phase chessboard.* Applied Optics, Vol. 39 (31), pp. 5715-5720, 2000.

Redmond, S. M., Ripin, D. J., Yu, C. X., Augst, S. J., Fan, T. Y., Thielen, P. A., Rothenberg, J. E. et Goodno, G. D. *Diffractive coherent combining of a 2.5 kW fiber laser array into a 1.9 kW gaussian beam.* Optics Letters, Vol. 37 (14), pp. 2832-2834, 2012.

Rockwell, D. A. et Giuliano, C. R. *Coherent coupling of laser gain media using phase conjugation.* Optics Letter, Vol. 11 (3), pp. 147-149, 1986.

Shack, R. V. et Platt, B. C. *Production and use of a lenticular Hartmann screen.* Journal of Optical Society of America, Vol. 61, p. 656, 1971.

Strickland, D. et Mourou, G. *Compression of amplified chirped optical pulses.* Optics Communications, Vol. 56 (3), pp. 219-221, 1985.

Toulon, B. *La mesure d'amplitudes complexes par interférométrie à décalage multi-latéral.* Thèse de doctorat, Université Paris XI, 2009.

Velghe, S. *Les nouvelles dimensions de l'interférométrie à décalage quadri-latéral.* Thèse de doctorat, Université Paris XI, 2007.

Vievard, S. *Développement et validation d'un analyseur de surface d'onde en plan focal pour instruments multi-pupilles.* Thèse de doctorat, Université Pierre et Marie Curie, 2017.

Wang, X., Leng, J., Ma, Y., Xu, X. et Liu, Z. *1.8-kW simultaneous spectral and coherent combining of three-tone nine-channel all-fiber amplifier array.* Applied Physics B, Vol. 107, pp. 785-790, 2012.

Weyrauch, T., Vorontsov, M. A., Carhart, G. W., Beresnev, L. A., Rostov, A. P., Polnau, E. E. et Liu, J. J. *Experimental demonstration of coherent beam combining over a 7 km propagation path.* Optics Letters, Vol. 36 (22), pp. 4455-4457, 2011.

Weyrauch, T., Vorontsov, M., Mangano, J., Ovchinnikov, V., Bricker, D., Polnau, E. et Rostov, A. *Deep turbulence effects mitigation with coherent combining of 21 laser beams over 7 km.* Optics Letters, Vol. 41 (4), pp. 840-843, 2016.

Weyrauch, T., Vorontsov, M., Ovchinnikov, V., Polnau, E., Wu, G., Ryan, T. et Maynard, M. *Atmospheric turbulence compensation and coherent beam combining over a 7 km propagation path using a fiber-array system with 21 sub-aperture.* Imaging and applied optics, Vol. PW2E.3, 2014.

Yu, C. X., Augst, S. J., Redmond, S. M., Goldizen, K. C., Murphy, D. V., Sanchez, A. et Fan, T. Y. *Coherent combining of a 4 kW, eight-element fiber amplifier array.* Optics Letters, Vol. 36 (14), pp. 2686-2688, 2011.

université PARIS-SACLAY

ÉCOLE DOCTORALE
Ondes et Matière
(EDOM)

Titre : Moyen de métrologie pour la conception et l'évaluation de chaines lasers hyper intenses utilisant la recombinaison cohérente de lasers élémentaires

Mots clés : laser, surfaces d'onde morcelées, métrologie

Résumé : La nécessité de la montée en puissance, crête et moyenne, des chaines lasers hyper intenses a fait émerger un nouveau type d'architecture. Le principe consiste à combiner de manière cohérente un grand nombre de lasers élémentaires les plus simples et robustes possible. La difficulté de la montée en puissance est donc reportée essentiellement sur le système de recombinaison. Plusieurs laboratoires à travers le monde ont ainsi décidé de s'impliquer dans cette voie. S'il existe des concepts variés pour la boucle d'asservissement, il n'y a pas pour l'instant, à notre connaissance, de développement d'un moyen de métrologie absolue de la qualité du front d'onde final, et donc de la recombinaison. Or celui-ci est fondamental pour deux moments particuliers de la conception de ces nouvelles architectures. Dans un premier temps, il est nécessaire de connaître la nature, l'amplitude et la fréquence des défauts de phase en boucle ouverte afin de bien spécifier l'architecture de la tête optique et le système de contrôle/commande. Puis, lorsque la chaîne est pleinement opérationnelle, en boucle fermée, la qualité de la recombinaison doit être évaluée. L'objet de cette thèse est de proposer un nouvel interféromètre adapté à ces deux besoins, c'est-à-dire capable d'encaisser de fortes dynamiques et d'avoir en même temps des capacités de mesure absolue de très grandes précision et justesse, à haute cadence, afin de mesurer et d'analyser le front d'onde résultant de la combinaison des différents lasers sur toute la phase de conception de ces lasers, en boucle ouverte comme en boucle fermée.

Title : Metrology means for the design and evaluation of hyper intense laser chains using coherent recombination of elementary lasers

Keywords : laser, segmented wave front, metrology

Abstract: The need for the rise in power, peak and medium, of hyper intense laser chains has led to the emergence of a new type of architecture. The principle is to consistently combine a large number of the simplest and most robust elementary lasers possible. The difficulty of ramping up is therefore mainly transferred to the recombination system. Several laboratories around the world have thus decided to get involved in this path. If there are various concepts for the servo loop, there is currently, to our knowledge, no development of a means of absolute metrology of the quality of the final wave front, and therefore of recombination. This is fundamental for two particular moments in the design of these new architectures. First, it is necessary to know the nature, amplitude and frequency of open loop phase faults in order to properly specify the optical head architecture and the control/command system. Then, when the chain is fully operational, in closed loop, the quality of the recombination must be evaluated. The purpose of this thesis is to propose a new interferometer adapted to these two needs, i.e. capable of withstanding strong dynamics and at the same time having absolute measurement capabilities of very high precision and accuracy, at high cadence, in order to measure and analyze the wavefront resulting from the combination of the different lasers over the entire design phase of these lasers, in open loop as in closed loop.