



Analyseur de front d'onde d'ordres inférieurs à modulation spatiale

Mémoire

Guillaume Allain

Maîtrise en physique - avec mémoire
Maître ès sciences (M. Sc.)

Québec, Canada

Analyseur de front d'onde d'ordres inférieurs à modulation spatiale

Mémoire

Guillaume Allain

Sous la direction de:

Simon Thibault, directeur de recherche

Résumé

L'imagerie directe pour la détection et l'identification d'exoplanètes apporte un lot de nouveaux défis en instrumentation astronomique. L'utilisation de coronographes à haut contraste nécessite que les aberrations du système optique ainsi que la turbulence atmosphérique soient très bien corrigées afin de supprimer la lumière de l'étoile de façon à pouvoir détecter clairement les objets moins brillants qui pourraient se trouver à proximité de celle-ci. Il devient donc nécessaire d'utiliser des analyseurs de front d'onde spécialisés dans la détection rapide des bas ordres (typiquement les fines erreurs de pointage et de foyer) afin d'atteindre des niveaux de contraste entre l'étoile et une planète de l'ordre de 10^{-7} - 10^{-9} .

Dans des missions utilisant de petits télescopes, où le nombre de photons qui atteint les instruments est limitée, l'analyseur de front d'onde pyramidal devient intéressant à cause de son utilisation plus efficace de la lumière. Afin de pouvoir détecter des aberrations de grandes amplitudes, ce type d'analyseur inclut normalement une modulation temporelle du faisceau par l'utilisation d'un miroir piézo-électrique à haute fréquence. Cette modulation dynamique du faisceau comporte des risques qui ne peuvent pas être négligés pour des missions spatiales ou embarquées sur ballon stratosphérique. La solution proposée dans ce mémoire est l'utilisation d'une composante optique (axicon) qui émule de façon instantanée le comportement de ce type d'analyseur à modulation et en maintenant des performances suffisantes dans une utilisation comme analyseur de front d'ondes d'ordres inférieurs. L'intégration de ce système dans deux instruments astronomiques différents démontre la viabilité de cette méthode pour détecter et corriger en boucle fermée les aberrations provenant d'une étoile.

Abstract

Direct imaging aimed at the detection of exoplanets raises new challenges in astronomical instrumentation. The use of high-contrast coronagraphs to do such tasks requires that the optical system as well as all atmospheric turbulence are corrected near the limit of diffraction in order to remove the light from the adjacent star and detect faint objects that could be near that star. These tight requirements on stability require the use of wavefront sensor specialised in the fast and accurate detection of low-order aberrations (typically pointing and focus errors) to achieve the contrast of 10^{-7} to 10^{-9} between the star and the planet.

In missions using small telescope where the light collection is limited, pyramidal wavefront sensing become more interesting because of the more efficient use of light. When these types of wavefront sensor need to detect aberrations of larger amplitudes, they usually use temporal modulation of the beam by the use of high frequency piezo-electric mirror. These kind of modulation add new risks that cannot be waived for spatial missions or stratospheric balloon-borne missions. The solution presented in this thesis makes use of an optical element (axicon) in order to emulate instantly the behavior of these modulating wavefront sensor and still maintains enough performances to be used as a low-order wavefront sensor. The integration of this spatially modulated wavefront sensor in two astronomical systems shows the viability of this solution to detect and correct in closed loop the aberrations from a star.

Table des matières

Résumé	iii
Abstract	iv
Table des matières	v
Liste des tableaux	vii
Liste des figures	viii
Remerciements	xiii
Introduction	1
1 Éléments de théorie	3
1.1 Optique	3
1.1.1 Optique ondulatoire scalaire	4
1.1.2 Optique de Fourier	8
1.1.3 Théorie d'imagerie	13
1.2 Signal	19
1.2.1 La lumière d'étoile	20
1.2.2 Optique adaptative	21
1.2.3 Coronographie	23
1.3 Analyseur de front d'ondes	25
1.3.1 Analyseur de front d'onde de Shack-Hartmann	26
1.3.2 Analyseur de front d'onde pyramidal	27
1.3.3 Analyseur de front d'onde de Zernike	32
2 Design de l'analyseur de front d'onde	34
2.1 Exigences	34
2.1.1 Historique	35
2.1.2 Budget de photon	36
2.1.3 Exigences non fonctionnelles	39
2.2 Méthodes	40
2.2.1 Optique de Fourier discrète	40
2.2.2 Structure d'un système typique	41
2.2.3 Structure du code	43
2.3 Présentation du système	46

2.3.1	Idée générale	46
2.3.2	Fonctionnement	48
2.3.3	Reconstruction	52
2.4	Performances de l'analyseur	54
2.4.1	Critères de comparaisons	54
2.4.2	Comparaisons	58
3	Intégration	70
3.1	Bonnette d'optique adaptative de l'Observatoire du Mont-Mégantic	70
3.1.1	Version 1 (2015)	70
3.1.2	Version 2 (2017)	72
3.1.3	Résultats de la mission à l'observatoire du Mont-Mégantic.	77
3.2	HiCIBaS	84
3.2.1	Introduction	84
3.2.2	Exigences	86
3.2.3	Conception optique	87
3.2.4	Performances du système d'analyse de front d'onde	95
	Conclusion	100
	A Aberrations de bas ordre	103
	B Simulations des différents analyseurs	106
B.1	Analyseur de Zernike	106
B.2	Analyseur de Shack-Hartmann	107
B.3	Analyseurs pyramidaux	107
B.3.1	Sans modulation	108
B.3.2	Avec modulation spatiale provenant d'un axicon	108
B.3.3	Avec modulation temporelle provenant d'un miroir mobile	109
	Bibliographie	110

Liste des tableaux

1.1	Polynômes, dérivées et signal résultant selon une pupille carrée de $B(y) = 1$.	30
2.1	Exigences de l'analyseur de front d'onde (tiré de [14])	35
2.2	Caractéristiques photométriques de Capella (tiré de <i>SIMBAD</i> [33])	37
2.3	Valeur du flux normalisé par rapport à Vega (m_0)	37
2.4	Calcul (haut vers le bas) du nombre de photons incident dans le système <i>HiCIBaS</i>	38
2.5	Calcul (haut vers le bas) du nombre de photons incident dans le système <i>WFIRST</i>	38
2.6	Budget d'erreur approximatif de la mission <i>WFIRST</i>	39
2.7	Exigences non fonctionnelles pour le design	39
2.8	Specifications commune à tous les systèmes utilisés pour la comparaison. . .	59
3.1	Temps d'observation lors du séjour de la bonnette d'optique adaptative à l'Observatoire du Mont-Mégantic en 2017	78
3.2	Largeur à mi-hauteur d'une étoile dans la bonnette d'optique adaptative, avec et sans correction, pour les deux versions de la bonnette	80
3.3	Exigences du système optique complet d' <i>HiCIBaS</i>	86
3.4	Exigences du système d'analyse de front d'onde d' <i>HiCIBaS</i>	92
B.1	Configuration de la simulation pour l'analyseur de Zernike	106
B.2	Configuration de la simulation pour l'analyseur de Shack-Hartmann	107
B.3	Configuration de la simulation pour les analyseurs pyramidaux	107

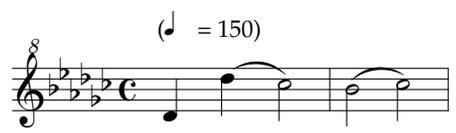
Liste des figures

1.1	Lien entre les différents modèles de la lumière	3
1.2	Modélisation d'une composante optique si l'onde se propage en z	5
1.3	Lien entre les rayons et des fronts d'ondes pour une source ponctuelle.	7
1.4	Vecteur normal à l'onde plane (en gras) et illustration des angles θ_x et θ_y	8
1.5	Exemple de décomposition d'une onde en ses composantes sinusoïdales et comparaison avec un front d'onde décomposé en ondes planes.	9
1.6	Diffraction en champ lointain (diffraction de Fraunhofer).	10
1.7	Propagation d'un front d'onde plan à travers une lentille de focale f	11
1.8	Tache d'airy.	13
1.9	Propagation des fronts d'onde selon le principe de Huygens-Fresnel pour une surface représenté par une ligne sur l'axe des x	13
1.10	Diffraction d'un point d'un objet au travers un système télécentrique	14
1.11	Position de la pupille d'entrée (EP) et de sortie (EX) dans un système non télécentrique	15
1.12	OPD et front d'onde de référence.	16
1.13	Ratio de Strehl.	19
1.14	Comparaison de la fonction d'étalement de point pour une source monochromatique et une source polychromatique avec une échelle logarithmique	20
1.15	Moyenne quadratique du front d'onde après avoir corrigé J modes (J sur l'abscisse)	21
1.16	Tracé simplifié d'un système d'optique adaptative	22
1.17	Coronographe de Lyot avec tracé des rayons marginaux.	24
1.18	Image du prototype du vAPP à 633nm. Tiré de [27]	25
1.19	Propagation de la lumière dans un analyseur de Shack-Hartmann.	26
1.20	Test de Foucault pour un front d'onde aberré avec l'optique de Fourier.	27
1.21	Figure d'irradiance des anneaux de Rayleigh	28
1.22	Les différentes pupilles pour un analyseur pyramidal pour un front d'onde non-aberré.	28
1.23	Un miroir oscillant est placé sur une pupille réimagée du télescope et une lentille réimage la lumière de l'objet sur le prisme.	31
1.24	Image de microscope de l'apex d'un prisme pyramidal. Les arrêtes sont plates sur approximativement $5\mu\text{m}$ et l'apex sur un rectangle de $35 \times 50\mu\text{m}$	31
1.25	Tracé géométrique de la disposition des composantes pour l'analyseur de Zernike.	32
1.26	Carte d'irradiance au plan pupille réimagé d'un analyseur de front d'onde de Zernike.	33

2.1	Concept préliminaire de l'analyseur de front d'onde à bas ordre basé sur l'utilisation d'une matrice de micro lentilles	36
2.2	Position des plans pupilles et images dans un système d'analyse de front d'onde typique.	42
2.3	Organigramme des différents plans	42
2.4	Diagramme <i>UML</i> simplifié des classes associées à la propagation de la lumière	43
2.5	Diagramme <i>UML</i> d'un exemple d'implémentation des pièces optiques	43
2.6	Diagramme <i>UML</i> de la classe <i>CCD camera</i>	44
2.7	Diagramme <i>UML</i> très simplifié de la classe <i>AO Simulation</i>	45
2.8	Différentes aberrations (phase, en haut) et leur effet sur la forme de la fonction d'étalement de point (en bas).	47
2.9	Propagation de la lumière dans un analyseur de front d'onde pyramidal avec modulation spatiale	48
2.10	Tracé de l'irradiance associé à une phase <i>ar</i>	49
2.11	Effet de la modulation dynamique par un miroir oscillant et la modulation spatiale par un axicon en présence d'aberrations.	50
2.12	Comparaison des figures d'irradiances pour les différents plans des analyseurs de front d'onde	51
2.13	Différence entre un tilt et un décentrement de l'axicon sur l'irradiance sur le plan du détecteur	51
2.14	Signal utilisé pour la reconstruction du front d'onde pour l'analyseur pyramidal avec Axicon pour une source blanche très étendue.	53
2.15	Matrices de diaphonie pour les polynômes de Zernike orthonormalisés ainsi que pour le même polynôme avec un bruit modal	55
2.16	Exemples de graphiques de linéarités pour la fonction $\arctan(x)$. L'erreur sur le front d'onde sera toujours présentée en axe log-log pour mettre en évidence la structure de l'erreur. a) Graphique de linéarité. b) Graphique d'erreur sur le front d'onde	56
2.17	Plage de pleine linéarité pour les analyseurs de types pyramidaux.	60
2.18	Linéarité pour le tilt et l'astigmatisme (Z_2 et Z_5) pour les différents analyseurs.	61
2.19	Erreur sur la reconstruction du front d'onde	62
2.20	Matrice de diaphonie pour deux analyseurs	62
2.21	Matrice de diaphonie pour les deux analyseurs pyramidaux avec deux modulations différentes	63
2.22	Matrice de propagation pour l'analyseur pyramidal et l'analyseur de Shack-Hartmann.	64
2.23	Résultats polychromatiques pour l'analyseur de Shack-Hartmann et l'analyseur pyramidal sans modulation.	66
2.24	Résultats polychromatiques pour l'analyseur de Zernike et l'analyseur pyramidal avec modulation spatiale.	67
2.25	Courbe de linéarité pour l'analyseur de front d'onde à modulation spatiale.	68
3.1	Deux vues de la première version de la bonnette d'optique adaptative de l'Université Laval	71
3.2	Deux vues du tracé optique final de la version 2017 de la bonnette d'optique adaptative.	73
3.3	Performances de la caméra de science de la version 2018 de la bonnette d'optique adaptative	76

3.4	Mécanique de la bonnette d'optique adaptative 2017.	77
3.5	Profil de la fonction d'étalement de point d'une étoile.	79
3.6	Images de Capella tirée de la caméra de science	79
3.7	Séquence d'aberration envoyée à l'aide d'un laser de calibration et la lumière de l'étoile.	80
3.8	Images de l'étoile Capella sur les deux types d'analyseurs de front d'onde de la bonnette.	81
3.9	Exemples de séries temporelles pour les deux analyseurs de front d'onde	82
3.10	Corrélation croisée entre le signal lu par l'analyseur à modulation spatiale et l'analyseur de Shack-Hartmann	83
3.11	Intégration mécanique d' <i>HiCIBaS</i> dans la gondole.	87
3.12	Vue du télescope ainsi que le périscope d' <i>HiCIBaS</i> vue de côté.	87
3.13	Mouvement du miroir tertiaire d' <i>HiCIBaS</i> selon l'élévation du télescope.	89
3.14	Groupe de trois lentilles du miroir tertiaire	89
3.15	Performances de la caméra de guidage grossier.	90
3.16	Tracé optique du système de pointage fin	91
3.17	Tracé optique de l'analyseur de front d'onde d' <i>HiCIBaS</i>	92
3.18	Vue de près des prismes d' <i>HiCIBaS</i>	93
3.19	Fonction d'étalement de point incident sur la pyramide (plan image).	93
3.20	Détecteur de l'analyseur de front d'onde à modulation spatiale. a) Simulation Python. b) Modèle Zemax	94
3.21	Intégration optomécanique du système optique d' <i>HiCIBaS</i>	95
3.22	Différence entre une image de simulation et une image sur le système une fois intégré.	96
3.23	Comparaison de la linéarité entre <i>HiCIBaS</i> et les simulations pour le tilt Z_2	96
3.24	Comparaison du signal utilisé pour la reconstruction sur <i>HiCIBaS</i> et en simulations.	97
3.25	Résultat de boucle fermée pour le système de contrôle total.	98
3.26	Différente façon de séparer la pupille et leur transformée de Fourier (espace image)	101
A.1	Aberration Piston, Z_1 , amplitudes normalisées.	103
A.2	Tilt, Z_2 et Z_3 , amplitudes normalisées	104
A.3	Defocus, Z_4	104
A.4	Astigmatisme, Z_5 et Z_6	104
A.5	Coma, Z_7 et Z_8	105
A.6	Trefoil, Z_9 et Z_{10}	105
A.7	Aberration sphérique, Z_{11}	105
B.1	Exemple de simulation pour l'analyseur de Zernike. En haut l'irradiance du champ électrique, en bas la phase.	106
B.2	Exemple de simulation pour l'analyseur de Shack-Hartmann. En haut l'irradiance du champ électrique, en bas la phase.	107
B.3	Exemple de simulation pour l'analyseur pyramidal sans modulation. En haut l'irradiance du champ électrique, en bas la phase.	108
B.4	Exemple de simulation pour l'analyseur pyramidal sans modulation. En haut l'irradiance du champ électrique, en bas la phase.	108

B.5 Exemple de simulation pour l'analyseur pyramidal sans modulation. En haut l'irradiance du champ électrique, en bas la phase.	109
--	-----



Good Vibrations, The Beach Boys

Remerciements

J'aimerais d'abord remercier le Professeur Simon Thibault de m'avoir permis d'entreprendre ce projet de maîtrise sous sa supervision. L'encadrement de projets étudiants comme *HiCIBaS* demande l'investissement de beaucoup de temps et de ressources. Je me compte extrêmement chanceux d'avoir fait partie de la première équipe de ce projet de recherche.

Ce projet de recherche n'aurait pas été possible sans l'implication de tout le personnel de support du laboratoire *LRIO*. Un merci particulier à Denis Brousseau d'avoir été très disponible pour répondre aux questions que j'avais en début de projet ainsi que d'avoir été très présent lors de toute la durée d'*HiCIBaS*. J'aimerais aussi remercier Anne-Sophie et Hugues qui ont été très disponibles (surtout en fin de projet) pour nous aider à encadrer l'intégration du système.

J'aimerais aussi prendre le temps de souligner le travail de mes collègues du projet *HiCIBaS* : Mireille, Cédric, Deven et Olivier. Au fil des innombrables réunions d'équipe et des heures interminables en laboratoire, j'ai appris à connaître des personnes extraordinaires avec qui j'ai eu beaucoup de plaisir à travailler. Merci à vous tous pour votre engagement face au projet.

J'aimerais remercier ma famille et mes amis qui, à leur façon, ont su m'aider et me soutenir lors de ces recherches. Merci au 3134 pour les discussions de bureau et les soirées agréables. Pour finir, un grand merci à Amélie qui a partagée chaque jour des deux dernières années avec moi.

Introduction

Depuis les dernières années, dues à la précision des instruments astronomiques de nouvelle génération, nous avons assisté à l'émergence de nouveaux problèmes de conception optique. Un bon exemple sont les coronographes à haut-contraste dont l'objectif est de produire une image directe de planète orbitant une autre étoile que le soleil. Afin d'atteindre des résolutions angulaires nous permettant de faire cette tâche précise, de nouvelles solutions doivent être trouvées à des problèmes qui n'étaient pas présents dans la précédente génération d'instruments. Par exemple, la détection et la correction active des aberrations d'ordres inférieurs deviennent maintenant critiques pour le fonctionnement de coronographes puisque ceux-ci sont typiquement très sensibles aux erreurs de pointage et de foyer. La correction rapide de ces erreurs permettrait d'augmenter la qualité des observations de plusieurs ordres de grandeur par rapport à ce qui était possible avant.

Ce mémoire se concentrera sur le développement d'un nouveau genre d'analyseur de front d'onde qui tentera de répondre à ce problème précis. La philosophie de conception sera de réutiliser le plus possible des concepts déjà existants pour la reconstruction d'aberration et de modifier ceux-ci de façon astucieuse afin de les adapter précisément à l'intégration que nous souhaitons en faire. Les conclusions de ce mémoire cadrent dans les objectifs d'*HiCIBaS* (section 3.2) qui nécessite un système d'analyse et de correction des aberrations d'ordres inférieurs pour son bon fonctionnement. De plus, nous voudrions aussi de se servir de l'analyseur afin d'enregistrer les aberrations qui influencent la qualité d'image d'une étoile à des altitudes stratosphériques. Ces données permettraient de valider les différents modèles de turbulence atmosphérique en haute atmosphère et donneraient un jeu de donnée pour des simulations de missions futures en haute atmosphère.

Le mémoire sera séparé en trois parties distinctes qui permettront de voir chacune des étapes de développement qui ont mené au système final. Nous verrons d'abord les bases théoriques ainsi que les approximations qui ont été effectuées pour les calculs de propagations dans des systèmes d'analyse de front d'onde dans le Chapitre 1. Nous ferons aussi une revue rapide des différents systèmes d'analyse de front d'onde qui sont commun en instrumentation astronomique et qui pourraient être utilisés dans un système similaire à *HiCIBaS*. Dans le Chapitre 2 nous utiliserons ces concepts afin d'introduire le système d'analyse de front d'onde

à modulation spatiale. Celui-ci sera comparé aux autres systèmes d'analyse de front d'onde du chapitre précédent. Finalement, nous présenterons au Chapitre 3 deux systèmes astronomiques (la Bonnette d'Optique Adaptative de l'université Laval et *HiCIBaS*) où l'analyseur de front d'onde à modulation spatiale a été intégré ainsi que les résultats de performances de celui-ci relatifs à leurs objectifs spécifiques.

Chapitre 1

Éléments de théorie

Afin d'être en mesure de décrire adéquatement le fonctionnement et les performances d'un analyseur de front d'onde, il sera nécessaire d'établir les bases théoriques qui ont été employées lors de sa conception. Le mémoire commencera en décrivant le modèle utilisé pour la physique de la lumière ainsi que les conséquences des approximations de celui-ci. Nous présenterons ensuite le signal que nous souhaitons détecter avec l'instrument et les genres de systèmes nécessitant un analyseur de front d'onde dans un contexte d'instrumentation astronomique. Nous terminerons le chapitre avec un survol de différents analyseurs de front d'onde avec lequel nous comparerons les performances du système développé dans le chapitre 2.

1.1 Optique

La propagation de la lumière dans l'espace peut être modélisée de plusieurs façons différentes qui dépendent du niveau d'abstraction qu'il est possible d'accepter dans notre application. Il serait inutile de prendre en compte des phénomènes dont l'effet serait négligeable dans un système réel. Au contraire, une approximation trop importante ne ferait pas une description exacte et pourrait mener à d'autres problèmes lors de la validation en laboratoire.

Puisque nous nous trouvons dans un domaine où les champs sont peu intenses et les angles d'incidence des rayons peu importants, les postulats de l'optique ondulatoire constituent un modèle de départ acceptable que nous travaillerons afin d'obtenir une solution adaptée aux travaux de ce mémoire. La description qui suit peut être trouvée dans plusieurs manuels d'optique élémentaire, mais celle que nous suivrons est inspirée de [23] et de [7].

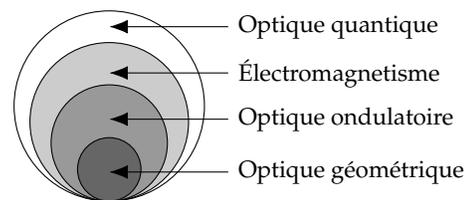


FIGURE 1.1 – Lien entre les différents modèles de la lumière Tiré de [23]

1.1.1 Optique ondulatoire scalaire

L'équation d'onde

L'optique ondulatoire repose sur l'équation d'onde provenant du comportement des champs électriques et magnétiques dans un milieu non conducteur sans sources électriques :

$$\nabla^2 \mathbf{E}(\mathbf{r}, t) - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 \mathbf{E}(\mathbf{r}, t)}{\partial t^2} = 0 \quad (1.1)$$

où c est la vitesse de la lumière dans le milieu et \mathbf{E} le champ électrique. Considérons une onde monochromatique que nous exprimerons comme un phaseur de fréquence ν et de longueur d'onde $\lambda = \frac{c}{\nu}$:

$$\mathbf{E}(\mathbf{r}, t) = \mathbf{E}(\mathbf{r}) e^{2i\nu t} \quad (1.2)$$

où $E(\mathbf{r})$ est le champ électrique indépendant du temps. En remplaçant cette expression dans 1.1, nous obtenons donc :

$$\nabla^2 \mathbf{E}(\mathbf{r}, t) + k^2 \mathbf{E}(\mathbf{r}, t) = 0 \quad (1.3)$$

où nous définissons le nombre d'ondes k :

$$\boxed{k = \frac{2\pi\nu}{c} = \frac{2\pi}{\lambda}} \quad (1.4)$$

Exprimons le champ électrique comme une onde plane voyageant dans la direction z , ce qui permettra de simplifier les calculs pour le reste de la description du modèle. Une propriété très intéressante de l'expression du champ électrique comme une phaseur est que les comportements des ondes est directement linéaire. On peut donc calculer une somme de champs électriques comme une somme de phaseur. Ce résultat intéressant sera le cœur de la sous-section 1.1.2 et nous permet de ne perdre aucune généralité dans les prochains calculs de cette section. Partons de l'équation 1.2

$$\boxed{\mathbf{E}(\mathbf{r}, t) = \mathbf{A}(\mathbf{r}) e^{i\phi(\mathbf{r})} e^{2i\nu t}} \quad (1.5)$$

Cette expression introduit l'amplitude du champ électrique $\mathbf{A}(\mathbf{r})$ et sa phase $\phi(\mathbf{r})$. La phase du champ électrique correspond à la forme de la surface du front d'onde (à une constante près pour une onde monochromatique) à un temps t donné (comme vu à la figure 1.3). Si nous souhaitons avoir, une onde plane, le front d'onde prendra donc la forme suivante :

$$\mathbf{E}_p(\mathbf{r}, t) = \mathbf{A}(\mathbf{r}) e^{-ikz} e^{2i\nu t} \quad (1.6)$$

L'irradiance

En optique, la quantité qu'il est possible de mesurer facilement est la puissance déposée par le champ électrique sur une surface donnée. Cette quantité peut être dérivée de l'expression 1.6 en utilisant le vecteur de Poynting moyenné sur une période plus longue que la

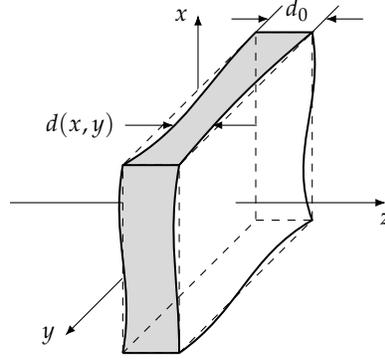


FIGURE 1.2 – Modélisation d’une composante optique si l’onde se propage en z . Tiré de [23]

période optique (ce qui décrit le comportement de la plupart des détecteurs) :

$$\langle \mathcal{P}(\mathbf{r}, t) \rangle = \frac{1}{2} \mathbf{E}(\mathbf{r}) \times \mathbf{H}^*(\mathbf{r}) \quad (1.7)$$

Pour une onde plane de champ électrique \mathbf{E}_p et magnétique \mathbf{H}_p , il est possible de voir [7] que :

$$\mathbf{E}_p(\mathbf{r}, t) = \mu c \mathbf{H}_p(\mathbf{r}, t) \quad (1.8)$$

Où le champ magnétique $H(\mathbf{r}, t)$ oscille à 90° du champ électrique et μ est la permittivité magnétique du milieu. Ainsi, nous pouvons réexprimer le vecteur de Poyting comme :

$$\langle \mathcal{P}(\mathbf{r}, t) \rangle = \mu c \mathbf{E}(\mathbf{r}) E(\mathbf{r})^* = \mu c |\mathbf{E}(\mathbf{r})|^2 \quad (1.9)$$

Puisque le facteur μc peut être absorbé dans $\mathbf{A}(\mathbf{r}, t)$, nous exprimerons l’irradiance comme :

$$\boxed{I(\mathbf{r}) = |E(\mathbf{r})|^2} \quad (1.10)$$

En faisant le développement de cette façon, l’irradiance et le champ électrique n’ont pas d’unité physique de puissance mais restent proportionnels aux quantités mesurables. Pour le reste de ce document, nous référerons toujours à ces quantités afin de ne pas traîner inutilement des constantes dans nos calculs et simulations. Comme nous le verrons au chapitre 2, nous mettrons à l’échelle l’irradiance sans unités avec des mesures photométriques afin d’obtenir un résultat qui sera comparable à des données réelles.

Transmission et réflexion

Nous pouvons maintenant décrire le comportement d’une onde électrique lorsqu’elle se propage au travers d’une composante optique. Ce résultat sera central dans la description des instruments plus complexes ainsi que la propagation dans un système optique. Afin de généraliser le problème, nous considérerons encore une fois que l’onde se propage en z , au

travers d'une composante décrite comme à la figure 1.2. Puisque nous laissons tomber la dynamique du système lors du calcul de l'irradiance, concentrons-nous uniquement sur l'effet qu'aura la composante sur l'amplitude complexe du champ électrique d'une onde plane :

$$\mathbf{E}_p(\mathbf{r}) = \mathbf{A}(\mathbf{r})e^{-ikz} = \mathbf{A}(\mathbf{r})e^{\frac{i2\pi z}{\lambda}} \quad (1.11)$$

Pour la propagation d'une onde plane dans l'axe des z , les fronts d'ondes se trouveront à différents plans z à un temps donné. Pour le moment, considérons une plaque d'épaisseur constante d_0 . Concentrons-nous sur le ratio entre le plan $\mathbf{f}(\mathbf{r}) = \mathbf{E}_p(z = 0)$ et $\mathbf{g}(\mathbf{r}) = \mathbf{E}_p(z = d_0)$ que nous appellerons $\mathbf{t}(\mathbf{r})$:

$$\mathbf{t}(\mathbf{r}) = \frac{\mathbf{g}(\mathbf{r})}{\mathbf{f}(\mathbf{r})} = \frac{\mathbf{A}(\mathbf{r})e^{-ink_0d_0}}{\mathbf{A}(\mathbf{r})} = e^{-ink_0d_0} \quad (1.12)$$

Où k_0 correspond au nombre d'ondes à l'extérieur de la composante. Nous pouvons voir l'indice de réfraction apparaître, qui permet de mettre à l'échelle le nombre d'ondes dans le matériel. L'effet net de la plaque est une modification de la phase du champ électrique. Essayons d'étendre ce résultat à une onde qui serait incidente à un angle θ_1 de la plaque dans l'axe des x . Avec la loi de Snell-Descartes déterminons l'angle θ_2 à l'intérieur de la plaque :

$$\theta_2 = \arcsin\left(\frac{n_1}{n_2} \sin(\theta_1)\right) \quad (1.13)$$

L'effet sur la propagation dans les deux axes est donc :

$$\mathbf{t}(\mathbf{r}) = \frac{\mathbf{g}(\mathbf{r})}{\mathbf{f}(\mathbf{r})} = e^{-ink_0(d_0 \cos(\theta_2) + x \sin(\theta_2))} \quad (1.14)$$

Considérons le cas où les angles θ_1 et θ_2 sont très petits. Appliquons l'approximation paraxiale $\sin(\theta) = \theta$ et $\cos(\theta) = 1 - \theta^2/2$, nous obtenons l'expression suivante :

$$\mathbf{t}(\mathbf{r}) = e^{-ink_0(d_0 - d_0 \frac{\theta^2}{2} + x\theta_2)} \quad (1.15)$$

Un comportement intéressant apparaît lorsque nous considérons la plaque très mince et les angles très petits. En effet, si les deux termes dépendant de θ sont petits :

$$nk_0d_0 \frac{\theta^2}{2} \ll 2\pi \quad (1.16)$$

$$nk_0x\theta_2 \ll 2\pi \quad (1.17)$$

Obtenons la même expression qu'à la ligne 1.12

$$\mathbf{t}(\mathbf{r}) = e^{-ink_0d_0} \quad (1.18)$$

Il faudra donc justifier les angles d'incidence lorsque les épaisseurs sont trop importantes par rapport à ces approximations. Encore une fois, nous pouvons généraliser ce dernier résultat

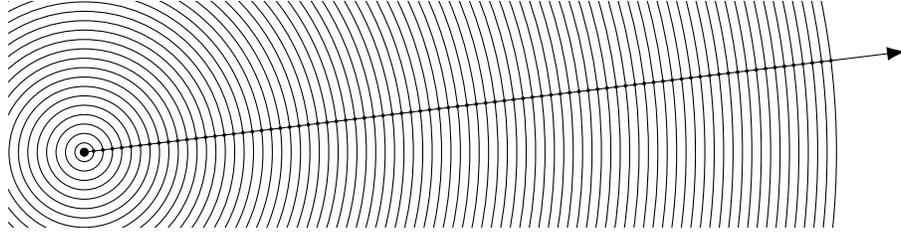


FIGURE 1.3 – Lien entre les rayons et des fronts d’ondes pour une source ponctuelle.

à une plaque d’épaisseur $\mathbf{d}(\mathbf{r})$ puisque nous travaillons avec des phaseurs dont l’addition est linéaire. En effet, recalculons $\mathbf{t}(\mathbf{r})$ avec une combinaison de deux "composantes" : l’épaisseur de la plaque $\mathbf{d}(\mathbf{r})$ et l’épaisseur d’air $d_0 - \mathbf{d}(\mathbf{r})$. Utilisons 1.18 :

$$\mathbf{t}(\mathbf{r}) = e^{-ink_0 d_0} e^{-ink_0 (d_0 - \mathbf{d}(\mathbf{r}))} \quad (1.19)$$

$$\boxed{\mathbf{t}(\mathbf{r}) = e^{-ik_0 d_0} e^{-i(n-1)k_0 \mathbf{d}(\mathbf{r})}} \quad (1.20)$$

Bien que cette équation est générale et nous sera très utile dans les prochaines sections, elle doit sa simplicité aux fortes approximations que nous avons faites. Observons l’équation de la même forme pour une pièce réfléchive de forme de surface $\mathbf{d}(\mathbf{r})$. Dans le cas réfléchive, nous avons besoin de considérer l’espace d’air qui est traversé deux fois par la lumière :

$$\boxed{\mathbf{t}(\mathbf{r}) = e^{-i2k_0 \mathbf{d}(\mathbf{r})}} \quad (1.21)$$

Diffraction de la lumière et rayons

Dans les sections précédentes, nous avons utilisé des résultats de l’optique géométrique (comme la loi de Snell-Descartes) sans les justifier avec les postulats de l’optique ondulatoire. Ceci provient du fait que certains résultats de l’optique géométrique sont aussi valides pour l’optique ondulatoire. La figure 1.3 illustre de manière graphique le lien qui existe entre l’optique ondulatoire et l’optique géométrique. La fonction $S(\mathbf{r})$ qui entre en compte dans l’équation Eikonale S , qui régit le comportement des rayons, est en fait relié à la phase $\phi(\mathbf{r})$ dans la mesure où $\mathbf{A}(\mathbf{r})$ oscille lentement par rapport à λ :

$$\phi(\mathbf{r}) = kS(\mathbf{r}) \quad (1.22)$$

Les rayons se trouveront donc dans une trajectoire qui correspondra à $\nabla S(\mathbf{r})$. L’optique ondulatoire permet d’ajouter les effets qui sont dus à la diffraction de l’onde et permet donc de meilleures prédictions dans les simulations du chapitre 2. De plus, l’analyseur de Zernike décrit dans la section 1.3 repose sur l’utilisation de la diffraction afin de retrouver la phase de l’onde.

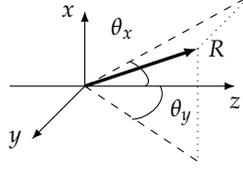


FIGURE 1.4 – Vecteur normal à l’onde plane (en gras) et illustration des angles θ_x et θ_y .

1.1.2 Optique de Fourier

Dans la dernière section avons établi les bases nous permettant de décrire le champ électrique, la façon dont l’énergie est déposée ainsi que son interaction avec des pièces optiques. Nous allons établir les bases et les approximations nécessaires afin d’obtenir les résultats nous permettant de propager adéquatement la lumière à l’intérieur d’analyseurs de front d’onde. Cette section sera encore basée sur les résultats qui sont plus détaillés dans des manuels d’optique de Fourier comme [23], [30] ou [12].

Linéarité du front d’onde

Il est très pratique de décomposer un front d’onde en sous-composantes d’ondes planes qui se propagent dans des angles différents puisque le traitement est plus facile pour celles-ci que pour une expression d’un front d’onde général. Observons l’expression d’une onde plane pour une direction R donné par les deux angles θ_x et θ_y tels que définis à la figure 1.4 pour $z = 0$:

$$\mathbf{E}_p(\mathbf{r}) = e^{-ik\mathbf{R}\cdot\mathbf{r}} \quad (1.23)$$

L’expression du produit scalaire $\mathbf{R}\cdot\mathbf{r}$ peut être trouvée par trigonométrie pour $z = 0$:

$$\mathbf{R}\cdot\mathbf{r} = x\sqrt{\frac{1}{1 + \cot^2(\theta_x) \sec^2(\theta_y)}} + y\sqrt{\frac{1}{1 + \cot^2(\theta_y) \sec^2(\theta_x)}} \quad (1.24)$$

Nous allons nous intéresser au cas où θ_x et θ_y sont petits puisque les cas qui vont suivre nécessiteront une propagation qui sera généralement en $+z$. Procédons à l’expansion en série de cette expression autour de l’argument se trouvant dans la cotangente à l’aide d’un logiciel de calcul symbolique :

$$\sqrt{\frac{1}{1 + \cot^2(\theta_1) \sec^2(\theta_2)}} \approx \theta_1 \sqrt{\cos^2(\theta_2)} - \frac{1}{6}\theta_1^3 \left(\sqrt{\cos^2(\theta_2)} (3 \cos^2(\theta_2) - 2) \right) + \mathcal{O}(\theta_1^5) \quad (1.25)$$

$$\approx \sin(\theta_1) \quad (1.26)$$

Cette approximation nous donne un résultat sous 1% d’erreur pour des angles plus petits que 10° . Nous obtenons donc :

$$\mathbf{R}\cdot\mathbf{r} \approx \sin(\theta_x)x + \sin(\theta_y)y \quad (1.27)$$

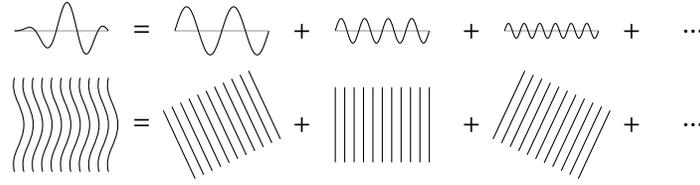


FIGURE 1.5 – Exemple de décomposition d'une onde en ses composantes sinusoïdales et comparaison avec un front d'onde décomposé en ondes planes.

L'expression de l'onde plane devient donc :

$$\boxed{\mathbf{E}_p(\mathbf{r}) = e^{-ik(\sin(\theta_x)x + \sin(\theta_y)y)}} \quad (1.28)$$

Cette forme pour l'onde plane ressemble beaucoup à l'expression d'une transformée de Fourier spatiale. Voyons à quoi peuvent ressembler ces fréquences spatiales ν_x et ν_y :

$$e^{-i2\pi(\nu_x x + \nu_y y)} = e^{-ik(\theta_x x + \theta_y y)} = e^{-i\frac{2\pi}{\lambda}(\theta_x x + \theta_y y)} \quad (1.29)$$

$$\boxed{\sin(\theta_x) = \lambda\nu_x \text{ et } \sin(\theta_y) = \lambda\nu_y} \quad (1.30)$$

Et pour de petits angles, nous pouvons appliquer l'approximation paraxiale :

$$\boxed{\theta_x \approx \lambda\nu_x \text{ et } \theta_y \approx \lambda\nu_y} \quad (1.31)$$

Ainsi, la décomposition en onde plane est équivalente, pour de petits angles, à la décomposition en fréquences spatiales du phaseur. La figure 1.5 illustre le lien entre ces deux opérations. Nous définissons donc ici la transformée de Fourier spatiale comme :

$$\boxed{\mathcal{FT}(f(x_1, y_1)) = F(\nu_x, \nu_y) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} f(x_1, y_1) e^{-i2\pi(\nu_x x + \nu_y y)} dx dy} \quad (1.32)$$

La décomposition en onde plane ne sera pas la seule décomposition que nous utiliserons lors des prochaines sections. Par exemple, nous préférons la base des polynômes de Zernike (qui sont défini dans la section 1.1.3) qui sont plus près des aberrations optiques pour la reconstruction du front d'onde.

La propagation dans un milieu

La section 1.1.1 s'est penchée sur le comportement d'une onde entre deux plans donnés $\mathbf{E}_p(z = 0)$ et $\mathbf{E}_p(z = d_0)$ pour déterminer l'influence d'une pièce optique. Nous reprendrons un développement semblable ici, mais pour la propagation dans le vide d'un champ électrique sur une distance d donné. Puisque le comportement de la propagation des ondes planes et plus simple, c'est ce que nous utiliserons pour calculer la propagation d'un champ électrique $f(x_1, y_1) = \mathbf{E}(z = 0)$ à $g(x_2, y_2) = \mathbf{E}(z = d)$. Nous définissons donc la fonction de transfert $\mathcal{H}(\nu_x, \nu_y)$:

$$g(x_2, y_2) = \mathcal{FT}(\mathcal{H}(\nu_x, \nu_y)F(\nu_x, \nu_y)) \quad (1.33)$$

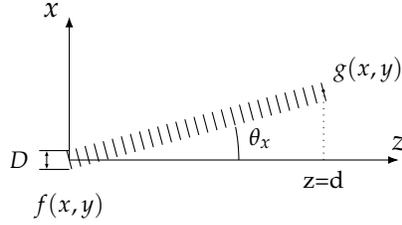


FIGURE 1.6 – Diffraction en champ lointain (diffraction de Fraunhofer).

Cette fonction est très semblable à la propagation d'une onde plane de la section 1.1.1 :

$$\mathcal{H}(v_x, v_y) = e^{-i2\pi d \sqrt{\frac{1}{\lambda^2} - v_x^2 - v_y^2}} \quad (1.34)$$

La forme de cette expression sera problématique plus tard si elle est conservée telle quelle. Elle est plutôt complexe et beaucoup trop générale pour ce que nous tenterons de faire. Approximons l'argument de l'exponentielle avec l'équation 1.30 :

$$g(x_2, y_2) d \sqrt{\frac{1}{\lambda^2} - v_x^2 - v_y^2} = \frac{d}{\lambda} \sqrt{1 - \sin(\theta_x)^2 - \sin(\theta_y)^2} \quad (1.35)$$

Nous pouvons faire l'expansion en série de Taylor à deux variables :

$$g(x_2, y_2) \approx \frac{d}{\lambda} \left(1 - \frac{1}{2} (\theta_x^2 + \theta_y^2) + \frac{\theta_x^4 - 6x^2y^2 + \theta_y^4}{24} + \mathcal{O}(x^6, y^6) \right) \quad (1.36)$$

En conservant les deux premiers termes, nous obtenons la fonction de transfert suivante, appelée l'approximation de Fresnel :

$$\mathcal{H}_{\text{Fresnel}}(v_x, v_y) = e^{ikd} e^{i\pi\lambda d(v_x^2 + v_y^2)} \quad (1.37)$$

Le domaine de validité dépend du troisième terme qui doit être plus petit que π , comme dans la section 1.1.1. La condition peut donc être écrite comme :

$$\left| \frac{\theta_x^4 - 6\theta_x^2\theta_y^2 + \theta_y^4}{12} \right| \ll \frac{\lambda}{d} \quad (1.38)$$

Cette condition est parfois vue sous une forme approximativement équivalente pour les petits angles donnés en fonction de l'angle $\theta_z^2 = \theta_x^2 + \theta_y^2$:

$$\frac{\theta_z^4}{4} \ll \frac{\lambda}{d} \quad (1.39)$$

La transformée de Fourier optique

Nous présenterons ici deux cas particuliers de propagations qui nous seront utiles pour le développement des prochaines sections. Il s'agira aussi des seuls cas analytiques que nous

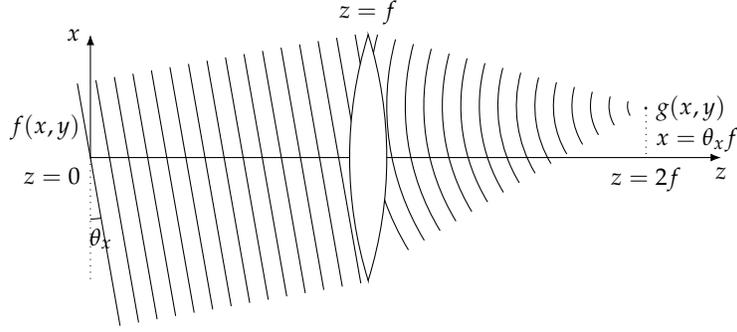


FIGURE 1.7 – Propagation d’un front d’onde plan à travers une lentille de focale f .

calculerons, le reste sera effectué à l’aide de simulations *Python* du modèle que nous venons de décrire.

Commençons par le cas de la diffraction en champ lointain. Utilisons un champ électrique $\mathbf{E}(\mathbf{r})$ limité à une ouverture de taille D au plan $f(x_1, y_1) = \mathbf{E}(z = 0)$. Nous souhaitons obtenir le plan $g(x_2, y_2) = \mathbf{E}(z = d)$ dans la mesure où la propagation d est très grande par rapport à l’ouverture D . La figure 1.6 illustre ce cas particulier où la décomposition en onde plane est ce qui contribue majoritairement à l’intensité dans le plan $g(x_2, y_2)$. Ainsi :

$$g(x_2, y_2) = \frac{1}{i\lambda d} e^{ikd} F\left(\frac{x}{\lambda d}, \frac{y}{\lambda d}\right) \quad (1.40)$$

où, dans l’approximation, $v_x \lambda d = x$ et $v_y \lambda d = y$. Bien que cette expression pour $g(x_2, y_2)$ est très simple, elle nécessite des conditions beaucoup plus difficiles à obtenir que l’approximation de Fresnel. En effet, nous sommes limités à :

$$\theta_z^2 \ll \frac{\lambda}{d} \quad (1.41)$$

Il est possible d’obtenir sensiblement le même résultat qu’à l’équation 1.40 en n’utilisant que les approximations nécessaires à l’obtention de l’approximation de Fresnel. Une façon simple de faire serait d’utiliser une lentille afin d’imager l’infini (cas de la diffraction de Fraunhofer où $d = \infty$) à une distance finie après la lentille. Comme il sera vu dans la section 1.1.3 où nous parlerons de conjugaison, il est possible d’effectuer cette opération en mettant une lentille à une distance f du plan d’intérêt $f(x_1, y_1)$, correspondant à la focale de la lentille, et d’observer le plan image $g(x_2, y_2)$ à une distance f de cette lentille. La figure 1.7 montre la disposition des champs ainsi que les distances nécessaire à la conjugaison. Nous définissons donc la transformée de Fourier optique comme :

$$g(x_2, y_2) = \frac{1}{\lambda i f} e^{2ikf} F\left(\frac{x_2}{\lambda f}, \frac{y_2}{\lambda f}\right) \quad (1.42)$$

Il est important de noter que, bien que cela repose sur les approximations de la relation de Fresnel, nous sommes aussi soumis à l'approximation qui a été effectuée pour obtenir 1.20. Voyons comment cette approximation se compare à 1.39 :

$$nk_0 d_0 \frac{\theta_z^2}{2} \ll 2\pi \quad (1.43)$$

$$n d_0 \frac{\theta_z^2}{2} \ll \lambda \quad (1.44)$$

Sachant que nous pouvons exprimer l'approximation de Fresnel comme :

$$f \frac{\theta_z^4}{4} \ll \lambda \quad (1.45)$$

Comparons ce à quoi correspondrait θ_z^2 pour les deux.

$$\theta_z^2 \ll \frac{2\lambda}{n d_0} \quad (1.46)$$

$$\theta_z \ll \frac{2\sqrt{\lambda}}{\sqrt{f}} \quad (1.47)$$

En comparant les deux approximations, il est possible de voir que l'approximation due à 1.20 est plus restrictive pour des lentilles réelles (épaisseur $d_0 \approx 5\text{mm}$, focale $f \approx 100\text{mm}$) dans le visible. C'est donc cette condition qu'il faudra regarder lorsque nous modéliserons des systèmes réels.

Les deux derniers résultats seront très importants lors de notre description de systèmes optiques puisque nous avons pu relier les angles des composantes en ondes planes d'un plan $f(x_1, y_1)$ à une position donnée dans un plan $g(x_2, y_2)$. En observant l'expression en 1.42, nos deux variables de Fourier sont $\nu_x \approx \frac{\theta_x}{\lambda}$ dans le plan f et la position x dans le plan g .

Pour clore cette section sur la transformée de Fourier optique, voyons l'effet qu'aura un masque circulaire (tel qu'une lentille finie circulaire) sur le plan $g(x_2, y_2)$. Nous définissons donc la fonction suivante : $f(x_1, y_1) = \Pi(r)$:

$$\Pi(r) = \begin{cases} 1 & r \leq \frac{D}{2} \\ 0 & r > \frac{D}{2} \end{cases} \quad (1.48)$$

Ainsi, nous souhaitons obtenir :

$$g(x_2, y_2) = \frac{1}{\lambda i f \sqrt{2\pi}} e^{2ikf} \int \int_{-\infty}^{\infty} \Pi(r) e^{-i\frac{2\pi}{\lambda f}(x_1 x_2 + y_1 y_2)} dx_1 dy_1 \quad (1.49)$$

Dans notre cas, puisque nous sommes à symétrie de rotation, nous pouvons exprimer la transformée de Fourier comme une transformée de Hankel définie uniquement sur r .

$$g(r) = \frac{e^{2ikf}}{\lambda i f \sqrt{2\pi}} \frac{J_1\left(\pi \frac{r}{\lambda f / \#}\right)}{\pi \frac{r}{\lambda f / \#}} \quad (1.50)$$

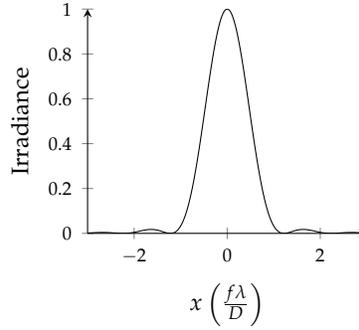


FIGURE 1.8 – Tache d’airy.

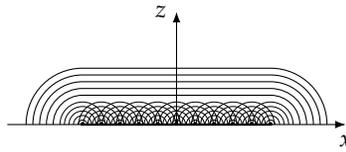


FIGURE 1.9 – Propagation des fronts d’onde selon le principe de Huygens-Fresnel pour une surface représenté par une ligne sur l’axe des x .

où nous introduisons le $f/\#$ (nombre f), qui correspond au ratio $f/\# = f/D$ où D est le diamètre de la lentille. Ce résultat, qui est dû à la taille finie du système, est la quantité qui limite la résolution des systèmes optiques. Nous verrons dans la section 1.1.3 comment la présence d’aberration grossira cette tache (appelée tache d’Airy), et donc nuira à la résolution du système optique. La figure 1.8 montre l’irradiance qui résulte de ce champ électrique spécifique.

1.1.3 Théorie d’imagerie

Cette section permettra d’établir le vocabulaire qui sera employé lorsque nous décrirons des systèmes optiques. En particulier, nous nous concentrerons sur le système $4f$ (figure 1.10) puisqu’il constituera l’élément de base de la majorité des instruments qui seront décrits.

Front d’ondes et rayons

Puisqu’il est possible de décomposer n’importe quel front d’onde $f(x, y)$ en une somme de composantes en ondes planes $F(\nu_x, \nu_y)$, il serait intéressant de décomposer un objet en sous-composantes plus facilement traitable qu’une surface complexe. Le principe de Huygens-Fresnel nous indique qu’il est possible de décomposer un objet (qui correspond à une surface optique) en une infinité de nouvelles sources ponctuelles dont l’addition est équivalente à la diffraction qui serait effectuée par la surface elle-même (comme illustré à la figure 1.9). Ce traitement nous permet, sans perte de généralité, de considérer chacun des points d’une surface qu’on souhaite imager comme un point source indépendant. La figure 1.10 montre le

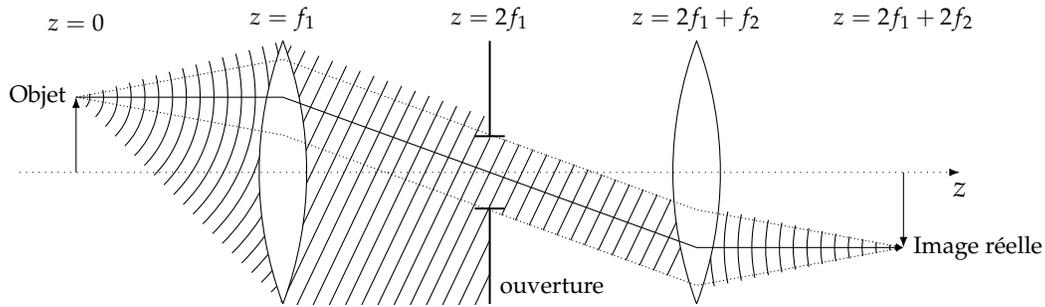


FIGURE 1.10 – Diffraction d’un point d’un objet au travers un système télécentrique (système 4f composé de deux lentilles différentes) d’une ouverture de taille finie. Illustration du rayon-chef et des rayons marginaux.

comportement qu’ont ces points diffractants lorsqu’ils sont reconvergés par un système optique avec une ouverture, définie comme le point dans le système où la collection de lumière est le plus limitée par la taille d’un élément.

Nous pouvons réduire le comportement de ce système parfait au tracé de trois rayons (tels qu’illustrés à la figure 1.10). Ces rayons sont, comme décrit à la section 1.1.1, perpendiculaires au front d’onde en tout point de celui-ci. Les deux rayons marginaux correspondent aux derniers rayons qui sont bloqués par l’ouverture minimale du système. Ces rayons nous indiquent quelle taille doit avoir le système optique afin d’éviter que les rayons soient bloqués ailleurs qu’à l’ouverture (*vignetting*). Par contre, contrairement à ce qui est montré à la figure 1.10, ils sont habituellement référencés à un objet de hauteur nulle. Le rayon-chef, quant-à-lui, correspond au rayon qui passe au centre de l’ouverture provenant du point le plus haut de l’objet. Il s’agit en quelque sorte du faisceau qui est le "moins bloqué" de tout le système.

Formation d’image et plans conjugués

Le plan où les trois rayons convergents correspond à l’image de l’objet qui est devant le système optique. On dit alors que les deux plans sont conjugués puisque pour chacun des points sur un plan (le plan objet) il existe un équivalent sur l’autre (le plan image) à un grandissement près. L’utilisation des plans conjugués sera centrale dans la description des instruments dans les sections suivantes puisque les phases induites et l’intensité lumineuse sont elles aussi conjuguées. Dans un système avec une seule lentille mince dans l’approximation paraxiale, la position des plans conjugués peut être donnée par [26] :

$$\frac{1}{f} = \frac{1}{si} - \frac{1}{so} \quad (1.51)$$

où si et so sont, respectivement, la distance lentille image et la distance lentille objet. Le cas où la distance objet-lentille est égale à la distance focale de la lentille est intéressant puisqu’il

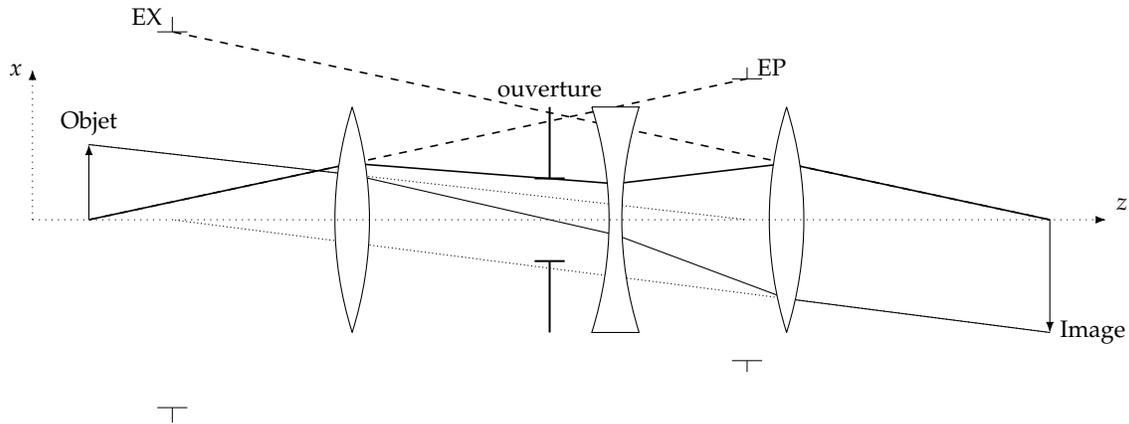


FIGURE 1.11 – Position de la pupille d’entrée (EP) et de sortie (EX) dans un système non télécentrique

s’agit du cas où la position du plan conjugué se trouve à l’infini. Cet arrangement optique (le système 2-f) a été couvert dans la section précédente (figure 1.7), avec un point de vue différent. Puisque le plan qui est conjugué se trouve à l’infini, nous respectons la condition de Fresnel, mais avec le comportement intéressant (transformée de Fourier optique) de la diffraction de Fraunhofer.

Dans un système sans aberrations, les plans où ces trois rayons convergents sont appelés *plans images* et les plans où le rayon-chef se trouve au centre de l’axe optique sont appelés *plans pupilles*. Dans ce mémoire, les appellations *espaces image* correspondent aux espaces physique dans un trajet optique où se trouvent un *plan image*, et la même chose pour les *espaces pupilles* avec les *plans pupilles*. La position des plans conjugués au *plan pupille* dans l’*espace objet* et dans l’*espace image* sont appelés *pupille d’entrée* et *pupille de sortie*. La figure 1.11 illustre la position de ces plans à l’intérieur d’un système non télécentrique.

La quasi-totalité des systèmes optiques qui seront utilisés des prochains chapitres seront très semblable les uns aux autres. Afin d’obtenir facilement les conditions nécessaires pour la transformée de Fourier optique, les systèmes auront la forme qui est illustrée à la figure 1.10 (système 4f). La composition est effectuée avec deux systèmes 2-f placés un derrière l’autre, ce qui donne accès séquentiellement au plan pupille et au plan image. C’est ce dernier point qui permet le développement des instruments qui seront décrits dans les prochaines sections.

Invariant de Lagrange

Une partie des fronts d’onde est bloquée par l’ouverture dans la figure 1.10. La quantité d’information qui se transmet de l’objet à l’image est donc réduite puisque nous collectons un angle solide moins important de la lumière qui est réfléchié/émise de l’objet. Un des

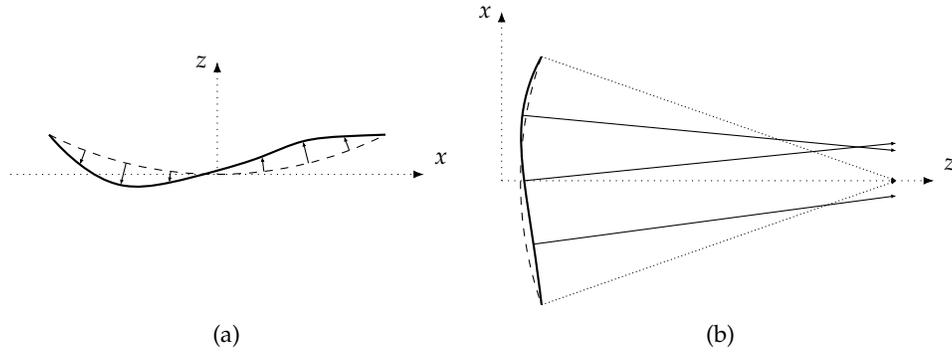


FIGURE 1.12 – OPD et front d’onde de référence. a) OPD par rapport à un front d’onde de référence. b) Comportement des rayons dans un système où l’OPD n’est pas nulle.

effets de cette perte d’information a été démontré avec l’exemple de la section 1.1.2 avec l’élargissement de la tache d’Airy. Nous pouvons exprimer cette perte d’information à l’aide de l’invariant de Lagrange défini comme [26] :

$$\mathcal{H} = y_p u - u_p y \quad (1.52)$$

où y_p , u_p correspondent à la hauteur et l’angle du rayon-chef à un endroit donné. y et u correspondent aux mêmes quantités pour les rayons marginaux. Dans un espace image, où $y = 0$:

$$\mathcal{H} = y_p u \quad (1.53)$$

Pour un objet placé à l’infini, comme il sera le cas pour la plupart des cas que nous étudierons, nous pouvons utiliser l’inverse de la moitié du $f/\#_o$ de l’espace objet. Remplaçons y_p par la hauteur de l’objet h_o .

$$\mathcal{H} = \frac{2h_o}{f/\#_o} = \frac{2h_i}{f/\#_i} \quad (1.54)$$

Où h_i et $f/\#_i$ correspondent à la hauteur de l’image et du $f/\#$ dans l’espace image.

Front d’ondes et plan image

Jusqu’à présent, nous n’avons étudié que le comportement des systèmes où le front d’onde est sphérique autour du point de foyer (la position de l’image). Ce comportement parfait permet de bien visualiser les concepts de plans conjugués et d’imagerie paraxiale, mais n’est que très rarement applicable dans de systèmes réels. Afin de qualifier cette différence entre un front d’onde parfait et un front d’onde perturbé, nous utiliserons la différence de trajet optique (*OPD* ou *WFE*) définie comme [17] :

$$OPD(\mathbf{r}) = WFE(\mathbf{r}) = W(\mathbf{r}) - W_{ref}(\mathbf{r}) \quad (1.55)$$

L'*OPD* correspond donc à l'erreur sur le front d'onde par rapport à un front d'onde de référence. La figure 1.12 illustre ce concept de façon graphique, en prenant pour référence un front d'onde radial autour d'un point de foyer.

Il serait intéressant de relier le comportement de l'*OPD* à la qualité de l'image d'un système optique en général. La figure 1.11 illustre la position de la pupille de sortie, mais aussi le comportement qu'ont les rayons-chefs et marginaux qui relient ce plan à l'image. La figure 1.12 montre le trajet qu'ont les rayons à partir d'un front d'onde imparfait jusqu'au plan focal. Les rayons sont propagés à d'autres points sur le plan plutôt que d'arriver tous au même point sur l'axe optique comme la théorie de l'imagerie paraxiale nous le prédit. L'erreur sur le front d'onde, telle que calculée dans la pupille de sortie, permet de caractériser l'erreur de l'arrivée des rayons sur le plan image.

La pupille de sortie étant conjuguée à la pupille du système, nous pouvons utiliser celle-ci afin de caractériser l'erreur de phase (qui correspondra en quelque sorte à une erreur sur l'angle des rayons). En considérant un système $4f$, tel que celui illustré à la figure 1.10, il est possible de directement relier l'*OPD* à l'irradiance du plan image à l'aide de la transformée de Fourier 1.42. Ce résultat nous permet donc de calculer séquentiellement les champs électriques des différents plans images et pupille dans un système de relais.

Aberrations optiques et base de Zernike

Habituellement, les aberrations optiques sont dérivées selon les aberrations de Seidel [26] [17], un groupe de 5 aberrations monochromatiques qui découlent de l'action d'une lentille sphérique sur les rayons. Puisque nous ne caractériserons pas seulement les aberrations issues d'un système optique, il n'est pas vraiment nécessaire d'utiliser ce formalisme pour décrire notre système. En effet, puisque le but est de mesurer la magnitude de ces aberrations, il serait intéressant d'utiliser comme base un polynôme orthogonal sur lequel il serait possible de projeter l'*OPD* directement.

Les polynômes de Zernike constituent une base orthogonale complète sur un domaine circulaire, très pratique puisque la plupart des systèmes optiques sont à symétrie de révolution avec une pupille circulaire. Les erreurs de phase sur la pupille peuvent directement être exprimées en fonction des modes des polynômes. Nous référerons à la version normalisée des

polynômes trouvés dans [2], pour m et n des entiers plus grands que 0 et pour $n \geq m$:

$$Z_n^m(r, \phi) = \sqrt{\frac{2(n+1)}{\pi(1+\delta(m))}} R_n^m(r) \cos(m\phi) \quad (1.56)$$

$$Z_n^{-m}(r, \phi) = \sqrt{\frac{2(n+1)}{\pi(1+\delta_{m0})}} R_n^m(r) \sin(m\phi) \quad (1.57)$$

$$R_n^m(r) = \begin{cases} \Pi(r) \sum_{k=0}^{(n-m)/2} \frac{(-1)^k (n-k)!}{k! (\frac{n+m}{2}-k)! (\frac{n-m}{2}-k)!} & (n-m)\%2 = 0 \\ 0 & \text{autrement} \end{cases} \quad (1.58)$$

où % correspond à l'opération modulo, $\Pi(r)$ à l'équation 1.48 pour $D = 1$ et δ_{ij} à la fonction delta de Kronecker. À partir de maintenant, plutôt que d'utiliser la numération des modes avec les indices m et n , nous utiliserons l'ordre décrit dans l'article de Noll [19] pour son application en turbulence atmosphérique ainsi que pour son lien plus direct avec les fonctions d'orthogonalité, décrite par la série A176988 de l'OEIS [25]. En utilisant cette numérotation nous pouvons maintenant écrire la relation d'orthogonalité suivante :

$$\int d^2\mathbf{r} Z_j(\mathbf{r}) Z_i(\mathbf{r}) = \delta_{ij} \quad (1.59)$$

Et donc la projection d'une *OPD* générale :

$$WFE(\mathbf{r}) = \sum_j a_j Z_j(\mathbf{r}) \quad (1.60)$$

$$a_j = \int d^2\mathbf{r} WFE(\mathbf{r}) Z_j(\mathbf{r}) Z_i(\mathbf{r}) \quad (1.61)$$

L'attrait des polynômes de Zernike est leur rapprochement aux aberrations de Seidel pour les modes inférieurs. L'annexe A couvre ces modes en détail avec des illustrations de la phase et une illustration de l'effet sur le plan image. À partir de maintenant, nous référerons à ces aberrations de façon interchangeable entre leur nom selon Seidel et leur position dans la séquence de Noll.

Qualité d'image

La fonction d'étalement de point (*Point spread function*) décrit le comportement d'un objet spécifique (un point infiniment petit) lorsque propagé dans un système optique. Ce point infiniment petit forme un front d'onde sphérique parfait, et donc ne devrait pas causer d'aberration dans la pupille, si le système optique est parfait lui aussi. Avec la diffraction, comme nous l'avons vu à la section 1.1.2, l'image d'un front d'onde plan propagé dans une lentille de diamètre non infini est la tache d'Airy. Ainsi, même si les rayons semblent converger vers un point commun au plan image, la fonction d'étalement de point aura plutôt cette distribution plutôt qu'un point infiniment petit.

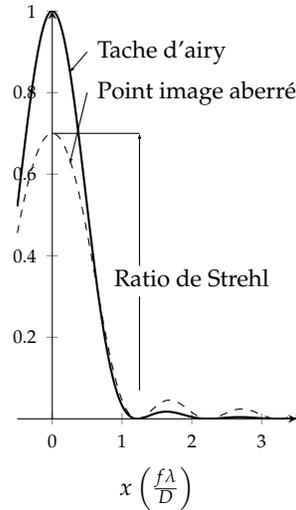


FIGURE 1.13 – Ratio de Strehl. Tiré de [26]

Les aberrations ont toutes en commun d'élargir la taille de la fonction d'étalement de point (mise à part les erreurs de pointages Z_2 et Z_3). Plus cet élargissement est grand, plus on s'éloigne de la condition "parfaite" d'un plan conjugué décrit dans les dernières sections. Les rayons provenant de l'objet ne se retrouvent plus tous conjugués sur le plan image. Puisque, comme nous le verrons à la section 1.2, nous n'imagerons pas de surfaces étendues, nous nous intéressons donc aux performances du système pour un point source. Nous utiliserons donc le ratio de Strehl [26] pour qualifier la qualité d'un système optique. Ce ratio correspond, comme illustré à la figure 1.13, à la hauteur du point central de la fonction d'étalement de point normalisée à 1. Ainsi, on s'imagine qu'il faut que le système soit relativement bien corrigé afin d'utiliser ce ratio. Pour des erreurs sur le front d'onde de petites amplitudes, nous obtenons :

$$\text{Strehl} = e^{-(2\pi\omega)^2} \quad (1.62)$$

où ω correspond à la moyenne quadratique de l'erreur sur le front d'onde. Si le ratio de Strehl est beaucoup trop bas, l'expression ne tient plus vraiment. Nous utiliserons donc la largeur à mi-hauteur (*Full Width Half-Maximum*) pour décrire la qualité d'image.

1.2 Signal

Le signal provenant des étoiles qui sera utilisé par l'instrument présente plusieurs caractéristiques qui influenceront beaucoup le design de l'analyseur de front d'onde. Cette section présentera ces caractéristiques ainsi que les défis qui entourent l'intégration de tels analyseurs dans des systèmes astronomiques.

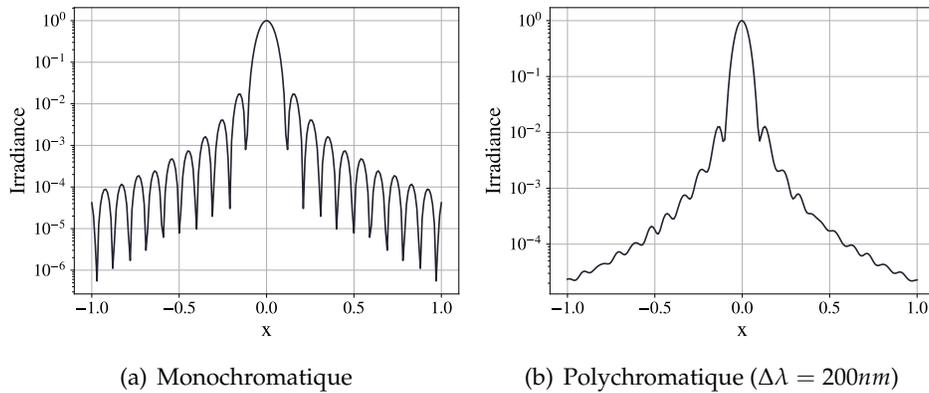


FIGURE 1.14 – Comparaison de la fonction d'étalement de point pour une source monochromatique et une source polychromatique avec une échelle logarithmique

1.2.1 La lumière d'étoile

Le spectre

La section 1.1 s'est concentrée sur le développement du comportement de la lumière monochromatique. Bien que le développement se colle bien à l'expérience, il est rare de rencontrer ce genre de signal dans la nature. En effet, la lumière d'étoile, générée de façon aléatoire et non cohérente temporellement, ne se comporte pas du tout comme le modèle décrit plus tôt. La simulation de sources complètement incohérente sera difficile (voire impossible) pour le type de simulations que nous ferons lors du design de l'analyseur de front d'onde.

Une autre caractéristique de la lumière d'étoile qui sera importante dans nos simulations est son étendue spectrale. On représente souvent le spectre d'une étoile, en première approximation, comme le spectre d'un corps noir à la température de l'étoile. Même si cette approximation est souvent erronée, il s'agit d'un bon point de départ pour nous donner une idée de la distribution spectrale d'une l'étoile inconnue. La figure 1.14 est une simulation sur la fonction d'étalement de point pour le même système, mais avec deux sources différentes, une étroite et une large. Dans le cas de la figure 1.14(a), il est possible de voir les anneaux de la tache d'Airy. Ceux-ci sont de moins en moins présents à mesure que le spectre est élargi.

Le spectre de la lumière devient donc un enjeu important lorsque nous traiterons le signal provenant de source à spectre étendu, même si les systèmes optiques sont parfaits, puisque le comportement de la diffraction dépend de la longueur d'onde. De plus, les matériaux optiques réels présentent de la dispersion, c'est-à-dire un changement d'indice de réfraction en fonction de la longueur d'onde. Ainsi, les équations dérivées à la section 1.1.1 deviennent toutes chromatiques et devront être recalculées selon la longueur d'onde du front d'onde propagé.

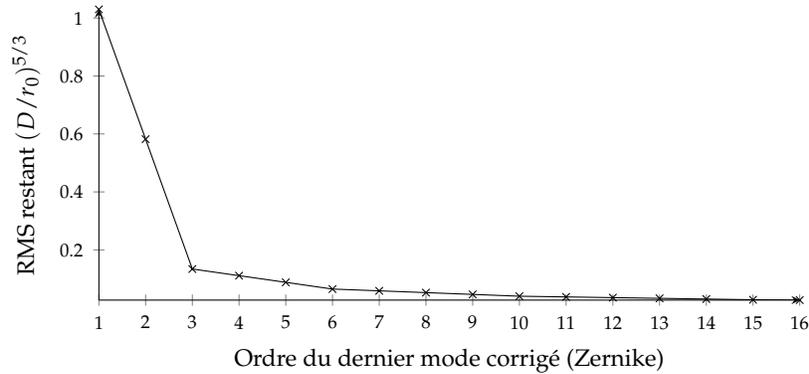


FIGURE 1.15 – Moyenne quadratique du front d’onde après avoir corrigé J modes (J sur l’abscisse)

Cohérence

Les étoiles se trouvent très loin de l’instrument utilisé pour faire l’imagerie, ce qui fait que la lumière qui provient de celle-ci se propage sur une très grande distance. Cette propagation permet de considérer, de façon similaire à ce qui a été présenté à la figure 1.3, un front d’onde plan à l’entrée des systèmes plutôt qu’une combinaison de fronts d’onde plans ou sphériques. Cette grande distance nous indique que la taille de l’objet qui forme ce front d’onde est sous la limite de la diffraction et donc que l’image de cette étoile sera égale à la fonction d’étalement de point. Cette caractéristique est la cohérence spatiale, qui peut être simplement décrite comme le contenu fréquentiel spatial qui est nécessaire d’utiliser pour décrire un objet. Ainsi, un objet décrit uniquement par des basses fréquences spatiales (ou uniquement avec la composante 0) est décrit comme ayant une très grande cohérence spatiale.

Bien que la lumière soit considérée comme cohérente spatialement pour notre modélisation, elle n’est pas très cohérente temporellement. Si on peut décrire la cohérence spatiale comme la composition spectrale des fréquences spatiales présentes pour décrire l’objet, la cohérence temporelle se décrit comme le contenu spectral (en longueur d’onde) du système. Puisque la lumière de l’étoile a le contenu spectral d’un corps noir, sa cohérence spatiale est peu élevée.

1.2.2 Optique adaptative

Propagation dans un milieu turbulent

Bien que la lumière provenant d’une étoile, ou n’importe quelle autre source hautement cohérente, est parfaite le signal qui est reçu au sol par les instruments ne l’est pas. La lumière de l’étoile est influencée par son passage dans l’atmosphère, un milieu de phase inconstant et non transparent sur tout le spectre de l’étoile. La statistique de cette turbulence sur la phase a été d’abord caractérisée par Kolmogorov et traduite en termes de puissances polynomiales

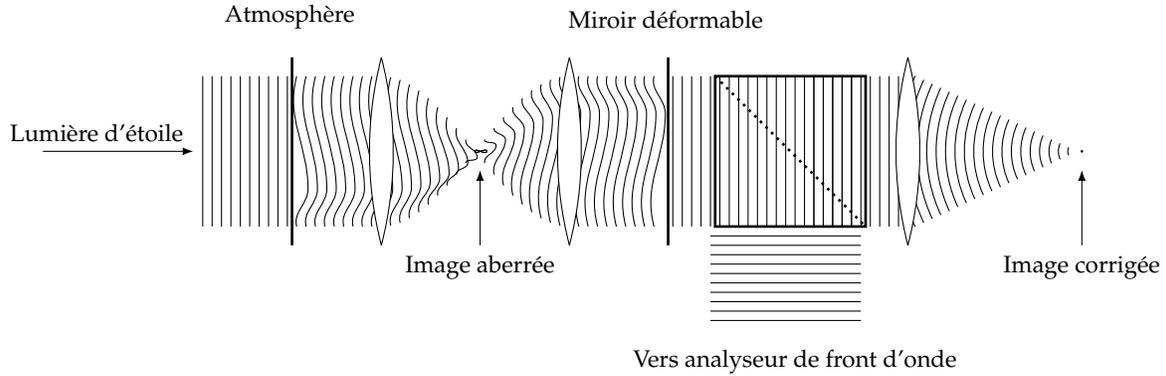


FIGURE 1.16 – Tracé simplifié d'un système d'optique adaptative

sur le front d'onde par Fried [11]. L'introduction du paramètre de Fried, r_0 , correspondant au rayon d'un cercle qui délimite une zone d'une différence de phase d'un radian, permet de mieux décrire l'amplitude de la turbulence. La structure de phase induite, en radians, selon r , un point de référence est :

$$D(r) = 6.88 \left(\frac{r}{r_0} \right)^{6.875} = \langle [\phi(\mathbf{x}) - \phi(\mathbf{x}')]^2 \rangle \quad (1.63)$$

Noll [19], en utilisant l'expression du front d'onde en termes de polynômes de Zernike simplifie grandement les conclusions de Fried. La figure 1.15 illustre les résultats de l'article de Noll, la courbe correspond à la moyenne quadratique de l'erreur restante sur le front d'onde lorsque J modes sont corrigés. Nous pouvons voir graphiquement la contribution de chaque mode à l'erreur sur le front d'onde en fonction de r_0 et du diamètre D du télescope. Ce résultat nous permet de faire des prédictions sur la nature des modes à corriger selon une seule mesure sur la turbulence atmosphérique (r_0).

Systeme

L'effet de la turbulence atmosphérique qui nous importe le plus est la présence de retard de phase dans le front d'onde incident sur le système optique. Dans le cas d'un système astronomique collectant avec un télescope dont le miroir primaire limite la quantité de lumière incidente sur le système, l'erreur de phase due à la turbulence est entièrement présente dans la pupille du système optique. En corrigeant l'erreur de phase à cet endroit, il serait possible de retirer les aberrations du système et ainsi d'avoir une image parfaite de l'étoile seule. La figure 1.16 montre les différentes pièces optiques nécessaires pour faire cette correction en temps réel avec seulement la présence de systèmes 4-f (tel que montré figure 1.10). Plutôt que de s'intéresser à l'image de l'étoile comme il serait le cas dans des systèmes imageant conventionnels, nous nous concentrerons sur l'image de la pupille du système. Le champ

électrique serait défini comme :

$$E_0(\mathbf{r}) = A(\mathbf{r})e^{i\phi(\mathbf{r})} \quad (1.64)$$

La propagation dans un système 4-f peut être défini avec deux transformées de Fourier. Avec les résultats de la précédente section, nous savons que le champ électrique peut être réexprimé comme :

$$E_{dm}(\mathbf{r}) = A\left(\mathbf{r}\frac{f_2}{f_1}\right)e^{i\frac{f_1}{f_2}\phi\left(\mathbf{r}\frac{f_2}{f_1}\right)} \quad (1.65)$$

Le but serait de trouver une surface qui pourrait épouser la forme de l'erreur de phase $\phi(\mathbf{r})$ avec une pièce optique. On peut ajouter la phase due à un miroir de forme $d(\mathbf{r})$:

$$E_{dm}(\mathbf{r}) = A\left(\mathbf{r}\frac{f_2}{f_1}\right)e^{i\frac{f_1}{f_2}\phi\left(\mathbf{r}\frac{f_2}{f_1}\right)}e^{-i2k_0d\left(\mathbf{r}\frac{f_2}{f_1}\right)} = A\left(\mathbf{r}\frac{f_2}{f_1}\right) \quad (1.66)$$

Dans un cas idéal, il serait donc possible de corriger la turbulence atmosphérique à l'aide d'une pièce optique dont on pourrait modifier la phase sélectivement (miroirs déformables, *Spatial light modulator*, etc..). Le défi devient donc de connaître précisément et rapidement la forme du front d'onde $\phi(\mathbf{r})$ afin de pouvoir corriger l'image de l'étoile. L'analyseur de front d'onde est l'instrument qui permet de faire cette mesure. Dans la figure 1.16, l'analyseur se trouve après le miroir déformable, et profite donc de la correction de celui-ci afin de faire sa reconstruction de la forme du front d'onde. Comme nous pourrons le voir dans le chapitre 3, dans le cas du projet *HiCIBaS*, la décision a été prise de placer l'analyseur avant le miroir déformable. Bien que la majorité des systèmes d'optique adaptative fonctionnent en boucle fermée (l'analyseur après le miroir) pour obtenir une meilleure correction, ceci ne permet plus de mesurer la turbulence incidente sur le système, mais plutôt l'erreur entre la correction et la turbulence à un moment donné.

La troisième pièce importante d'un système d'optique adaptative, qui n'est pas illustrée dans la figure 1.16 est l'ordinateur de contrôle qui mesure l'erreur sur le front d'onde et prédire la forme que devra prendre le miroir déformable dans le futur. Nous ne nous attarderons pas beaucoup à cette partie du système d'optique adaptative, mais il faudra garder en tête que certains choix du chapitre 2 seront pris en gardant en tête que la reconstruction du front d'onde se doit d'être simple et rapide afin de garder un charge légère de calcul.

1.2.3 Coronographie

Le coronographe a été développé au début comme un instrument qui permettrait d'imager la couronne (ou les objets s'y trouvant) d'un objet brillant. Le principal défi provient du fait que les capteurs ou le film utilisé pour la capture de l'image ont une gamme dynamique finie. Si le contraste entre l'objet brillant et les objets d'intérêt est important, il devient donc impératif d'imager seulement la couronne et de bloquer (ou diverger) la lumière de l'étoile. Le meilleur

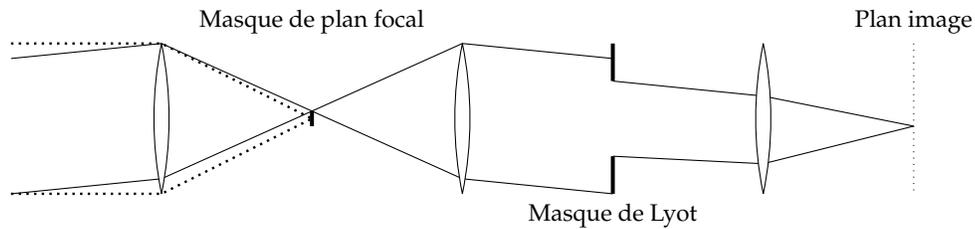


FIGURE 1.17 – Coronographe de Lyot avec tracé des rayons marginaux.

exemple serait de tenter d'enregistrer directement l'image d'une exoplanète orbitant une étoile autre que notre soleil. On parle alors d'imagerie à *haut contraste* puisque la différence d'intensité lumineuse entre les deux est grande et la séparation angulaire faible.

Coronographe de Lyot

Le premier à réaliser avec succès un coronographe pour l'étude de la couronne du soleil est Bernard Lyot [16]. Sa méthodologie était d'imiter le comportement d'une éclipse solaire à l'aide de pièces optiques à l'intérieur d'un télescope. La figure 1.17 illustre de façon schématique le comportement d'un tel coronographe. Le masque de Lyot, placé dans une pupille réimagée derrière le masque coronographique, est présent pour bloquer la diffraction causée par le masquage de l'étoile.

Le problème avec ce genre de système est que la lumière de l'étoile est perdue en étant absorbée par le masque ou réfléchi à l'extérieur du télescope. De plus, si on souhaite imager la couronne d'une étoile autre que le soleil, dont la taille serait plus petite que la limite de la diffraction, il devient impératif de corriger les imperfections du système, les vibrations de celui-ci ainsi que la turbulence atmosphérique à l'aide d'un système d'optique adaptative pour pouvoir bloquer plus efficacement la lumière de cette étoile. La performance du masque de plan focal repose sur un positionnement très précis de celui-ci sur l'étoile : si celle-ci n'est pas directement bloquée par le masque ou n'est pas au foyer, le contraste entre la couronne et le centre de l'étoile est moins important et il ne sera pas possible de mesurer le signal.

La lumière de l'étoile, hautement cohérente spatialement, devient intéressante pour faire la détection d'erreur sur le front d'onde. Dans la section 1.3 nous verrons deux analyseurs de front d'onde qui utilisent cette lumière afin de faire la détection des aberrations d'ordres inférieurs à partir du masque coronographique ou du masque de Lyot.

Coronographe de style vAPP

Le coronographe *vAPP* (*vector apodizing phase plate*) permet d'obtenir l'image de la couronne de l'étoile et des objets s'y trouvant en plaçant un masque agissant sur la phase de la pupille afin de modifier astucieusement la fonction d'étalement de point pour permettre d'imager

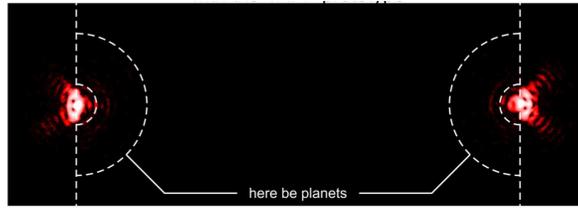


FIGURE 1.18 – Image du prototype du vAPP à 633nm. Tiré de [27]

directement la couronne. La technique [27] est basée sur un masque de phase inscrit dans un substrat de cristaux liquides combiné à un contrôle spécifique de la polarisation. L'effet net est montré à la figure 1.18 : l'image de l'étoile est dédoublée et un demi-cercle est obscurci pour chacune des images. C'est dans cette section du plan image qu'il serait possible d'observer des objets se trouvant dans la couronne de l'étoile.

Le coronographe *vAPP* est le coronographe utilisé au sein du projet *HiCIBaS*, présenté dans le chapitre 3. Cette itération du *vAPP*, plus sophistiquée, sera en mesure d'effectuer de l'analyse de front d'onde pour les premiers modes de Zernike directement avec la même caméra qui accueille l'image coronagraphique. Ainsi, le coronographe lui-même permet de faire la tâche de tous les instruments de mesure à bord d'un système d'optique adaptative sur le plan focal de la caméra de science.

1.3 Analyseur de front d'ondes

La qualité du signal de science qu'on enregistre est directement reliée à la qualité du front d'onde dans le système, comme il a été souligné dans les sections 1.2 et 1.1.3. Il est donc primordial pour les systèmes d'optique adaptative de pouvoir mesurer les erreurs sur le front d'onde. Il serait plutôt complexe et coûteux de mesurer directement la retardance de la phase dans la pupille. C'est pourquoi il est préférable de transformer ces erreurs de phases en un signal d'irradiance qui serait mesurable par un détecteur (CCD ou CMOS) conventionnel.

Un analyseur de front d'onde est un système optique qui permet de réaliser cette tâche moyennant un traitement de l'image le plus minimal possible. L'information sur l'erreur sur le front d'onde est ensuite extraite par un algorithme de reconstruction. Nous nous concentrons sur les analyseurs qui sont utilisés en astronomie, et plus précisément en optique adaptative pour la coronographie. En effet, par la nature du signal en astronomie et à la vitesse de boucle des systèmes d'optique adaptative, la quantité de photons qui est disponible pour la reconstruction est relativement faible comparativement à ce qui est possible avec une source laser dans un laboratoire. Puisque nous souhaitons utiliser une bande spectrale large afin d'obtenir plus de flux, certaines techniques interférométriques qui reposent sur une bande spectrale trop restreinte pour notre application ne seront pas couvertes.

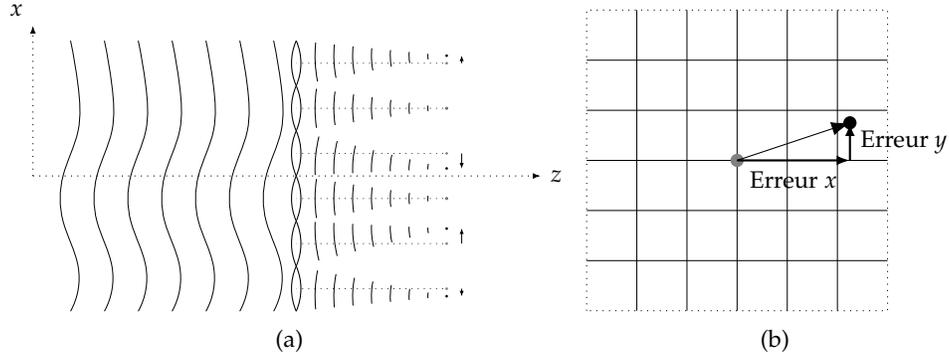


FIGURE 1.19 – Propagation de la lumière dans un analyseur de Shack-Hartmann. a) Propagation des fronts d’onde. b) Déplacement du centroïde sur un capteur

Lors de cette section, nous ne couvrirons que la description des systèmes. L’analyse des performances et des comparaisons entre les analyseurs ne sera effectuée que dans la section 2.4 lorsque nous les comparerons à l’analyseur de front d’onde à modulation spatiale.

1.3.1 Analyseur de front d’onde de Shack-Hartmann

La figure 1.7 nous a permis de voir l’effet qu’une inclinaison d’un faisceau d’un angle θ_x sur le déplacement du point focal sur le plan image. Dans l’approximation paraxiale, cette relation s’écrit :

$$\begin{bmatrix} x \\ y \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} f \sin(\theta_x) \\ f(\theta_y) \end{bmatrix} \approx \begin{bmatrix} f\theta_x \\ f\theta_y \end{bmatrix}$$

Considérons un front d’onde avec une erreur $W_e(x, y)$ dont l’amplitude de l’erreur est relativement faible par rapport au diamètre de la pupille elle-même. Séparons ce front d’onde en $N \times M$ régions spatiales W_{mn} :

$$W_e(x, y) = \sum_{mn} W_{mn}(x, y) \quad (1.67)$$

De la même façon, il serait possible de séparer le gradient du front d’onde :

$$\nabla W_e(x, y) = \sum_{mn} \nabla W_{mn} = \sum_{mn} \frac{\partial W_{mn}}{\partial x} \vec{i} + \sum_{mn} \frac{\partial W_{mn}}{\partial y} \vec{j} \quad (1.68)$$

Puisque l’amplitude de la fonction est faible et lisse, nous pouvons faire l’approximation que les gradients respectifs des régions sont linéaires et d’angle θ_x ou θ_y :

$$\nabla W_e(x, y) = \sum_{mn} \theta_{xmn} \vec{i} + \sum_{mn} \theta_{ymn} \vec{j} \quad (1.69)$$

Si une lentille de focale f était placée devant chacune des régions de façon à faire un système 2-f :

$$\nabla W_e(x, y) = \sum_{mn} \frac{\delta x_{mn}}{f} \vec{i} + \sum_{mn} \frac{\delta y_{mn}}{f} \vec{j} \quad (1.70)$$

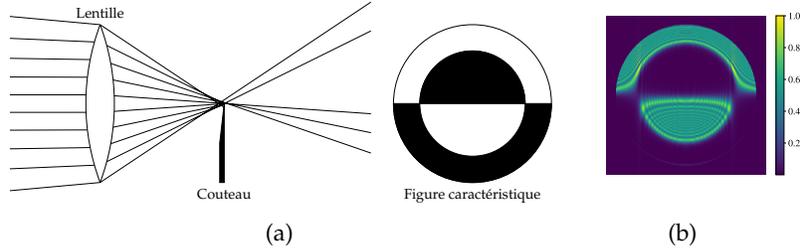


FIGURE 1.20 – Test de Foucault pour un front d’onde aberré avec l’optique de Fourier. a) Tracé de rayon et figure caractéristique de la pupille réimagée. b) Carte d’irradiance selon l’optique de Fourier

Ainsi, en plaçant une matrice de microlentilles sur un plan pupille réimagée et un capteur à une distance focale des microlentilles, il est possible d’enregistrer l’erreur sur la position des fonctions d’étalement de points par rapport à un front d’onde plan pour chacune des microlentilles (figure 1.19). Cette erreur nous permet de construire une carte des pentes en x et en y , et donc de reconstruire la forme du front d’onde à une constante près. Puisque la dérivée des polynômes de Zernike constitue aussi une base orthogonale, il serait possible de projeter directement ce résultat en polynômes de Zernike, sans avoir besoin d’en refaire la reconstruction.

1.3.2 Analyseur de front d’onde pyramidal

Cet analyseur, duquel l’instrument qui sera développé dans le chapitre 2 s’inspire fortement, est basé sur une méthode développée par Foucault [10] pour l’analyse de la forme des miroirs sphériques (figure 1.20). Si on considère le miroir comme étant la pupille du système (et donc la pupille d’entrée et de sortie d’une système composé uniquement par le miroir), une forme imparfaite ajoutera directement des aberrations au système. Le test de Foucault repose sur l’utilisation d’un couteau afin de discriminer quels rayons peuvent passer dans le plan focal. Dans un système sans aberrations, la moitié des rayons seront bloqués, et nous verrons (sans compter les effets de la diffraction), une image pleine de la pupille avec la moitié de l’intensité. Si le test est utilisé sur un front d’onde aberré, comme il est possible de le voir dans la figure 1.20(a), la figure caractéristique n’est plus une pupille pleine, mais bien une carte de régions claires et sombres qui sont caractéristiques de l’aberration.

Le test de Foucault a attiré l’attention de la communauté puisque, bien qu’il s’agit d’un système simple expérimentalement, les outils nécessaires pour le décrire entièrement de façon analytique sont plus difficiles à saisir. L’article de Linfoot [15] utilise, sans les nommer, les outils de l’optique de Fourier afin de trouver une description du champ électrique dans un plan pupille réimagée (tel que montre la figure 1.20(b)) :

$$E_i(x, y) = \frac{E_o(x, y)}{2} + \frac{i}{\sqrt{2\pi}} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{E_o(t, y)}{t - x} dt \quad (1.71)$$

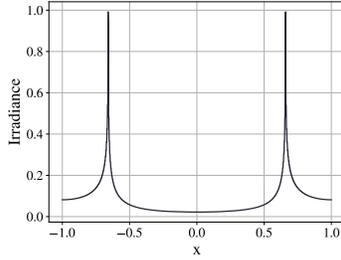


FIGURE 1.21 – Figure d’irradiance des anneaux de Rayleigh

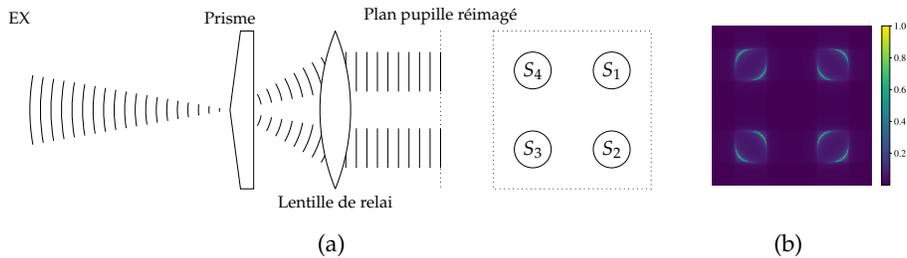


FIGURE 1.22 – Les différentes pupilles pour un analyseur pyramidal pour un front d’onde non-aberré. Il est possible d’observer les anneaux de Rayleigh qui sont très présents, et dominant le signal lorsqu’il n’y a pas d’aberration. a)Tracé de rayon et figure caractéristique de la pupille réimagée. b)Carte d’irradiance selon l’optique de Fourier

Où E_i est le champ électrique dans l’espace image et E_0 dans l’espace objet. Les aberrations doivent être relativement petites, continues et différentiables ; ce que la base de Zernike telle que décrite dans la section précédente permet. Dans un système sans aberration, la figure d’irradiance est donné, toujours selon [15], par :

$$I = \begin{cases} \pi^2 + \log^2 \left| \frac{1+x\sqrt{1-y^2}}{1-x\sqrt{1-y^2}} \right| & |x\sqrt{1-y^2}| < 1 \\ \log^2 \left| \frac{1+x\sqrt{1-y^2}}{1-x\sqrt{1-y^2}} \right| & |x\sqrt{1-y^2}| > 1 \end{cases} \quad (1.72)$$

La figure 1.21, générée par optique de Fourier, illustre le profil décrit par l’équation 1.72. Il s’agit des anneaux de Rayleigh, qui correspondent à l’énergie qui se retrouve diffractée à l’extrémité de la pupille due à la diffraction du couteau. Cette diffraction sera toujours présente dans les systèmes sans modulations.

Le problème majeur avec le test de Foucault est que la moitié de la lumière, et donc l’information sur le front d’onde, est bloquée par le système. Il serait donc intéressant de rediriger la lumière à l’aide d’un prisme plutôt que de la bloquer, et ainsi d’enregistrer les deux vues (position $+x$ et $-x$) du couteau. L’analyseur de front d’onde pyramidal utilise un ou plusieurs prismes afin de séparer la lumière en plusieurs pupilles réimagées dont l’intensité dépend de l’aberration. L’analyse diffractive qu’apporte Vérinaud [29] sur le champ électrique incident sur le détecteur (plan pupille réimagé après le prisme) est très éclaircissante

sur le type de signal qu'on peut s'attendre :

$$E_i^-(x, y) = \frac{E_o(x, y)}{2} + \frac{i}{\sqrt{2\pi}} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{E_o(t, y)}{t - x} dt \quad (1.73)$$

Si le couteau est dans l'autre orientation

$$E_i^+(x, y) = \frac{E_o(x, y)}{2} - \frac{i}{\sqrt{2\pi}} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{E_o(t, y)}{t - x} dt \quad (1.74)$$

Puisque notre mesure serait effectuée par une caméra CCD, calculons l'irradiance qui proviendrait de ces deux champs électriques sur un détecteur. Calculons directement un signal que nous appellerons S et qui est défini comme :

$$S = \frac{S^+ - S^-}{S^+ + S^-} = \frac{|E_i^+|^2 - |E_i^-|^2}{|E_i^+|^2 + |E_i^-|^2} \quad (1.75)$$

Encore selon [29], le résultat de S dans la direction x peut s'écrire :

$$S_x = \frac{1}{\pi} \int_{-B(y)}^{B(y)} pv \frac{\sin(\phi(x', y) - \phi(x, y))}{x' - x} dx' \quad (1.76)$$

Les bornes $B(y)$ correspondent à l'extrémité de la pupille du télescope utilisé et pv à la valeur principale de Cauchy. Afin d'obtenir une idée du genre de signal qu'on peut espérer d'un couteau de Foucault, résolvons cette intégrale. D'abord, considérons des erreurs de front d'onde $\phi(x, y)$ de petite amplitude, suffisamment pour que l'approximation paraxiale soit applicable :

$$S_x = \frac{1}{\pi} \int_{-B(y)}^{B(y)} pv \frac{\phi(x', y) - \phi(x, y)}{x' - x} dx' \quad (1.77)$$

Effectuons une expansion en série de Taylor des fonctions au numérateur autour du point $(0,0)$, le centre de la pupille :

$$S_x = \frac{1}{\pi} \int_{-B(y)}^{B(y)} pv \frac{\sum_{n_1=0}^{\infty} \sum_{n_2=0}^{\infty} \frac{x^{n_1} y^{n_2}}{n_1! n_2!} \frac{\partial \phi}{\partial x^{n_1} \partial y^{n_2}}(0,0) - \frac{x^{n_1} y^{n_2}}{n_1! n_2!} \frac{\partial \phi}{\partial x^{n_1} \partial y^{n_2}}(0,0)}{x' - x} dx' \quad (1.78)$$

Rassemblons maintenant les termes de même puissance :

$$S_x = \frac{1}{\pi} \sum_{n_1=0}^{\infty} \sum_{n_2=0}^{\infty} \frac{y^{n_2}}{n_1! n_2!} \frac{\partial \phi}{\partial x^{n_1} \partial y^{n_2}}(0,0) \int_{-B(y)}^{B(y)} pv \frac{x'^{n_1} - x^{n_1}}{x' - x} dx' \quad (1.79)$$

Réexprimons l'intégrande comme une somme qui dépend de la puissance n_1 du numérateur :

$$S_x = \frac{1}{\pi} \sum_{n_1=0}^{\infty} \sum_{n_2=0}^{\infty} \frac{y^{n_2}}{n_1! n_2!} \frac{\partial \phi}{\partial x^{n_1} \partial y^{n_2}}(0,0) \int_{-B(y)}^{B(y)} pv \sum_{i=0}^{n_1-1} x'^i x^{n_1-i-1} dx' \quad (1.80)$$

$\phi(x, y)$	$\frac{\partial\phi(x,y)}{\partial x}$	S_x
x	1	2
x^2	$2x$	$2x$
x^3	$3x^2$	$2x^2 + \frac{2}{3}$
x^4	$4x^3$	$\frac{2x}{3} + 2x^3$
x^5	$5x^4$	$2x^4 + \frac{2x^2}{3} + \frac{2}{5}$
x^6	$6x^5$	$2x^5 + \frac{2x^3}{3} + \frac{2x}{5}$
x^7	$7x^6$	$2x^6 + \frac{2x^4}{3} + \frac{2x^2}{5} + \frac{2}{7}$

Tableau 1.1 – Polynômes, dérivées et signal résultant selon une pupille carrée de $B(y) = 1$.

Échangeons l'ordre de l'intégration et de la somme et résolvons l'intégrale :

$$S_x = \frac{1}{\pi} \sum_{n_1=0}^{\infty} \sum_{n_2=0}^{\infty} \frac{y^{n_2}}{n_1!n_2!} \frac{\partial\phi}{\partial x^{n_1}\partial y^{n_2}}(0,0) \sum_{i=0}^{n_1-1} \int_{-B(y)}^{B(y)} p v x'^i x^{n_1-i-1} dx' \quad (1.81)$$

$$= \frac{1}{\pi} \sum_{n_1=0}^{\infty} \sum_{n_2=0}^{\infty} \frac{y^{n_2}}{n_1!n_2!} \frac{\partial\phi}{\partial x^{n_1}\partial y^{n_2}}(0,0) \sum_{i=0}^{n_1-1} \frac{x'^{i+1} x^{-i+n_1-1}}{i+1} \Big|_{x'=-B(y)}^{x'=B(y)} \quad (1.82)$$

$$\approx \frac{\partial\phi(x, y)}{\partial x} \quad (1.83)$$

Que représente donc le signal physiquement ? L'article de Ragazonni [20] qui présente l'analyseur de front d'onde pyramidal donne le signal S_x comme la dérivée du front d'onde, résultat trouvé avec l'optique géométrique. L'approche de Vérinaud [29] avec la diffraction nous indique que ce résultat n'est exact que pour les ordres polynomiaux inférieurs. Le tableau 1.1 illustre le signal qui est résultant pour des ordres croissants d'ordre polynomial. L'effet est similaire à un filtre passe-bas, ce qui est conséquent avec les conclusions de Vérinaud.

Le précédent système peut être étendu à un prisme à quatre faces distinctes où, de la même façon, nous pouvons calculer le gradient en x et en y en combinant les différentes pupilles réimaginees. En effet, selon la numérotation à la figure 1.22, nous obtenons :

$$S_x = \frac{S_1 + S_2 - (S_3 + S_4)}{\sum S} \approx \frac{\partial\phi(x, y)}{\partial x} \quad (1.84)$$

$$S_y = \frac{S_1 + S_4 - (S_2 + S_3)}{\sum S} \approx \frac{\partial\phi(x, y)}{\partial y} \quad (1.85)$$

Les limitations de l'analyseur pyramidal restent les mêmes que celles d'un système à deux faces. La mesure du gradient est de moins en moins efficace plus la fréquence spatiale augmente. Dès le premier article sur ce type d'analyseur (Ragazonni 1996 [20]), l'ajout de modulation spatiale devient nécessaire afin d'augmenter la linéarité du signal pour les plus grandes fréquences spatiales. De plus, les imperfections de surfaces sur l'apex et des arrêtes

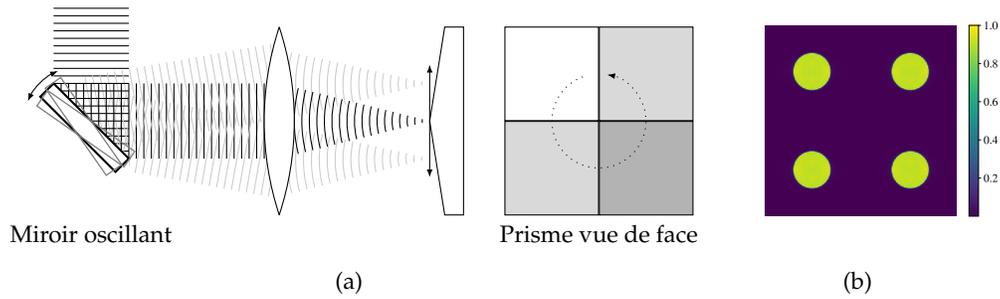


FIGURE 1.23 – Un miroir oscillant est placé sur une pupille réimagée du télescope et une lentille réimage la lumière de l’objet sur le prisme. a) Tracé géométrique de la modulation par un miroir oscillant. b) Carte d’irradiance selon l’optique de Fourier. Le reste du système est identique à la figure 1.22. Il est possible de voir que, contrairement à la figure 1.22(b), les anneaux de Rayleigh ne sont plus présents et ne dominent plus le signal non aberré.

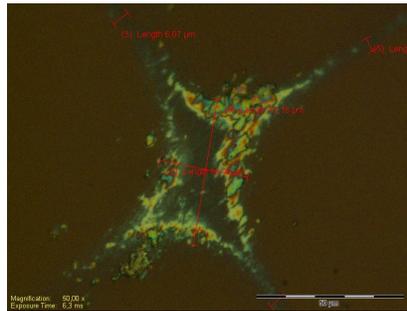


FIGURE 1.24 – Image de microscope de l’apex d’un prisme pyramidal. Les arrêtes sont plates sur approximativement $5\mu\text{m}$ et l’apex sur un rectangle de $35\times 50\mu\text{m}$

des prismes pyramidaux, tel qu’il est illustré à la figure 1.24, causent de la diffraction non contrôlée du signal et ainsi affecte la reconstruction du signal de façon imprévisible. Un des défis majeurs de ce genre de système est la synchronisation entre l’acquisition de la caméra, de l’ordre de quelques ms, avec la période d’une modulation sur la pyramide. Des solutions de synchronisations existent, où des cartes sont synchronisées avec l’ordinateur de contrôle. Par contre, ces pièces supplémentaires augmentent la difficulté de réalisation de ces analyseurs de front d’onde.

La modulation proposée dans [20] fait osciller le prisme de façon contrôlée, alors que les propositions plus modernes ([22], [18]) utilisent un miroir piézo-électrique placé à un plan image de la pupille avant le prisme afin d’ajouter une aberration de tilt (Z_2 et Z_3) dynamique sur le faisceau, tel qu’illustré à la figure 1.23. La tâche est donc, en d’autres mots, de faire “tourner” l’image de l’étoile autour de l’apex de la pyramide de façon à répartir l’énergie sur les faces de la pyramide plutôt que sur les endroits où la diffraction serait plus présente.

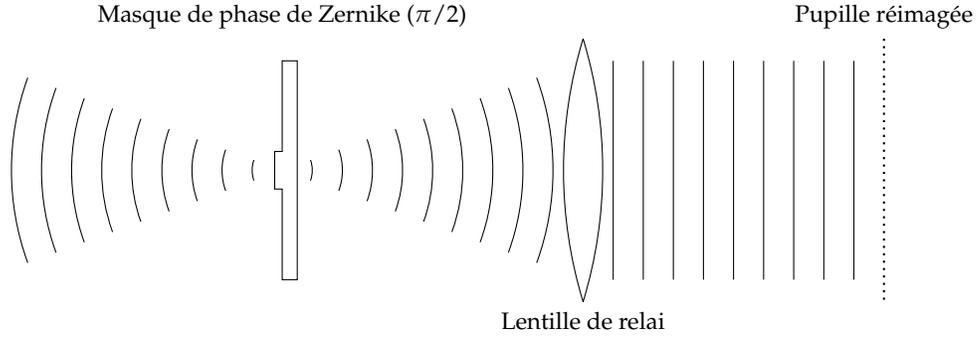


FIGURE 1.25 – Tracé géométrique de la disposition des composants pour l’analyseur de Zernike.

Pour une modulation circulaire, il est possible de se rendre compte que le signal, qui est proportionnel au gradient du front d’onde, n’est que mis à l’échelle par un facteur dépendant de la modulation.

$$S_x = \frac{S_1 + S_2 - (S_3 + S_4)}{\sum S} \approx \frac{\partial \phi(x, y)}{\alpha \partial x} \quad (1.86)$$

$$S_y = \frac{S_1 + S_2 - (S_3 + S_4)}{\sum S} \approx \frac{\partial \phi(x, y)}{\alpha \partial y} \quad (1.87)$$

$$(1.88)$$

Où α est l’angle de modulation dans la pupille. Nous discuterons de l’effet de cette modulation sur le signal dans le chapitre 2.

1.3.3 Analyseur de front d’onde de Zernike

Cet analyseur de front d’onde se concentre sur la détection des aberrations d’ordres spatiaux inférieurs. Si on imagine un système coronographique tel que décrit à la section 1.2, la capacité à atteindre des contrastes de détection élevés entre la planète et son étoile repose sur un contrôle adéquat des aberrations de focus et de tilt (Z_4 et Z_2). Ces ordres inférieurs sont souvent ceux qui ont plus d’importance dans l’erreur sur le front d’onde causé par la turbulence atmosphérique ou par les vibrations du système. Ainsi, il serait donc intéressant de réutiliser la lumière de l’étoile qui est bloquée pour effectuer un contrôle actif de ces aberrations.

La tâche de retrouver l’erreur sur le front d’onde revient à mesurer la différence de phase entre l’image acquise pour un front d’onde aberré et celle d’un front d’onde plan. Cette tâche a été résolue par Zernike au milieu du siècle dernier en microscopie pour l’imagerie d’échantillons transparents. Il serait naturel d’utiliser la même technique pour imager directement l’erreur du front d’onde (qui correspond à une erreur de phase) dans la pupille du système à l’aide d’un détecteur sensible aux petites amplitudes.

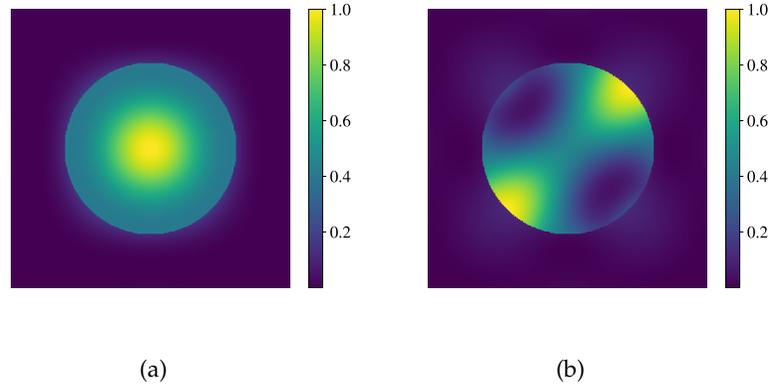


FIGURE 1.26 – Carte d’irradiance au plan pupille réimagé d’un analyseur de front d’onde de Zernike. a) Front d’onde plat. b) Front d’onde aberré (astigmatisme)

La figure 1.25 illustre de façon simple le comportement de la lumière dans un analyseur de front d’onde de Zernike. La méthode utilise un saut de phase circulaire de rayon de $\pi/2$ radians. Ce saut de phase a un rayon angulaire d’environ λ/D , centrée autour de la fonction d’étalement de point. La taille et la simplicité de cette pièce optique permettent à ce système d’être intégré à même le masque de plan focal d’un coronographe de Lyot. La mission *WFIRST* a d’ailleurs mis de l’avant cette solution pour le contrôle des aberrations de bas ordre [31]. L’irradiance sur plan pupille réimagé est :

$$I = A(1 + \epsilon(x, y)^2 - 2\phi(x, y)) \quad (1.89)$$

où ϵ est l’erreur sur l’amplitude A , et ϕ la phase de l’onde. La figure 1.26 montre la nature du signal brut qui est disponible pour la détection. Ces cartes d’irradiances sont très semblables aux cartes d’erreurs de front d’onde présenté à l’annexe A.

Chapitre 2

Design de l'analyseur de front d'onde

Dans le chapitre 1, nous avons couvert les bases théoriques nécessaires pour expliquer le modèle de la propagation de la lumière utilisé lors du développement d'un analyseur de front d'onde. De plus, nous avons introduit les différents analyseurs de front d'onde avec lesquels nous comparerons le système qui sera développé durant le chapitre. Nous présenterons d'abord les exigences générales qui ont guidé le développement du système. Ceux-ci seront similaires au projet *HiCIBaS* dans lequel l'analyseur sera finalement intégré (chapitre 3) tout en couvrant tout l'historique du projet lui-même. Ensuite, l'idée originale sur laquelle repose le système sera explicitée et nous présenterons les avantages d'un tel système. Nous discuterons aussi de la stratégie utilisée pour le traitement d'image et la reconstruction du front d'onde. La forme finale de l'analyseur de front d'onde sera finalement comparée aux différents analyseurs de la section 1.3 afin d'avoir une idée des performances de l'analyseur de front d'onde par rapport aux autres systèmes déjà répandus dans le domaine de l'astronomie.

2.1 Exigences

Le but de cette section est d'introduire les exigences qui ont mené les décisions prises durant le développement du système. Plusieurs de ces choix peuvent sembler arbitraires lorsqu'on évalue uniquement le système final mais, en ayant une connaissance de l'historique du projet en débutant avec sa genèse, il est possible de les rationaliser ces choix et de les inscrire dans un contexte plus grand que ce mémoire.

Nous commencerons donc par repasser sur l'historique du projet d'analyseur de front d'onde d'ordres inférieurs afin d'identifier exactement les problèmes que nous tentons de résoudre. En utilisant les conclusions des précédents projets, nous discuterons ensuite des différentes limitations des systèmes astronomiques dans lesquels l'analyseur devra être intégré. Nous serons donc en mesure d'écrire les exigences minimales que le système devra répondre et celles-ci serviront de guide pour les simulations et la comparaison des performances des

Exigences	Valeur	Commentaires
Pointage	0.4 mas	Dynamique rapide ($\sim 250\text{Hz}$)
Détection WFE	$\sim 10\text{pm}$	Dynamique lente ($>\text{minutes}$)
Sensibilité	Grande	
Linéarité	Grande	

Tableau 2.1 – Exigences de l’analyseur de front d’onde(tiré de [14])

différents analyseurs de front d’onde.

2.1.1 Historique

On peut retracer l’origine du projet d’analyseur de front d’onde d’ordres inférieurs aux appels de contributions canadiennes pour le projet *WFIRST* (Wide-Field InfraRed Survey Telescope), un télescope spatial opérant dans visible et dans le proche infrarouge comportant un spectrographe (Integral Field Spectrograph) ainsi qu’un coronographe. Un acte de congrès de Jean-François Lavigne [14] en 2016 décrit un intérêt marqué pour le développement d’un analyseur de front d’onde achromatique pour le coronographe. Puisque la maturité technologique de l’analyseur n’était pas avancée, cette contribution n’était pas mise de l’avant à cette époque. La tableau 2.1 énumère les exigences de performances qui avaient été utilisées pour guider le design et les simulations de l’analyseur.

Le concept original de l’analyseur de front d’onde fut présenté dans un acte de congrès [5] où il était présenté comme une alternative achromatique à l’analyseur de Zernike, le système retenu pour la mission *WFIRST*. En effet, comme il a été vu à la section précédente (1.3), un saut de phase de $\pi/2$ est utilisé afin de faire la détection de la forme du front d’onde. La génération de ce saut de phase à l’aide d’un seul élément optique introduira une composante chromatique à la détection pour tout ce qui s’éloigne de la longueur d’onde de design. Le système proposé, tel que présenté à la figure 2.1(a), est très similaire à un analyseur pyramidal dont on remplace le prisme par un miroir en coin. Plutôt que d’utiliser un miroir en coin, la rencontre de quatre microlentilles sur une matrice est ce qui est proposé dans l’acte de conférence. L’attrait d’avoir une puissance sur chacune des “facettes” de la pyramide c’est de pouvoir faire l’image de la pupille directement, sans avoir besoin d’optique supplémentaire. De plus, ce genre de design minimiserait les aberrations non communes introduites par l’optique entre le bras de science (le coronographe) et l’analyseur de front d’onde. Ceci permettrait donc d’obtenir une meilleure correction des aberrations de bas ordre et donc d’accroître l’efficacité du coronographe.

La figure 2.1(b) montre une carte d’irradiance résultant de l’analyseur de front d’onde. Si on compare cette carte à celle de l’analyseur pyramidal (figure 1.22), on peut remarquer qu’il ne s’agit que d’un filtre passe-bas sur les sous-images de pupilles. L’utilisation du centre du masque coronographique pour récupérer la lumière fait que la taille de cette pièce optique

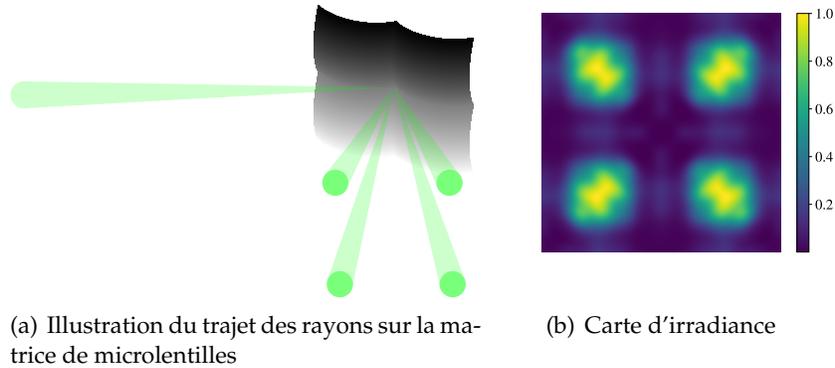


FIGURE 2.1 – Concept préliminaire de l’analyseur de front d’onde à bas ordre basé sur l’utilisation d’une matrice de micro lentilles

agissant comme pyramide ne serait que de $\sim 3\lambda/D$ angulairement. Les composantes hautes fréquences de la fonction d’étalement de point ne sont donc pas conservées. Les problèmes avec cette approche ont été soulignés rapidement lors du développement de l’analyseur de front d’onde. Tout d’abord, l’utilisation de microlentilles sur le plan focal ne permet d’obtenir une image réelle de la pupille d’un système que si celui-ci est purement télécentrique (et donc que l’image de la pupille se trouve à l’infini) : le seul impact serait de modifier la composante de défocus du faisceau ainsi que le $f/\#$ du système. C’est un problème relativement facile à résoudre, mais nécessite donc d’imposer un système non-télécentrique à l’entrée du coronographe. Ensuite, comme nous avons pu le voir dans la section 1.3.2, l’utilisation d’une pyramide sans modulation apporte son lot de problème. Il peut être vu dans la littérature ([13] [28]) qu’il est difficile d’obtenir des matrices de microlentilles ayant une qualité suffisante pour en faire des analyseurs de front d’onde ; il est encore plus difficile d’en obtenir permettant d’en faire un analyseur de front d’onde sans modulation.

Nous nous sommes donc dirigés vers une autre solution pour un analyseur de front d’onde en conservant les mêmes objectifs que le projet original, tout en trouvant des solutions aux nouveaux problèmes qui sont soulevés par l’utilisation d’une pyramide imparfaite. Comme nous le soulignerons dans la section 2.1.3, nous conserverons les mêmes objectifs que la mission *WFIRST* tout en proposant une solution alternative qui serait achromatique. À ceci s’ajouteront les exigences tirées du projet *HiCIBaS* (section 3.2) qui seront plus restrictives sur certains aspects.

2.1.2 Budget de photon

Nous devons d’abord définir la tâche à effectuer du mieux possible afin de cibler convenablement les problématiques qui seront soulevées lors de la conception. Dans notre cas, nous avons deux cas d’application précis : la comparaison avec l’analyseur de Zernike pour *WFIRST* ainsi que l’intégration dans le système *HiCIBaS*. Les deux systèmes sont très diffé-

rents, notamment au niveau de la taille du télescope et des perturbations qui seront appliqués sur le système. Par contre, il est possible de se rendre compte que si nous souhaitons utiliser les instruments à leur maximum, les deux seront poussés à la limite de possibilité des caméras, et donc auront probablement des performances comparables.

Calculons d’abord le budget de photons associé au projet *HiCIBaS* afin de s’assurer que la quantité de photons disponibles serait similaire ou supérieure à *WFIRST*, notre critère de comparaison. Ceci nous permettra aussi de s’assurer que les simulations qui ont été effectuées pour la comparaison seraient toujours valide pour un système avec une plus large bande spectrale. Nous commençons donc par la sélection d’une étoile qui nous permettra d’établir le flux incident réel sur le système. Nous sélectionnerons Capella (choix qui sera justifié dans la section 3.2) pour le moment :

Magnitude	Bande spectrale (Johnson)	λ	$\Delta\lambda$
1.33	U	365nm	66nm
0.88	B	445nm	94nm
0.08	V	551nm	88nm
-0.52	R	658nm	138nm
-0.96	I	806nm	149nm

Tableau 2.2 – Caractéristiques photométriques de Capella (tiré de *SIMBAD* [33])

Les unités utilisées sont en magnitudes de type m_{ab} , définies comme :

$$m_{ab} \approx -2.5 \log_{10}(\text{Flux normalisé (Jy)}) = -2.5 \log_{10}\left(\frac{\text{Flux de l'étoile}}{\text{Flux de Vega}}\right) \quad (2.1)$$

Afin de convertir ces magnitudes en flux utilisable (photons/(m^2s)), nous devons nous servir de [4] qui donne le facteur de conversion avec le flux normalisé sur Vega (m_0) :

Bande spectrale (Johnson)	Flux (Jy)	Flux (photons/(m^2s))
U	1810	4.1×10^9
B	4260	14.152×10^9
V	3640	8.79×10^9
R	3080	10.7×10^9
I	2550	7.32×10^9

Tableau 2.3 – Valeur du flux normalisé par rapport à Vega (m_0)

Ainsi, nous pouvons donc trouver le flux selon la magnitude et la bande spectrale avec :

$$\text{Flux de l'étoile}(\lambda) = \text{Flux Vega}(\lambda) \times 10^{-\frac{m_{ab}}{2.5}} \quad (2.2)$$

Nous utiliserons une surface de collection d’un télescope de 14" ($\sim 355\text{mm}$). Nous utiliserons aussi les bandes V et R seulement, puisque dans *HiCIBaS* les bandes B et I seront attribuées

à d'autres instruments. Donc pour Capella nous avons :

$$\text{Flux}(V) + \text{Flux}(R) = 8.79 \times 10^9 \times 10^{-\frac{0.08}{2.5}} + 10.7 \times 10^9 \times 10^{-\frac{0.52}{2.5}} \quad (2.3)$$

$$= 25.44 \times 10^9 \text{photons}/(\text{m}^2\text{s}) \quad (2.4)$$

Avec ceci en main nous pouvons maintenant construire un tableau qui nous permettra d'estimer le nombre de photons qui sera incident sur le capteur des systèmes s'il n'y a aucun vignetting :

Paramètre	Valeur
Flux de l'étoile dans les bandes V et R	$25.44 \times 10^9 \text{photons}/(\text{m}^2\text{s})$
Aire d'un télescope de 355mm (Celestron C14)	0.1m^2
Nombre de photons dans le système par seconde	$2.544 \times 10^9 \text{photons}/\text{s}$
Acquisition à 250Hz	$\frac{1}{250}\text{s}$
Nombre de photons	$10 \times 10^6 \text{photons}$
Transmission optique approximative	~ 0.75
Efficacité quantique des détecteurs	~ 0.9
Nombre de photons incident sur la caméra	$6.75 \times 10^6 \text{photons}$

Tableau 2.4 – Calcul (haut vers le bas) du nombre de photons incident dans le système *HiCIBaS*

Comparons ce budget de photon à ce qui serait typique pour la mission *WFIRST* (tableau 2.5), construite selon les mêmes équations en utilisant les paramètres relatifs à la mission.

Le détecteur qui serait utilisé pour *WFIRST* serait suffisamment différent (16×16 pixels) pour justifier la différence en budget de photon. En effet, si on met à l'échelle pour conserver le même nombre de photons/pixels (c'est à dire multiplier par 60 le nombre de photons), nous obtenons approximativement le même nombre de photons par pixel. Ceci donne un avantage non-négligeable au système d'*HiCIBaS* qui peut utiliser une plus grande quantité de pixels (et donc de photons) pour reconstruire la même aberration.

Paramètre	Valeur
Flux de l'étoile dans la bande R (magnitude 6)	$0.0426 \times 10^9 \text{photons}/(\text{m}^2\text{s})$
Aire d'un télescope de 2.4m (<i>WFIRST</i>)	4.52m^2
	$0.02 \times 10^9 \text{photons}/\text{s}$
Acquisition à 1kHz	$\frac{1}{1000}\text{s}$
Nombre de photons (Étoile de magnitude 6)	$0.019 \times 10^6 \text{photons}$
Transmission optique approximative	~ 0.75
Efficacité quantique des détecteurs	~ 0.9
Nombre de photons	$0.12 \times 10^6 \text{photons}$

Tableau 2.5 – Calcul (haut vers le bas) du nombre de photons incident dans le système *WFIRST*

Le budget d'erreur correspondra aux objectifs que nous souhaiterions atteindre dans les analyseurs à fin de comparaison. Puisqu'un des intérêts majeurs du projet est de comparer le nouvel analyseur développé avec la solution retenue pour *WFIRST*, il serait intéressant de calquer le budget d'erreur utilisé pour l'analyseur de Zernike et vérifier comment différentes solutions, y compris celle développée, s'y comparent. L'acte de congrès de 2016 sur le sous-système *LOWFSC* de *WFIRST* [24] permet d'établir quelles genre de métrique il serait intéressant de calculer pour comparer les analyseurs. Nous pouvons résumer les différentes informations de cet acte de congrès dans un tableau :

Paramètre	Valeur
Fréquence d'acquisition	1 kHz
Erreur maximale de pointage	14 mas
Sensibilité Tip/Tilt (Z_2 & Z_3)	< 0.4 mas
Sensibilité aberrations ($\leq Z_{11}$)	~ 10 pm
Linéarité	1% sur 10 nm d'erreur

Tableau 2.6 – Budget d'erreur approximatif de la mission *WFIRST*

2.1.3 Exigences non fonctionnelles

Les budgets d'erreurs et de photons constituent la majorité des exigences fonctionnelles du système. Dans le cas de l'intégration dans *HiCIBaS*, il faut se rendre compte que les exigences qui seront demandées seront bien différentes. En effet, l'utilisation d'un petit télescope (355mm) sera limitant sur la quantité de lumière qui pourra être utilisable pour l'analyse de front d'onde. Donc lors de cette section, nous garderons en tête quelques exigences non fonctionnelles qui n'auront pas de sens en comparaison avec les autres analyseurs, mais qui auront du sens lorsqu'on garde en tête l'historique du projet et l'intégration future de l'analyseur de front d'onde.

Paramètre	Valeur
Bande spectrale	500nm à 700nm
Adaptabilité du système	Aucune pièces mobiles
Complexité de l'algorithme	Opérations matricielles simples

Tableau 2.7 – Exigences non fonctionnelles pour le design

Tout d'abord, l'utilisation d'une bande spectrale relativement large est due à l'utilisation d'un petit télescope. En effet, puisque moins de lumière est accessible au système, nous compensons en utilisant une bande spectrale plus large. Ceci aura pour effet de nécessiter que le système soit le plus achromatique possible. L'exigence sur l'adaptabilité du système en fonctionnement est pour limiter le nombre de pièce qui pourraient échouer lors de l'opération du système. Par exemple, la modulation spatiale telle que décrite à la section 1.3.2

ajouterait des risques supplémentaires importants pour une petite mission comme *HiCIBaS*. Finalement, les exigences sur la reconstruction sont simplement pour être en mesure de faire la correction à une vitesse de $\sim 250\text{Hz}$ sans utiliser toute la puissance de l'ordinateur un seul sous-système.

2.2 Méthodes

Nous allons maintenant présenter les outils qui ont permis la simulation du système lors de son développement. Au moment où le projet a débuté, il n'existait pas d'outil très répandu pour les simulations d'optique adaptative en *Python*. Ainsi, il était très usuel de développer sa propre solution adaptée aux besoins d'un projet en particulier. Bien qu'il n'y ait toujours pas de consensus sur ce qui devrait être utilisé pour ce type de projets, il existe maintenant déjà beaucoup plus de codes qu'il est possible d'utiliser et de modifier comme point de départ.

Nous prendrons donc les prochaines sections pour présenter le code et ses fonctionnalités, ainsi que les défis qui ont été soulevés lors de son développement. Nous utiliserons le langage python ainsi que des bibliothèques accélérées (en majorité *LINPACK* à travers *Numpy*) en *FORTRAN*

2.2.1 Optique de Fourier discrète

Il a été possible de voir à la section 1.3 que la totalité des analyseurs de front d'onde que nous avons couvert peut être modélisée par une série de systèmes 4f interchangeant entre plans pupilles et plans images. Ce genre de système se porte très bien à la modélisation par optique de Fourier, tel que couvert à la section 1.1.2. Il nous faut donc décrire chacun de ces plans mathématiquement en utilisant l'expression du champ électrique tel que défini dans la section 1.1.1 :

$$P_i(x, y) = A_i(x, y)e^{i\phi_i(x, y)} \quad (2.5)$$

Ainsi, chacun des plans $P_{i+1}(x, y)$ sera défini par transformée de Fourier du plan $P_i(x, y)$. Les analyseurs de front d'onde modifieront la phase $\phi_i(x, y)$ et/ou l'amplitude $A_i(x, y)$ pour certains plans P_i . Bien qu'il serait possible de calculer ces expressions analytiquement avec les approximations appropriées, ce serait peu efficace pour tester plusieurs systèmes qui sont très différents. Nous préférons donc faire des simulations par transformée de Fourier rapide (*FFT*) en deux dimensions afin de faire le travail exploratoire et la comparaison de performances.

Le défi revient à traduire les expressions analytiques vers expressions discrètes. En effet, plutôt que de propager d'un plan image de départ de taille "infinie" vers un plan propagé

pupille lui aussi “infini”, nous devons tracer nos deux plans dans des espaces finis. Considérons un plan image de taille $2x$ passant de $-x$ à x avec des pas de taille $\frac{2x}{N-1}$, où l’espace est discrétisé en N pas. Par souci de simplicité (et puisque nous travaillons avec des systèmes optiques qui sont à symétrie de révolution), nous allons nous concentrer sur les résultats pour N impairs. Selon la documentation de transformée de Fourier discrète utilisée (*LINPACK*), le domaine peut être défini par un vecteur :

$$\left(-\frac{N-1}{2}, -\frac{N-1}{2} + 1, \dots, -1, 0, 1, \dots, \frac{N-1}{2} - 1, \frac{N-1}{2} \right) \frac{1}{2x} \quad (2.6)$$

Nous savons de la section 1.1.2 que $x_1 = \lambda f \nu_{x_1} = x_2$. En d’autres mots, la variable x_1 dans l’espace image est reliée à l’espace propagé x_2 par sa fréquence spatiale ν_{x_1} et des propriétés du système. Nous devons donc exprimer 2.6 pour obtenir quelque chose en fonction de x et N seulement. Commençons par multiplier l’expression par $\frac{2x}{2x}$

$$\left(-x(N-1), -x(N-1) + 2x, \dots, -2x, 0, 2x, \dots, x(N-1) - 2x, x(N-1) \right) \frac{1}{4x^2} \quad (2.7)$$

Mettons $(N-1)$ en évidence :

$$\left(-x, -x + \frac{2x}{(N-1)}, \dots, -\frac{2x}{(N-1)}, 0, \frac{2x}{(N-1)}, \dots, x - \frac{2x}{(N-1)}, x \right) \frac{(N-1)}{4x^2} \quad (2.8)$$

L’expression 2.8 correspond à la définition avec laquelle nous avons débuté pour le plan image. Nous avons maintenant une expression pour ν_{x_1} , dans le plan pupille, en utilisant la discrétisation du plan image. En multipliant cette quantité par λf , nous avons maintenant l’expression des dimensions du plan pupille après une transformée de Fourier. Bien que nous ayons fait ce développement en une dimension, celui-ci tient aussi en deux dimensions sans aucun changement dans les vecteurs décrivant le domaine. Il est possible de voir que cette quantité dépend de la longueur d’onde λ , et donc que les dimensions de l’espace propagé dépendront toujours de λ . Lorsque nous souhaiterons comparer différentes propagations à plusieurs longueurs d’onde, nous devons interpoler les quantités afin que celles-ci soient comparables.

Devoir définir un espace discret et fini apporte d’autres difficultés. Par exemple, nous devons toujours laisser un espace autour des objets que nous définissons et nous assurer que la diffraction ne s’approche pas des bords de la simulation. Plus la simulation s’approche des bords, plus elle aura un comportement imprévisible qui dépendra de la forme (carrée) de la simulation. Nous laisserons donc toujours un espace vide qui peut sembler important, mais est en fait nécessaire pour obtenir un bon résultat.

2.2.2 Structure d’un système typique

Le code développé repose sur le calcul de la diffraction de la lumière entre des plans images et pupilles consécutifs. Il est donc nécessaire d’établir la position de ces plans dans un système optique réel pour voir comment ces systèmes se comparent entre eux. La figure 2.2

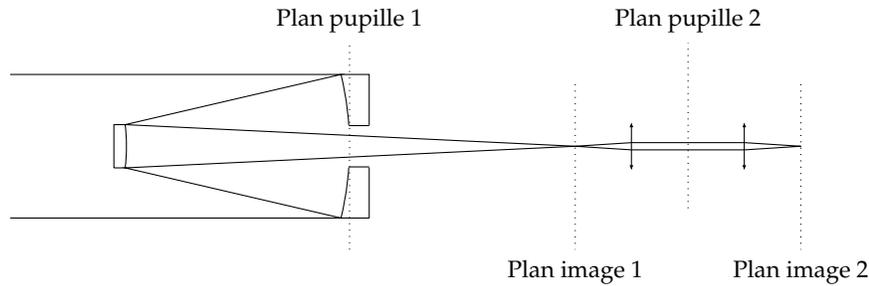


FIGURE 2.2 – Position des plans pupilles et images dans un système d’analyse de front d’onde typique.

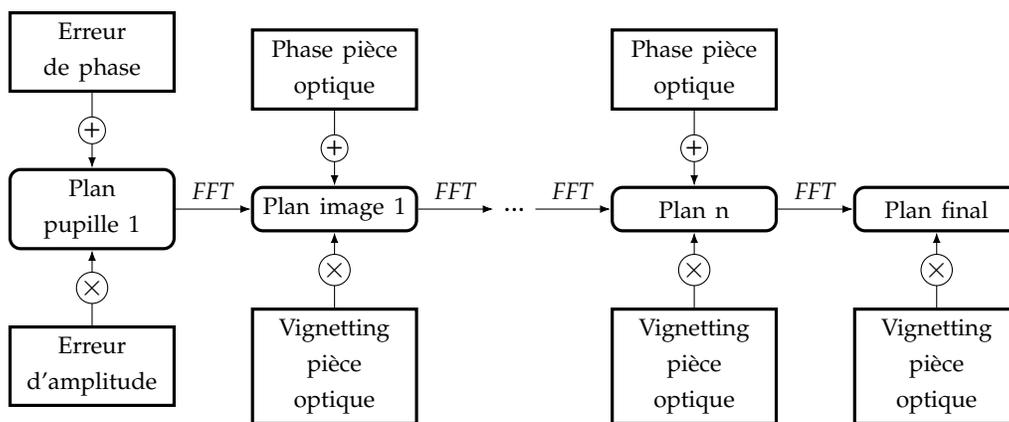


FIGURE 2.3 – Organigramme des différents plans

nous donne un exemple de ce genre de propagation. Nous pouvons voir le miroir primaire agissant comme premier plan (où on ajouterait aussi l’erreur de phase due à la turbulence atmosphérique), et, par un agencement de lentilles, nous pouvons avoir accès à d’autres plans (à un grandissement près) par des systèmes 4f.

La figure 2.3 nous montre un organigramme des différents plans qu’il serait possible de voir dans un système d’analyse de front d’onde. En la comparant avec la figure 2.2, nous pouvons voir que les différents plans de l’organigramme ont un équivalent physique dans un système réel. Ces champs électriques peuvent être modifiés en plaçant des pièces optiques et en calculant leur influence (par exemple comme montré à la section 1.1.1) sur la phase et l’amplitude. En calculant ces caractéristiques à chacun des plans, il est ainsi possible d’obtenir l’irradiance incidente sur le détecteur et donc le signal qu’il serait possible de détecter dans un système réel.

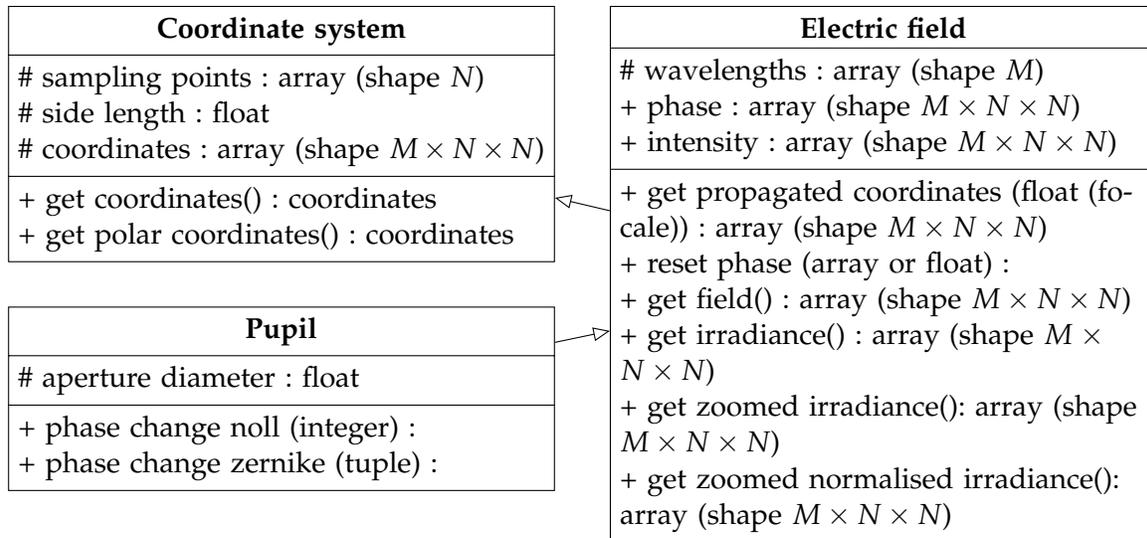


FIGURE 2.4 – Diagramme UML simplifié des classes associées à la propagation de la lumière

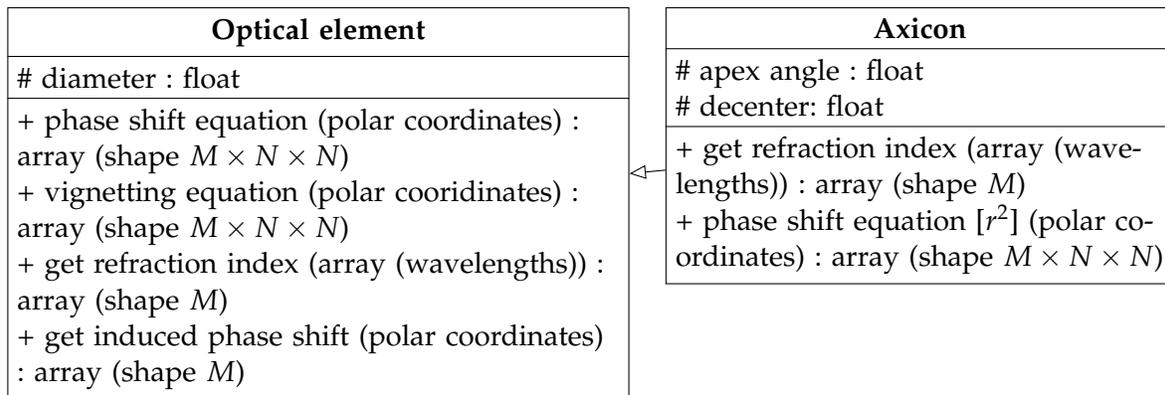


FIGURE 2.5 – Diagramme UML d'un exemple d'implémentation des pièces optiques

2.2.3 Structure du code

L'objectif qui a été visé lors de la conception du code *Python* a été d'intégrer les différents éléments qui sont couverts à la fois dans la figure 2.2 et la figure 2.3. Nous souhaitons être en mesure de définir nos pièces optiques facilement sans nuire à l'expression mathématique de l'optique de Fourier. Bien que la seule tâche que nous ayons à faire c'est de définir les champs électriques, la structure du code de simulation est beaucoup plus complexe pour permettre une lecture et une utilisation facile. Nous utilisons la programmation orientée objet afin de représenter les objets physiques qui seront utilisés pour les simulations. Ces objets (ces *classes*) ont en eux les caractéristiques nécessaires aux calculs de l'optique de Fourier.

La figure 2.4 décrit dans le langage UML les relations existantes entre les différentes classes du code. La classe *Electric field*, par exemple, comporte l'essentiel de l'information pour les

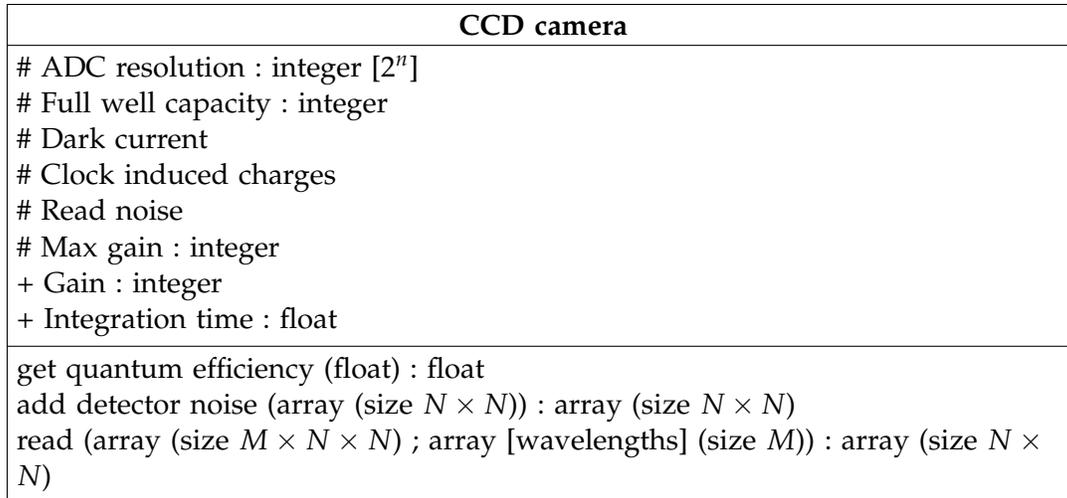


FIGURE 2.6 – Diagramme UML de la classe *CCD camera*

calculs direct du champ électrique, en plus d’avoir des méthodes qui aident au calcul de la propagation pour plusieurs longueurs d’onde en même temps. Afin de propager un rayon au prochain plan de Fourier (comme pour passer d’un plan pupille à un plan image), il est nécessaire de calculer les nouvelles coordonnées du plan, tel que montré à l’expression 2.8. La classe comporte une méthode pour calculer automatiquement les dimensions de ce nouveau plan selon la focale f de la lentille qui propage le signal. De plus, en ayant toute cette information, il est aussi possible d’interpoler le signal détecté afin que tous les plans propagés aient la même taille physique (puisque celle-ci dépend de la longueur d’onde). La classe *Pupil* agit de la même façon, mais avec des méthodes supplémentaires simplifiant les tâches à effectuer par la première surface du système d’optique adaptative, et aussi la pupille principale du système. Il est donc possible d’y ajouter directement des aberrations de Zernike avec les équations de l’annexe A.

La figure 2.5 montre l’implémentation qui a été faite des pièces optiques. Ainsi, chacune des nouvelles pièces optiques est créée en héritant de la pièce optique “abstraite” pour en faire une qui comporte les caractéristiques nécessaires. En effet, comme il est possible de le voir dans la figure 2.5, la classe *Axicon* hérite des propriétés et méthodes de *Optical element* et modifie celles-ci afin de répondre à ses caractéristiques particulières. Pour la modélisation des propriétés chromatiques des verres, nous utilisons l’équation de *Sellmeier* pour calculer l’influence de la longueur d’onde sur l’indice de réfraction n :

$$n(\lambda) = \sqrt{\frac{B_1\lambda^2}{\lambda^2 - C_1} + \frac{B_2\lambda^2}{\lambda^2 - C_2} + \frac{B_3\lambda^2}{\lambda^2 - C_3}} \quad (2.9)$$

Pour ce qui est du détecteur, que nous pouvons voir à la figure 2.6, nous le modélisons simplement avec une seule équation. En utilisant l’irradiance normalisée et un budget de photon, tel que montré à l’équation 2.4, pour chaque longueur d’onde, nous pouvons repré-

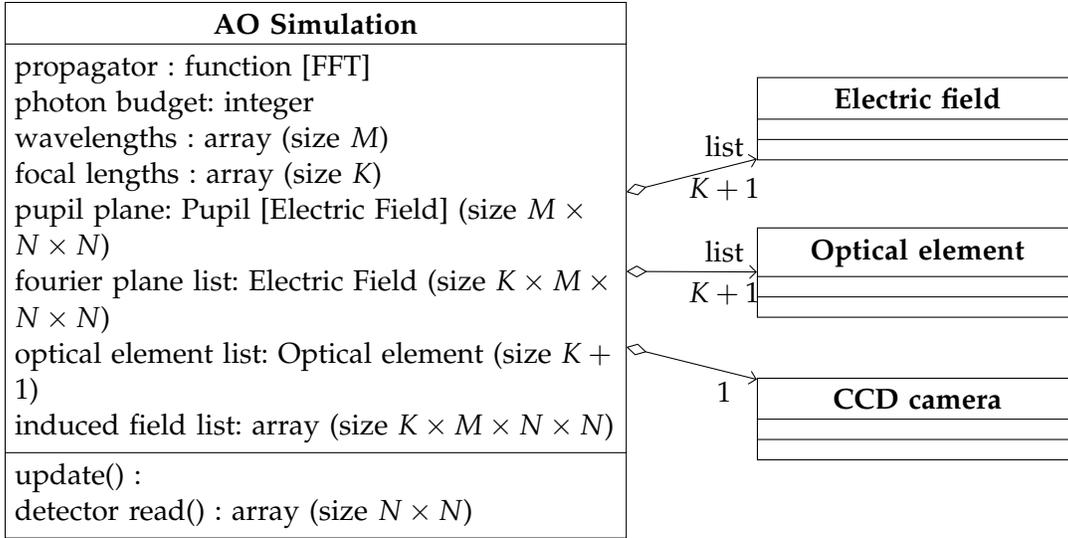


FIGURE 2.7 – Diagramme UML très simplifié de la classe *AO Simulation*

sender l’irradiance intégrée comme :

$$E_i(x, y) = \text{CLIP}(\lfloor P_i(x, y) \rfloor, \text{Full well capacity}) \times \text{Gain} \quad (2.10)$$

$E_i(x, y)$ correspond au nombre d’électrons par chaque pixel. $P_i(x, y)$ correspond au nombre de photons que chaque pixel voit (normalisé selon l’efficacité quantique du détecteur et le budget de photon, avec le bruit de photon (statistique de Poisson)). On ajoute le bruit de détecteur (statistique gaussienne), E_b :

$$\text{Read}(x, y) = \text{CLIP}\left(\left\lfloor \frac{E_b(x, y) \times \text{ADC resolution}}{\text{Full well capacity}} \right\rfloor, \text{ADC resolution}\right) \quad (2.11)$$

Ce que nous nous attendons à voir sur le détecteur devrait être similaire à ce qui est calculé ici, $\text{Read}(x, y)$. Ceci n’est qu’une première approximation sur le résultat qu’on devrait s’attendre d’un capteur réel, mais permet d’émuler le comportement du bruit et son influence sur le résultat des simulations.

La classe *AO simulation*, figure 2.7, est en fait qu’une agrégation des classes couvertes dans les derniers paragraphes. Mis à part une astuce permettant de ne pas calculer tous les plans à chaque fois qu’on souhaite mettre le système à jour, la méthode utilisée est exactement ce qui est montré à la figure 2.3. La classe *CCD camera* permet finalement de calculer l’irradiance sur un détecteur.

La forme orientée objet permet d’avoir une expression simple de la classe simulation qui encadre tous les calculs en arrière plan. De plus, la procédure à utiliser pour initialiser la classe n’est pas étrangère à celle nécessaire pour initialiser un système dans un logiciel de conception optique conventionnel (la prescription optique). Nous ne spécifions que l’information entre les plans de Fourier et les pièces optiques présentes dans ceux-ci plutôt que

chacune des surfaces optiques du système. Le principal inconvénient du code est qu'il est plus lent qu'un code fonctionnel spécialisé pour l'optique de Fourier, mais sa forte flexibilité nous permettra de simuler sans difficulté plusieurs analyseurs de front d'onde.

2.3 Présentation du système

Selon les exigences vues à la section 2.1, nous pouvons construire une liste claire d'objectif que l'analyseur de front d'onde devra remplir :

- Mesurer les aberrations de bas ordre ($\leq Z_{11}$)
- Linéaire sur de longues aberrations (nécessaire dû à l'amplitude de l'erreur du système *HiCIBaS*)
- Très sensible aux aberrations optiques (et peu sensible au bruit)
- Signal d'erreur achromatique
- Reconstruction simple
- Pas de pièces mobiles

Bien que certaines solutions existent déjà pour ce genre de problème, les défis uniques qui se présentent dans *HiCIBaS* nous forcent à retirer certaines de ces solutions. De plus, puisque nous souhaitons obtenir une très grande linéarité afin de compenser l'erreur du système de pointage grossier, il serait intéressant d'avoir un système dont cette linéarité serait facilement modifiable durant la conception.

2.3.1 Idée générale

La section 2.1.1 nous donne une idée de l'état du projet à son commencement. Les premières simulations et les premiers systèmes ont tous été réalisés dans l'optique d'utiliser un analyseur de front d'onde pyramidal comme point de départ. Le système qui était développé avec la matrice de micro lentilles n'était pas idéal pour les objectifs d'*HiCIBaS* puisque celui-ci agit comme un analyseur de front d'onde pyramidal non modulé. La linéarité de ce système serait limitée à des aberrations de très petite amplitude.

La figure 1.23(a) présente la solution utilisée pour augmenter la plage linéaire des pyramides non modulées conventionnelles. Cette solution est immédiatement rejetée puisqu'elle contient une pièce mobile et ajouterait des risques importants au projet *HiCIBaS*. Par contre, mis à part ce problème, il s'agirait d'une solution parfaite qui répondrait à tous les objectifs posés pour le système *HiCIBaS*. Il serait donc intéressant de trouver une manière détournée d'obtenir les résultats associés à la modulation dynamique sans aucune pièce mobile. Un article de Ragazzoni [21] présente une alternative à la modulation dynamique en utilisant un diffuseur. À l'aide d'un traitement analytique, il démontre qu'une modulation de cette

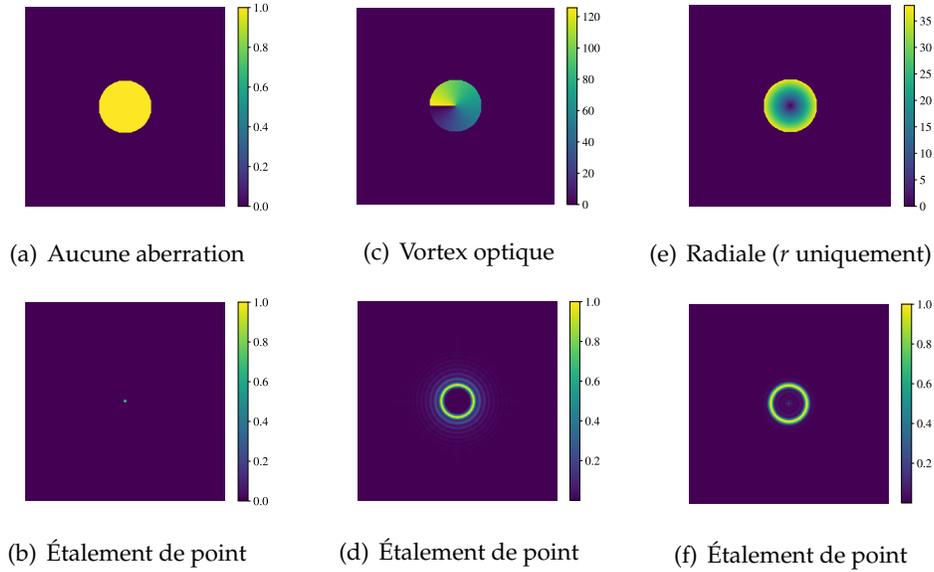


FIGURE 2.8 – Différentes aberrations (phase, en haut) et leur effet sur la forme de la fonction d'étalement de point (en bas).

nature permet d'élargir la linéarité des analyseurs pyramidaux. Il donne, au courant de l'article, plusieurs exemples de pièces optiques qui permettraient de produire un flou similaire à un diffuseur aléatoire placé dans la pupille d'un système télécentrique.

La solution proposée dans ce mémoire repose sur l'ajout d'une aberration connue de grandes amplitudes, de loin dominante sur le signal qui est souhaité être détecté, afin d'ajouter une modulation sur le signal. Il s'agit d'une méthode bien différente à [21] puisque la modulation est contrôlée et n'a pas pour effet de produire une tache aléatoire. La figure 2.8 illustre bien deux exemples simples d'aberrations permettant d'obtenir l'effet recherché. En effet, en plus d'ajouter une modulation, nous souhaitons aussi envoyer le moins d'énergie possible sur l'apex de la pyramide, où la diffraction pourrait avoir lieu dû aux imperfections de surfaces. Le premier exemple correspond à un vortex optique, où la phase ϕ est donné par :

$$\phi(r, \psi) = a\psi \quad (2.12)$$

où ψ est la coordonnée angulaire et a un entier relatif (\mathbb{Z}) dans le cas d'un vortex conventionnel. Nous pouvons nous rendre compte que l'impact de cette phase est simplement un tilt de la phase relatif à la position dans la pupille. Donc, dans notre cas a peut être n'importe quel réel. Le deuxième exemple est celui de l'axicon :

$$\phi(r, \psi) = ar \quad (2.13)$$

où a correspond simplement à un réel qui décrit à l'angle de l'apex de l'axicon. Comme nous pouvons le voir à la figure 2.8, l'erreur de phase de cette pièce optique est équivalente à une pyramide qui serait composée d'une infinité de faces. Bien que les problèmes associés à cette

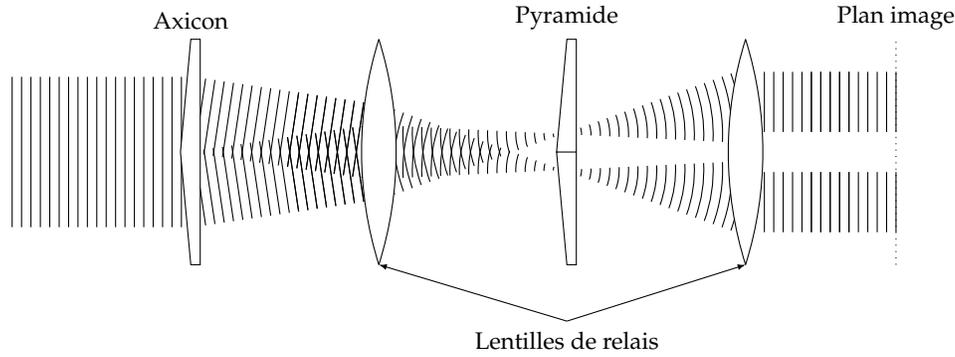


FIGURE 2.9 – Propagation de la lumière dans un analyseur de front d’onde pyramidal avec modulation spatiale

pièce optique seraient les mêmes qu’une pyramide conventionnelle (défaut dans l’apex dû à aux difficultés de fabrications), il est possible de voir que ceci ne sera pas un problème grâce à la distribution de la lumière qui est incidente sur cette pièce optique. En effet, l’utilisation d’un télescope avec une obscuration centrale dans la pupille d’entrée due au miroir secondaire n’aura pas de lumière incidente sur ces imperfections.

2.3.2 Fonctionnement

L’analyseur de front d’onde que nous avons développé repose sur une modification de l’analyseur de front d’onde pyramidal à modulation où le miroir oscillant est remplacé par une pièce optique offrant une sorte de modulation spatiale. L’exemple utilisé lors de ce mémoire sera l’axicon. La figure 2.9 montre la propagation lumineuse typique dans le plan meridional du front d’onde. Bien que le tracé optique semble très similaire avec la figure 1.23(a), on peut se rendre compte que l’effet sur le plan image (le plan incident sur la pyramide), sera différent. L’effet de la modulation dynamique sur le signal de l’analyseur pyramidal est semblable à un système sans modulation, à une constante près (équations 1.86 et 1.87). Tentons d’évaluer l’influence d’un axicon sur le plan image :

$$I(x, y) = I_0 \left| \mathcal{FT} \left[p(r, \psi) e^{-iar} e^{-i\phi(r, \psi)} \right] \right| \quad (2.14)$$

\mathcal{FT} correspond à la transformée de Fourier, $p(r, \psi)$ à la fonction d’intensité de la pupille et a est un facteur qui décrit l’angle de l’axicon. Nous utiliserons une pupille circulaire de rayon $\frac{D}{2}$, et nous utiliserons la convolution $*$ afin de séparer les trois contributions :

$$I(x, y) = I_0 \left| \mathcal{FT} [\Pi(r)] * \mathcal{FT} \left[e^{-iar} \right] * \mathcal{FT} \left[e^{-i\phi(r, \psi)} \right] \right| \quad (2.15)$$

Le premier terme a été calculé à l’équation 1.50. Intéressons-nous à la seconde intégrale :

$$\mathcal{FT} \left[e^{-iar} \right]$$

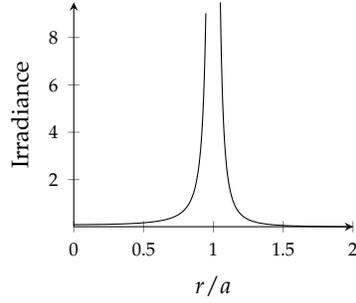


FIGURE 2.10 – Tracé de l'irradiance associée à une phase ar .

Afin de résoudre l'expression, utilisons la même stratégie qui a été utilisée pour obtenir 1.50. Puisque la fonction est uniquement définie sur r , la transformée de Fourier peut s'exprimer comme une transformée de Hankel sur r (où les constantes de normalisations sont enlevées) :

$$\mathcal{FT} \left[e^{-iar} \right] = \int_0^\infty e^{-iar} J_0(rr') r \, dr \quad (2.16)$$

Dans les tables de propriétés de transformée de Hankel ([32]), nous pouvons trouver :

$$\mathcal{FT} \left[e^{-iar} \right] = \frac{ia}{(r'^2 - a^2)^{3/2}} \quad (2.17)$$

La figure 2.10 montre l'irradiance qu'aurait une pupille de taille infinie si la seule erreur de front d'onde était une fonction $\phi = ar$. On peut se rendre compte que l'effet dominant est la discontinuité à $r = a$. Approximons l'expression en utilisant un δ de Dirac et en multipliant le $f/\#$ du système par 2 (comme il est possible de le voir à la figure 2.9, la taille de la pupille dans l'axe r se retrouve coupée en deux par l'axicon). La moitié du diamètre contribue à la génération de la fonction d'étalement de point dans le plan meridional :

$$I(r, \psi) = I_0 \left| \frac{J_1 \left(\frac{\pi r}{\lambda f/\#} \right)}{\pi \frac{r}{\lambda f/\#}} * a \delta(r' - a) * \mathcal{FT} \left[e^{-i\phi(r, \psi)} \right] \right| \quad (2.18)$$

$$= I_0 \left| \frac{J_1 \left(\frac{\pi \frac{r-a}{2}}{\lambda f/\#} \right)}{\pi \frac{r}{2\lambda f/\#}} * \mathcal{FT} \left[e^{-i\phi(r, \psi)} \right] \right| \quad (2.19)$$

Cette approximation peut sembler importante, mais a peu d'impact sur le résultat obtenu lorsque le calcul est fait pour une fente de largeur D comme ouverture (erreur de $< 2\%$). Pour une ouverture circulaire, l'erreur est inférieur à 15%. L'important est de se rendre compte du comportement du front d'onde lors de la propagation dans le système. Pour un front d'onde plat, nous obtiendrons ainsi un tilt radial constant sur le front d'onde, plutôt qu'un tilt dynamique comme un analyseur de front d'onde pyramidal conventionnel. La figure 2.11 offre une comparaison des figures d'irradiance associées à différentes aberrations optiques de bas ordre pour les deux types de modulation. Les irradiances sont semblables puisqu'elles

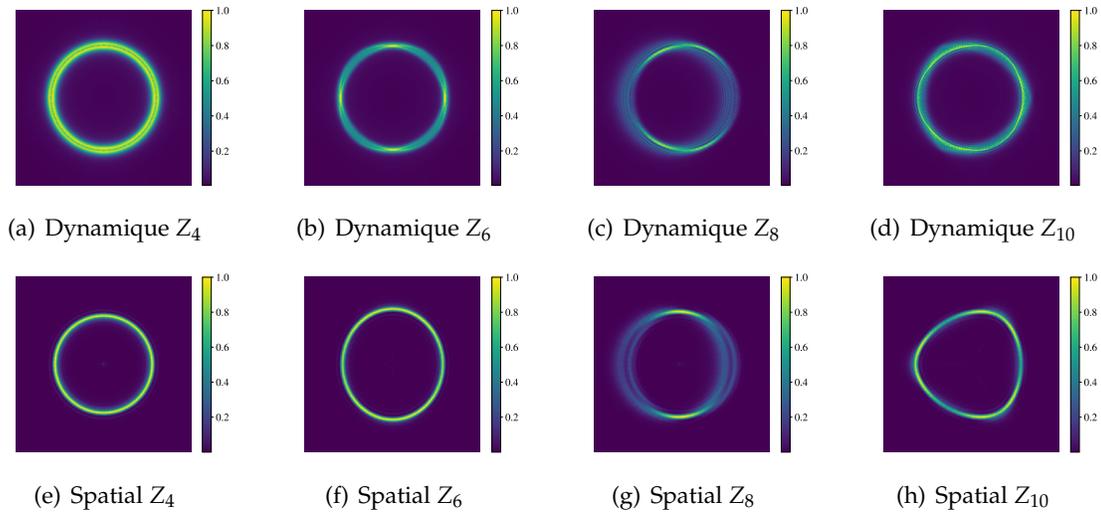


FIGURE 2.11 – Effet de la modulation dynamique par un miroir oscillant et la modulation spatiale par un axicon en présence d’aberrations.

correspondent toutes les deux à une forme de tilt associé à l’image. Nous devons garder en tête que dans le cas du miroir oscillant il faut intégrer sur une période d’oscillation afin d’obtenir ce genre de figures.

L’information sur le front d’onde n’est pas diluée par la présence de l’axicon. Le signal de l’analyseur pyramidal tel que décrit à la section 1.3.2 est complètement saturé. En effet, la figure 2.12 nous montre la différence entre les deux plans du détecteur pour les deux types d’analyseurs. Ainsi, celui avec la présence d’un axicon dans la pupille diverge l’énergie aux extrémités des pupilles réimagées, ce qui sature la réponse du détecteur lorsque nous calculons la différence des pupilles pour construire notre signal. Puisque ce signal est tiré des expressions analytiques du couteau Foucault qui n’est valide que pour les petites aberrations, il n’est pas surprenant que nous ne soyons pas capables de reconstruire avec une stratégie similaire à un analyseur pyramidal conventionnel.

Il serait néanmoins intéressant de poursuivre l’analyse complète du comportement jusqu’au détecteur afin d’obtenir une meilleure compréhension du signal obtenu. Ceci n’est pas le but du mémoire et, comme nous le verrons, il est relativement facile de reconstruire le front d’onde quand même en utilisant d’autres techniques. Un traitement analytique plus poussé permettrait probablement d’aller chercher l’information sur le front d’onde de façon un peu plus directe.

Alignement

En parlant de l’effet des aberrations du système, nous n’avons pas mentionné la différence entre un décentrement de l’axicon, un décentrement de la pyramide et finalement une er-

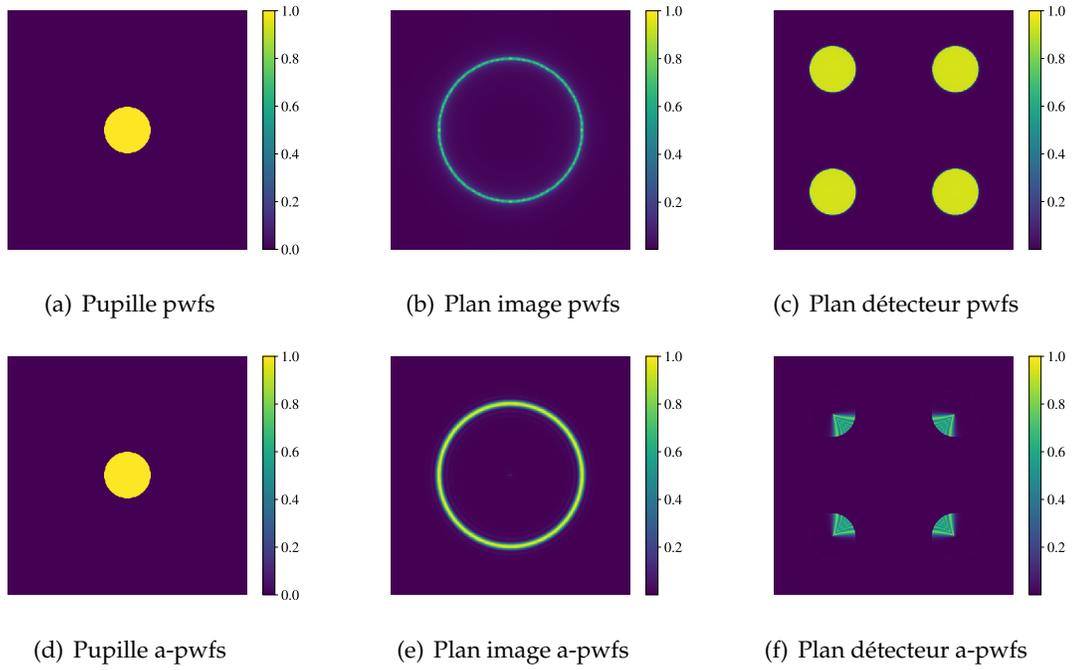


FIGURE 2.12 – Comparaison des figures d’irradiance pour les différents plans des analyseurs de front d’onde (pwfs = analyseur de front d’onde pyramidal, a-pwfs = analyseur de front d’onde pyramidal avec axicon)

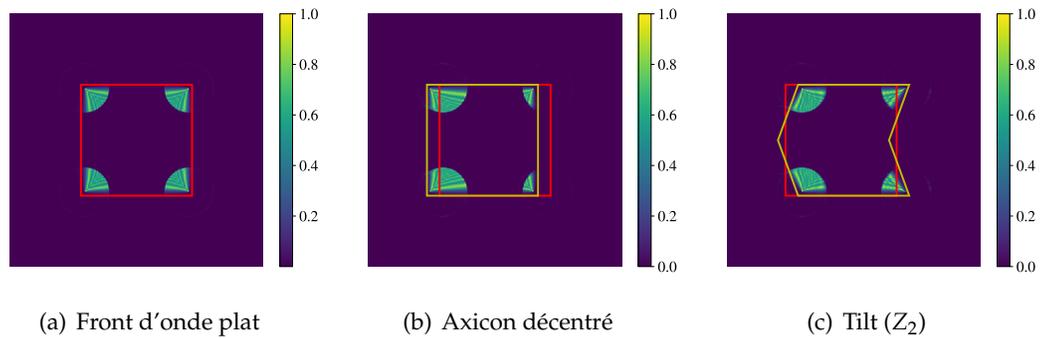


FIGURE 2.13 – Différence entre un tilt et un décentrement de l’axicon sur l’irradiance sur le plan du détecteur

reur de tilt (Z_2). La différence entre ces erreurs lors de l'assemblage du système est critiques lorsque vient le temps d'aligner le système puisque l'amplitude des aberrations que nous souhaitons corriger est très faible.

Pour un analyseur de type pyramidal dans le régime paraxial, il n'y a aucune différence au niveau du signal pour un décentrement de la pyramide ou un tilt de présent dans le système. Puisque l'aberration de tilt n'a pour effet que de déplacer la fonction d'étalement de point sur le plan focal (voir annexe A), le fait de déplacer la pyramide pourrait annuler, ou amplifier le signal. De plus, comme mentionnées dans la section 1.3.2, les premières utilisations de la modulation (à la fois temporelle et spatiale) bougeaient le prisme lui-même plutôt qu'un miroir piézo-électrique.

La figure 2.13 montre le plan du détecteur pour les trois cas possibles de décentrement dans le système. Pour un front d'onde plat, il est possible de voir que la forme des quatre sous-pupilles dessine un carré dont la taille dépend de la distance entre les centres des sous-pupilles imagées. Lorsque l'axicon est décentré, ce carré se trouve à seulement être bougé sur le plan et représente différentes portions des sous-pupilles. Lorsque nous avons du tilt dans le système (ou un décentrement de la pyramide), c'est la forme de ce carré qui s'en trouve modifiée. Les quatre coins s'en retrouvent encore au centre des pupilles réimées, mais les sous-pupilles dessinent plutôt un hexagone non régulier.

2.3.3 Reconstruction

Comme nous avons vu dans la section 1.3, le signal des analyseurs pyramidaux permet d'obtenir directement la pente de la phase du signal afin de reconstruire le front d'onde. Ce genre de signal n'est pas facilement disponible pour l'analyseur avec modulation spatiale puisqu'il s'agit d'un cas spécial de l'analyseur pyramidal sans modulation où une aberration statique de grande amplitude est présente.

Nous utiliserons donc une technique de reconstruction qui nécessite de calibrer le système à la réponse de plusieurs aberrations. La technique est inspirée des méthodes utilisées pour trouver la fonction d'influence modale des miroirs déformables [1]. En décrivant l'irradiance rastérisée détectée sur le plan image comme p_i , où nous énumérons les pixels de 1 à N^2 (avec un plan image de N pixels de côtés) :

$$p_i = \begin{bmatrix} p_1 \\ p_2 \\ \vdots \\ p_{N^2-1} \\ p_{N^2} \end{bmatrix} \quad (2.20)$$

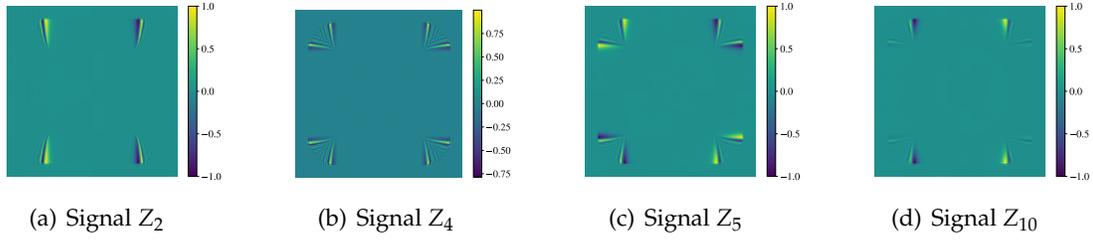


FIGURE 2.14 – Signal utilisé pour la reconstruction du front d’onde pour l’analyseur pyramidal avec Axicon pour une source blanche très étendue.

Nous construirons une matrice a_{ij} en évaluant la réponse du système $p_i^{Z_j}$ à j modes de Zernike Z et en concaténant ces p_i un à côté de l’autre.

$$a_{ij} = \begin{bmatrix} p_1^{z_2} & p_1^{z_3} & \cdots & p_1^{z_{j-1}} & p_1^{z_j} \\ p_2^{z_2} & p_2^{z_3} & \cdots & p_2^{z_{j-1}} & p_2^{z_j} \\ \vdots & \vdots & & \vdots & \vdots \\ p_{N^2-1}^{z_2} & p_{N^2-1}^{z_3} & \cdots & p_{N^2-1}^{z_{j-1}} & p_{N^2-1}^{z_j} \\ p_{N^2}^{z_2} & p_{N^2}^{z_3} & \cdots & p_{N^2}^{z_{j-1}} & p_{N^2}^{z_j} \end{bmatrix} \quad (2.21)$$

Ainsi, nous construirons le système d’équations suivant :

$$p_i = a_{ij}r_j \quad (2.22)$$

Où nous devons trouver le vecteur de réponse r_j qui correspondra à la contribution de chacun des modes Z_j utilisé pour construire la matrice a_{ij} . Si le système est linéaire, nous pouvons utiliser :

$$a_{ij}^{-1}p_i = a_{ij}^{-1}a_{ij}r_j = r_j \quad (2.23)$$

$$A^{-1}\vec{p} = \vec{r} \quad (2.24)$$

où A^{-1} correspond à la pseudo-inverse de la matrice A (qui n’est pas nécessairement carré). La méthode de reconstruction se résume à la génération de la matrice d’interaction a_{ij} en exposant le système à des modes de Zernike connus, et à calculer le produit scalaire avec le signal détecté sur le capteur. L’entraînement $p_i^{Z_j}$ est un peu plus complexe que ce qui a été décrit un peu plus haut. En effet, pour être certains d’obtenir quelque chose de linéaire autour de l’aberration d’une amplitude c_j donnée, nous construisons $p_i^{Z_j}$ de la façon suivante :

$$p_i^{Z_j} = \frac{p_i^{c_j Z_j} - p_i^{-c_j Z_j}}{2} \quad (2.25)$$

La variable c_j correspondra à l’amplitude d’entraînement du système. La technique ne repose pas sur la reconstruction même du front d’onde, mais plutôt sur la modification de l’irradiance sur le capteur relative aux aberrations. La figure 2.14 montre le signal utilisé pour

construire la matrice d'interaction entre les modes et la réponse du système. Comme il est possible de s'en rendre compte, ceci est très différent de ce qui est utilisé dans le cas d'un analyseur pyramidal. Ainsi, contrairement à ce dernier, il n'est pas possible de reconstruire facilement les aberrations de façon absolue. Il faut utiliser une boucle fermée en amont du système (ou de très bonnes simulations) afin de construire la matrice d'interaction A de la façon la plus fidèle possible.

Cette méthode de reconstruction pourrait être utilisée pour n'importe lequel des analyseurs de front d'onde de la section 1.3. Elle est même déjà utilisée pour l'analyseur de front d'onde de Zernike intégré dans *WFIRST* [31]. Nous devons donc nous assurer que la méthode peut bien s'appliquer à notre analyseur en s'assurant que la matrice d'interaction décrit un système linéaire, et qu'il est possible de décomposer des aberrations complexes de cette façon. Nous devons aussi nous assurer de bien déterminer l'amplitude des modes Z_j qui seront utilisés pour la génération de la matrice. Si l'amplitude n'est pas assez importante, nous aurons une diminution inutile de la linéarité du système. Si au contraire elle est trop grande, il ne sera pas possible de fermer la boucle aux performances voulues puisque le système ne sera plus très linéaire pour des petites amplitudes.

Les performances du système qui seront décrites dans les prochaines sections seront fortement dépendantes de la qualité de la reconstruction. Ainsi, nous ne séparerons pas les deux, mais il serait possible que les performances du système puissent être améliorées de façon significative si une reconstruction astucieuse qui utiliserait un développement plus poussé de la propagation dans le système était appliquée à l'analyseur de front d'onde.

2.4 Performances de l'analyseur

Cette section sera séparée en deux parties : dans la première nous décrirons les différents critères qui seront utilisés pour comparer les analyseurs de front d'onde entre eux et dans la deuxième partie nous présenterons les résultats qui découlent de ces critères de comparaisons et discuterons des principaux avantages et désavantages de l'analyseur de front d'onde qui a été décrit dans la précédente section.

2.4.1 Critères de comparaisons

Matrice de diaphonie

Dans notre contexte, la diaphonie (*crosstalk*) soulignera la mesure avec laquelle la détection d'un mode donné sera perturbée par l'introduction d'autres modes. Ainsi, dans un système parfait qui répondrait uniquement au mode auquel il est exposé, il n'y aurait aucune diaphonie. Il s'agit donc d'une mesure de bruit modal ajouté par l'analyseur de front d'onde sur la décomposition du front d'onde (qui serait modale si appliquée directement sur la phase). La figure 2.15 montre un exemple de deux matrices de diaphonie pour un polynôme orthogonal

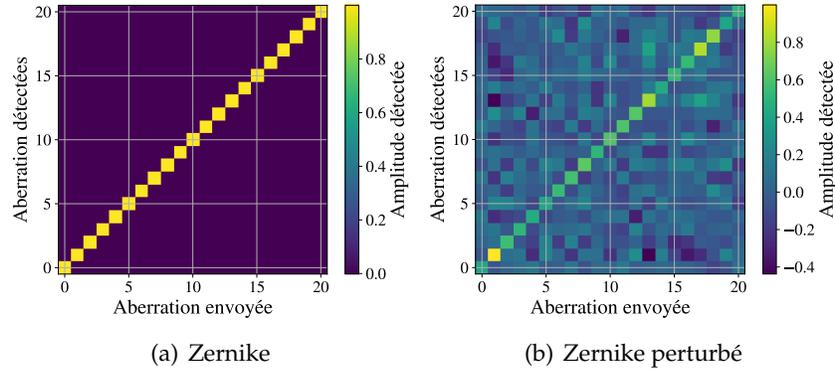


FIGURE 2.15 – Matrices de diaphonie pour les polynômes de Zernike orthonormalisés ainsi que pour le même polynôme avec un bruit modal

ainsi qu'un polynôme non orthogonal. Chacun des éléments de cette matrice correspond au produit interne d'un mode avec un autre :

$$d_{ij} = \int \int Z_i(r, \psi) Z_j(r, \psi) r dr d\psi \quad (2.26)$$

Pour un cas discret (comme c'est le cas dans nos simulations) :

$$d_{ij} = k(n, m) \sum_n \sum_m Z_i^{(n,m)}(r, \psi) * Z_j^{(n,m)}(r, \psi) \quad (2.27)$$

Où $k(n, m)$ correspond à une normalisation dépendant de la taille (n, m) de la discrétisation.

Les matrices de diaphonie des analyseurs de front d'onde ne seront pas composées de la même façon. Puisque nous connaissons exactement la composition de ce qui est détecté (si on s'imagine une reconstruction similaire à ce qui a été décrit dans la dernière section), il serait plus facile d'enregistrer toute cette information pour construire la matrice plus rapidement. Ainsi, l'axe y correspondra aux modes détectés par l'analyseur et l'axe x au mode (unique) envoyé dans le système. Chaque colonne de la matrice sera composée de la façon suivante :

$$d_i = \vec{r} = A^{-1} \vec{p}_i \quad (2.28)$$

où \vec{p}_i représente le signal détecté par l'analyseur de front d'onde pour le mode Z_i . Puisque l'analyseur de Shack-Hartmann et l'analyseur pyramidal n'utilisent pas la même méthode pour reconstruire le front d'onde (en reconstruisant à partir de la pente du front d'onde), nous projeterons la reconstruction sur les polynômes de Zernike et obtenir le même vecteur \vec{r} . Cette étape de plus est effectuée afin de pouvoir comparer tous les systèmes en utilisant la même base de polynômes, et est simplifiée par le fait que la dérivée des polynômes de Zernike constitue aussi une base orthogonale.

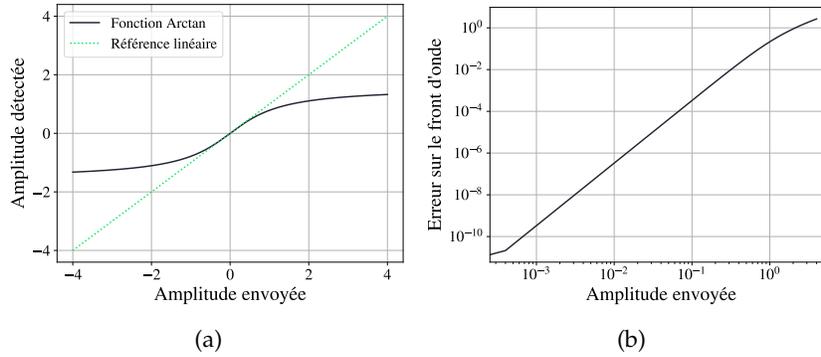


FIGURE 2.16 – Exemples de graphiques de linéarités pour la fonction $\arctan(x)$. L’erreur sur le front d’onde sera toujours présentée en axe log-log pour mettre en évidence la structure de l’erreur. a) Graphique de linéarité. b) Graphique d’erreur sur le front d’onde

Linéarité de la réponse

Comme nous l’avons vu au début du chapitre, une des exigences les plus importantes pour l’application dans *HiCIBaS* est la linéarité de l’analyseur. En référant à la linéarité, nous réfèrons à la relation entre l’amplitude du signal détecté par rapport au signal auquel le système est exposé. Ainsi, si le système répond de façon parfaitement linéaire, une aberration d’une amplitude donnée sera détecté avec la même amplitude, peu importe la taille de cette amplitude. Déjà, on peut se rendre compte que les systèmes ne sont que linéaires autour d’une plage donnée si on se fie aux designs présentés à la section 1.3. En effet, passé une amplitude donnée, le signal de certains analyseurs de front d’onde donnera toujours la même valeur. On dira donc que la réponse est saturée après une certaine amplitude.

Afin de caractériser cette linéarité nous utiliserons deux mesures : un graphique de la réponse de l’analyseur en fonction de l’amplitude de l’aberration et un graphique l’erreur relative détectée. Ces deux mesures sont basées sur celles effectuées pour l’analyseur de Zernike [31] et peuvent être facilement produites par le programme de simulation développé. La figure 2.16 fournit un exemple de ces deux graphiques avec une fonction trigonométrique. Il est même possible de voir la saturation décrite plus haut avec cette fonction puisque la fonction $\arctan(x)$ présente deux asymptotes à $y = \pm \frac{\pi}{2}$ pour $x \rightarrow \infty$.

Propagation d’incertitude

La propagation d’incertitude permet de mesurer l’erreur sur les différents modes de la phase reconstruite selon les erreurs ajoutées par le système. Nous reprendrons en partie le développement tiré de [9]. Nous l’appliquerons à la reconstruction du front d’onde :

$$\phi(\vec{a}) = \vec{a}Z(r, \psi) = \sum_i^N a_i Z_i(r, \psi) \quad (2.29)$$

Nous pouvons décrire le front d'onde par l'amplitude (contribution) de chacun des modes d'un polynôme orthogonal (ici les polynômes de Zernike). Puisque nous nous intéressons au bruit, ces variables a_i seront aléatoires. Prenons l'expansion en série de Taylor à N variables de ϕ que nous prendrons autour de μ_i , la moyenne des variables aléatoires a_i :

$$\phi(\vec{a}) = \sum_{|\alpha| \leq k} \frac{\partial^\alpha \phi(\vec{\mu})}{\alpha!} (\vec{a} - \vec{\mu}) + \sum_{|\alpha|=k} h_\alpha(\vec{a}) (\vec{a} - \vec{\mu}) \quad (2.30)$$

où k est le niveau de dérivation et h_α les éléments de la matrice Hessienne. Prenons le premier ordre ($k=1$)

$$\phi(\vec{a}) = \phi(\vec{\mu}) + \partial\phi(\vec{\mu})(\vec{a} - \vec{\mu}) \quad (2.31)$$

Avec la définition en série de $\phi(\vec{a})$ et avec $\partial_i = \frac{\partial}{\partial a_i}$:

$$\phi(\vec{a}) = \phi(\vec{\mu}) + \sum_i^N \partial_i \phi(\vec{\mu})(a_i - \mu_i) \quad (2.32)$$

$$(\phi(\vec{a}) - \phi(\vec{\mu}))^2 = \left(\sum_i^N \partial_i \phi_i(\mu_i)(a_i - \mu_i) \right)^2 \quad (2.33)$$

$$\phi(\vec{a}) = \sum_i^N (\partial_i \phi_i(\mu_i))^2 (a_i - \mu_i)^2 + 2 \sum_i^{N-1} \sum_{j=i+1}^N \partial_i \phi_i(\mu_i) \partial_j \phi(\mu_j) (a_i - \mu_i)(a_j - \mu_j) \quad (2.34)$$

Prenons la valeur moyenne de cette expression (dénotée par l'opérateur d'espérance E) :

$$E [(\phi(\vec{a}) - \phi(\vec{\mu}))^2] = E \left[\sum_i^N (\partial_i \phi_i(\mu_i))^2 (a_i - \mu_i)^2 \right] \quad (2.35)$$

$$+ E \left[2 \sum_i^{N-1} \sum_{j=i+1}^N \partial_i \phi_i(\mu_i) \partial_j \phi(\mu_j) (a_i - \mu_i)(a_j - \mu_j) \right] \quad (2.36)$$

Le premier terme représente l'écart-type de la distribution. Puisque l'opérateur de moyenne est appliqué sur α , les termes ne dépendant que de μ sont vus comme constants par la dérivée :

$$\sigma_\phi^2 = \sum_i^N (\partial_i \phi_i(\mu_i))^2 \sigma_{\alpha_i}^2 + 2 \sum_i^{N-1} \sum_{j=i+1}^N \partial_i \phi_i(\mu_i) \partial_j \phi(\mu_j) \text{COV}[\alpha_i, \alpha_j] \quad (2.37)$$

En remplaçant ϕ par l'expression 2.29 on se rend compte que chaque mode est linéairement affecté par a_i , qui correspond à la mise à l'échelle de chacun des modes :

$$\partial_i \phi_i(\mu_i) = \left. \frac{\partial \phi_i(\alpha_i)}{\partial \alpha_i} \right|_{\mu_i} = \left. \frac{\partial \alpha_i Z_i(r, \psi)}{\partial \alpha_i} \right|_{\mu_i} = 1 \quad (2.38)$$

Ainsi :

$$\sigma_{\phi}^2 = \sum_i^N \sigma_{\alpha_i}^2 + 2 \sum_i^{N-1} \sum_{j=i+1}^N \text{COV}[\alpha_i, \alpha_j] \quad (2.39)$$

Il y a deux termes importants lorsqu'on souhaite décrire la statistique de l'erreur de détection du front d'onde reconstruit. D'abord, le premier terme décrit simplement l'écart-type de chacun des modes reconstruit. Le second décrit la statistique croisée entre les différents modes : l'influence de l'erreur d'un mode sur l'autre. Cette erreur devrait être minimale si la matrice de diaphonie est minimale, et nous permettrait de confirmer probablement les mêmes informations. Pour rester simples, nous ne considérerons pas ce terme, et nous nous concentrerons uniquement sur le premier.

Effets chromatiques

Comme mentionné dans la section 2.2, le code de simulation utilise l'optique de Fourier qui n'est définie (dans notre définition du moins) que pour les sources monochromatiques. En effet, il ne serait pas facilement possible de modéliser les sources non cohérentes pour un nombre n de surfaces. Il a donc fallu trouver une façon de reproduire les effets dus à l'étalement chromatique des sources sans nécessairement les modéliser fidèlement.

La stratégie utilisée sera donc de refaire les simulations m fois dans un intervalle de longueurs d'onde déterminé par la bande passante du système. Un exemple de ce genre de simulation déjà été présenté à la figure 1.14 où la fonction d'étalement de point polychromatique a été calculée avec 20 longueurs d'onde différentes dont l'effet a été additionné.

En plus des simulations d'optique de Fourier qui sont répétées pour chaque longueur d'onde, on est en mesure de calculer la dispersion causée par chacune des pièces optiques. Il s'agit, encore une fois, du changement d'indice de réfraction du matériel en fonction de la longueur d'onde. Nous ajouterons un terme de defocus chromatique entre chaque surface qui émulerait le comportement d'un achromate peu efficace qui s'occuperait du système $2f$ local. Ces conditions sont probablement pires que ce qui serait mesurable dans un vrai système, nous permettront de réellement mesurer l'impact de la largeur de la bande passante sur les performances du système. Nous ferons ces comparaisons à un nombre de photons constant (la somme des photons associés à chacune des longueurs d'onde sera la même que le cas monochromatique) pour nous assurer d'isoler uniquement la dégradation due à l'étalement chromatique.

2.4.2 Comparaisons

Spécifications des systèmes

Pour les comparaisons nous utiliserons quatre analyseurs qui auraient pu être utilisés dans le même contexte d'intégration. Nous laissons de côté l'analyseur de Lyot puisque celui-ci

Taille du miroir primaire	2.4m
Obscuracion du miroir primaire	32% du diamètre
Diamètre de la pupille incidente sur les analyseurs	1.5mm
Taille du détecteur (E2V CCD39)	2 × 2mm
Bruit du détecteur	même que Hnü 128
f/#	25
Nombre de pixels du détecteur	64 × 64
Nombre de photons (<i>WFIRST</i> mis à l'échelle pour 64 × 64 pixels)	7.2 × 10 ⁶ photons

Tableau 2.8 – Specifications commune à tous les systèmes utilisés pour la comparaison.

nécessite un coronographe spécifique pour son intégration, ce qui n'aurait pas été possible dans *HiCIBaS*.

- Analyseur de front d'onde à modulation spatiale (cas spécifique de l'Axicon)
- Analyseur de front d'onde pyramidal (avec et sans modulation)
- Analyseur de Zernike
- Analyseur de Shack-Hartmann (<20 microlentilles)

La tableau 2.8 énumère toutes les spécifications communes qui seront utilisées pour les systèmes. Nous utiliserons des données similaires à la mission *WFIRST*. Nous utiliserons le bruit de la caméra Hnü 128 (celle utilisée pour *HiCIBaS*) puisque nous ne connaissons pas celles de la caméra utilisée dans l'instrument *LOWFS*

L'annexe B résumera les spécifications de tous les systèmes ainsi que l'irradiance et la phase ajouté par chaque pièce optique à chacun des plans de propagations.

Linéarité

Le premier axe de comparaison entre les différents analyseurs est leur plage de linéarité. En effet, bien qu'un analyseur qui ne serait pas linéaire pourrait être utilisé en compensant, par exemple, la non-linéarité par une équation ou une table, il est préférable que le signal soit le plus linéaire possible afin de simplifier la reconstruction, et donc le contrôle de la boucle de rétroaction dans lequel l'analyseur serait placé.

Une des raison qui motive l'utilisation de modulation spatiale est de pouvoir sélectionner une plage de linéarité pour un système donné, de la même façon qu'un miroir modulant permet de le faire pour un système pyramidal conventionnel. La figure 2.17 montre la différence entre les deux types de modulation et leur effet sur la linéarité. Les effets de bords à ± 19000 sont dû à un enroulement de la fonction qui proviennent de l'utilisation de l'optique de Fourier. L'effet sur une aberration comme le tilt est très similaire, mais que plus les aberrations sont d'ordre élevé (comme l'exemple pour Z_4), moins cette tendance se maintient.

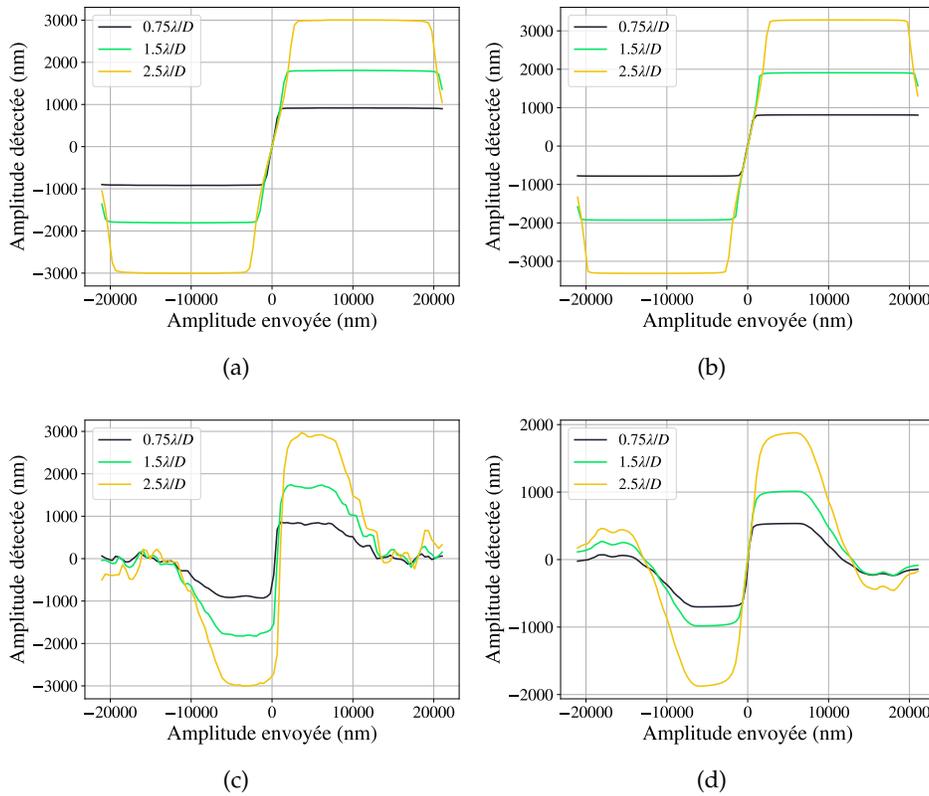


FIGURE 2.17 – Plage de pleine linéarité pour les analyseurs de types pyramidaux. a) Pyramidal à modulation spatiale (axicon-PWFS) (Z_2). b) Pyramidal à modulation temporelle (PWFS) (Z_2). c) Pyramidal à modulation spatiale (axicon-PWFS) (Z_4). d) Pyramidal à modulation temporelle (PWFS) (Z_4)

La figure 2.18 nous montre la différence dans la réponse des différents analyseurs de front d'onde pour deux aberrations simples envoyées à différentes amplitudes. D'abord, nous pouvons remarquer que l'analyseur de Shack-Hartmann a, de tous les analyseurs, la réponse la plus linéaire. Quand on observe son comportement à la figure 2.18(b) et 2.18(d), la réponse aux petites amplitudes a beaucoup plus d'erreurs que les autres. Ceci est dû à la limitation de l'échantillonnage des fonctions d'étalement de point sur le détecteur, problème que n'ont pas à franchir les analyseurs qui sont basés sur l'amplitude du signal sur le détecteur.

Les autres analyseurs ont des performances très similaires à première vue. Il est important de noter que, contrairement aux autres, les deux analyseurs de front d'onde pyramidaux ont la possibilité de changer leur gamme de linéarité. Ainsi, pour les besoins de la comparaison, nous avons utilisé la plus petite modulation spatiale qui était possible de simuler facilement (que l'échantillonnage des simulations permettait). L'analyseur de front d'onde pyramidal sans modulation a une plage de linéarité beaucoup plus limitée que tous les autres analyseurs. Ceci nous indique que le premier concept d'analyseur de front d'onde pour *HiCIBaS*, ou ce qui avait été proposé pour la mission *WFIRST* (présenté à la section 2.1.1), n'aurait

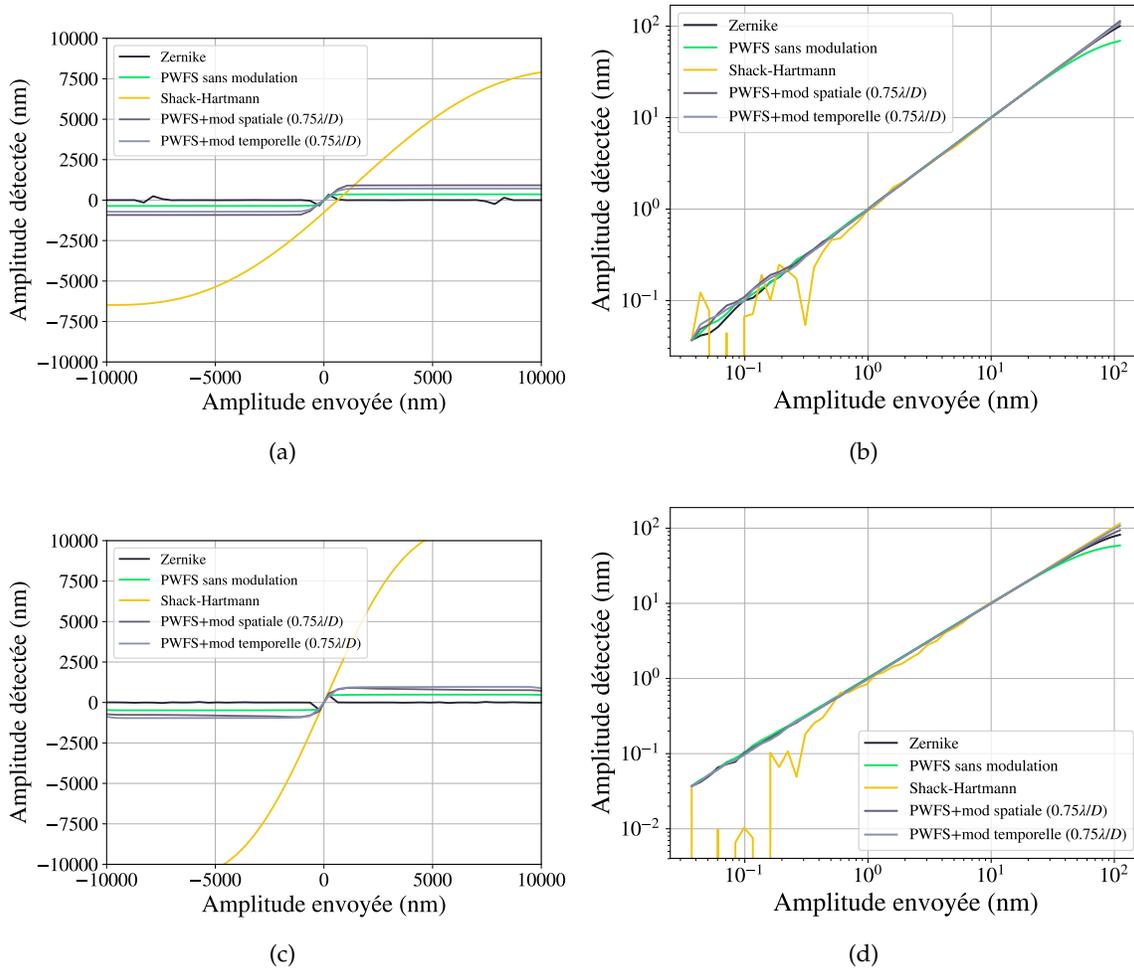


FIGURE 2.18 – Linéarité pour le tilt et l’astigmatisme (Z_2 et Z_5) pour les différents analyseurs. a) Graphique de linéarité complet (Z_2). b) Zoom sur les petites amplitudes (Z_2). c) Graphique de linéarité complet (Z_5). d) Zoom sur les petites amplitudes (Z_5).

pas été suffisants pour obtenir les mêmes performances que l’analyseur de Zernike.

La figure 2.19 compare l’erreur relative de reconstruction de chacun des analyseurs de front d’onde. L’analyseur de Shack-Hartmann, comme nous l’avons remarqué dans les autres figures, a une erreur qui diminue avec l’amplitude de l’aberration. L’erreur de l’analyseur de Zernike et des deux analyseurs pyramidaux à modulation est très similaire. Nous pouvons donc affirmer que ces trois types d’analyseurs ont une erreur comparable dans des conditions similaires. Finalement, l’analyseur de front d’onde pyramidal sans modulation est celui dont l’erreur est la plus importante pour des aberrations de plus grandes amplitudes. Sa plage de linéarité est aussi très petite comparée à tous les autres analyseurs.

Nous pouvons conclure que l’analyseur pyramidal à modulation spatiale peut avoir des plages de linéarité semblable à l’analyseur de Zernike et une erreur similaire sur la recons-

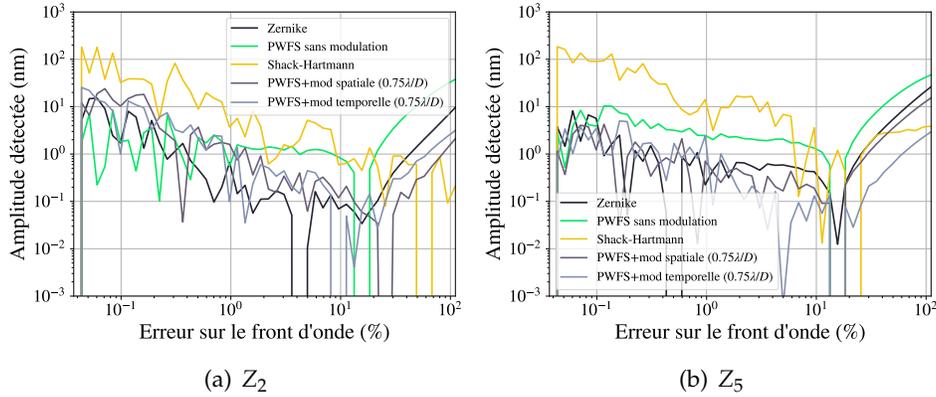


FIGURE 2.19 – Erreur sur la reconstruction du front d’onde

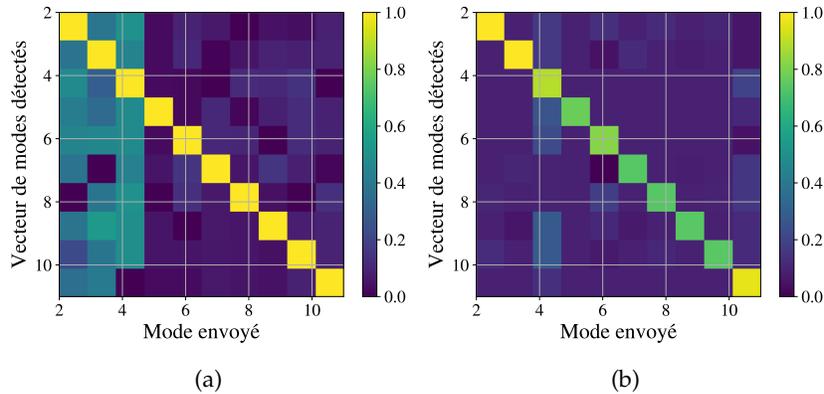


FIGURE 2.20 – Matrice de diaphonie de a) l’analyseur de Shack-Hartmann et b) l’analyseur de Zernike

truction dans le cas des petites modulations.

Matrice de diaphonie

La matrice de diaphonie représente la deuxième métrique la plus intéressante lorsqu’on souhaite comparer des analyseurs, puisque nous pourrions vérifier la capacité de l’analyseur à résoudre des fronts d’ondes complexes. En effet, en représentant la distribution modale des aberrations qui sont reconstruites lorsque le système est exposé à une aberration précise, nous pouvons développer une intuition de ce que le système a de la difficulté à reconstruire et pour quelles aberrations celui-ci est le plus sensible.

Les deux analyseurs de front d’onde de la figure 2.20 montrent un comportement très diagonal, mis à part quelques erreurs qui peuvent être associées à l’amplitude à laquelle la matrice de diaphonie a été construite ($\approx 1\lambda$). La figure 2.21(a) nous montre un résultat très intéressant : l’efficacité de reconstruction des modes diminue plus l’ordre spatial augmente. Ceci corrobore ce qui a été dérivé analytiquement à la section 1.3 pour l’analyseur pyramidal

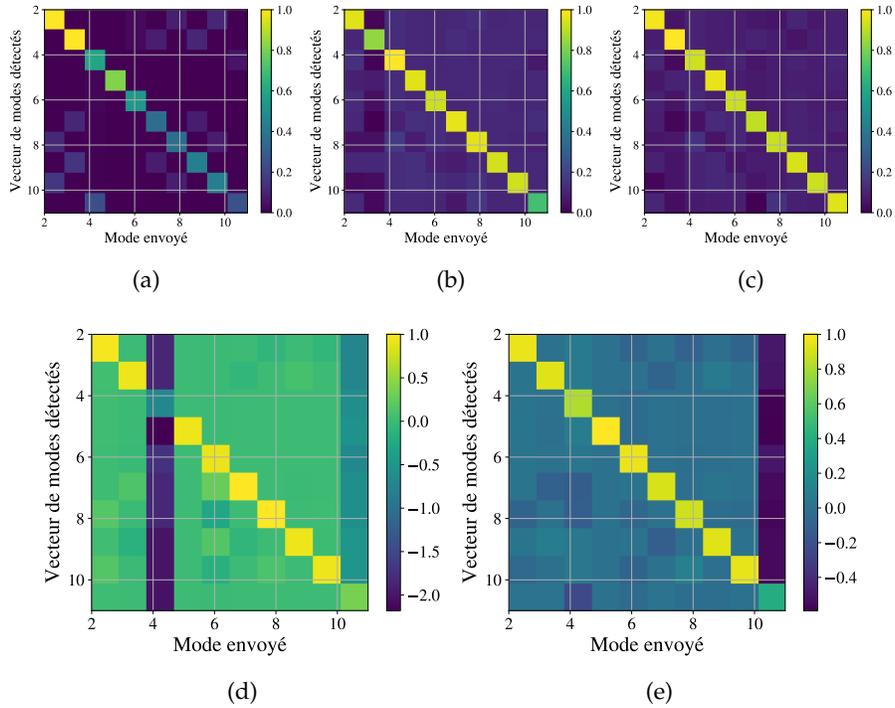


FIGURE 2.21 – Matrice de diaphonie pour les deux analyseurs pyramidaux avec deux modulations différentes. a) Pyramidal sans modulation. b) Pyramidal avec modulation temporelle de $0.75\lambda/D$. c) Pyramidal avec modulation temporelle de $2.5\lambda/D$. e) Pyramidal avec modulation spatiale de $0.75\lambda/D$. f) Pyramidal avec modulation spatiale de $2.5\lambda/D$

sans modulation : celui-ci agit comme un filtre passe-bas sur le signal reconstruit. Ainsi, plus l'ordre est important, moins son contraste de reconstruction sera important par rapport au bruit. Ainsi, nous observons une belle diagonale, mais qui s'atténue à mesure que l'ordre augmente.

L'ajout de modulation temporelle sur l'analyseur de front d'onde pyramidal conventionnel augmente le rapport signal-sur-bruit des modes de plus hauts ordres qui sont reconstruits tout en aidant la diagonalisation de la matrice de diaphonie. Plus la modulation spatiale est importante, plus le comportement de l'analyseur pyramidal se rapproche de l'analyseur de Shack-Hartmann. L'ajout de modulation spatiale est différent, bien qu'il soit possible de voir que le comportement est très différent lorsque la modulation augmente. En ignorant les rangées associées à Z_4 et Z_{11} , le defocus et l'aberration sphérique, nous pouvons voir que la modulation spatiale permet d'aider la reconstruction de la plupart des modes, de la même façon que la modulation temporelle.

Par contre, les aberrations symétriques telles que Z_4 et Z_{11} ne sont pas du tout bien reconstruite par l'analyseur de front d'onde. Si on observe leur effet sur l'anneau généré par l'axicon, il est possible de se rendre compte que l'effet majeur sera de changer la taille de celui-ci.

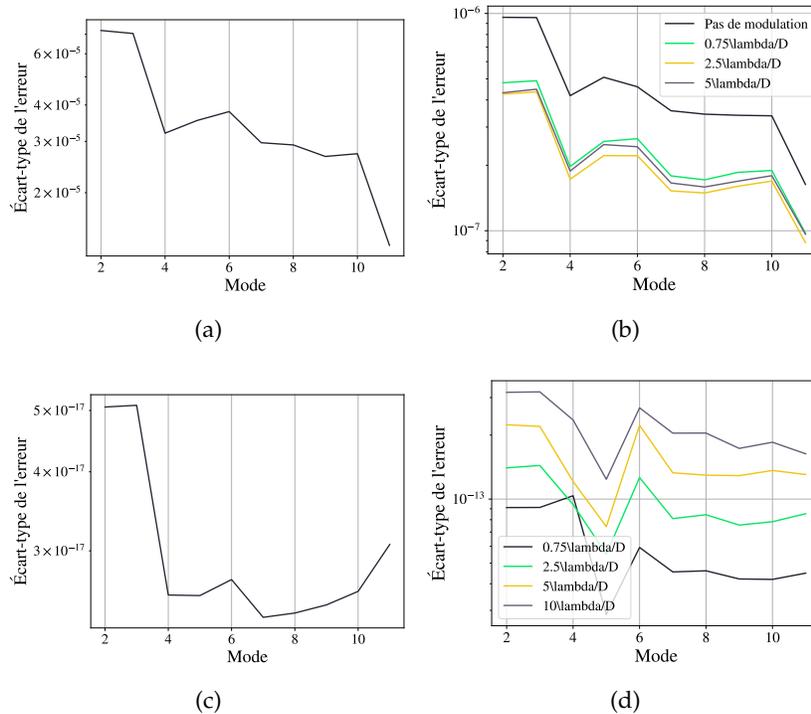


FIGURE 2.22 – Matrice de propagation pour l’analyseur pyramidal et l’analyseur de Shack-Hartmann. a) Analyseur de Shack-Hartmann. b) Analyseur pyramidal à modulation temporelle. c) Analyseur de Zernike. d) Analyseur pyramidal à modulation spatiale

La forme des sous-pupilles réimaginees ne changera que très peu, et donc le signal qui peut être détecté sera minime. Il s’agit du même problème pour toutes les aberrations qui n’ont qu’une composante radiale.

Propagation d’incertitude

La propagation d’incertitude correspond à la quantité de bruit qui est introduit par la reconstruction pour chacun des modes. La quantité d’erreur est très différente pour chacun des analyseurs. Il n’est pas possible de directement comparer le niveau de bruit des analyseurs puisque les contextes de reconstructions ne sont pas les mêmes. En effet, les gains utilisés ne sont pas identiques sur les CCD simulés, les reconstituteurs ne reconstruisent pas de la même façon et l’utilisation des pixels n’est pas la même.

En effet, l’analyseur de Shack-Hartmann et l’analyseur pyramidal reconstruisent le front d’onde en utilisant un traitement d’image minimal. En effet, bien que ceci a la possibilité d’augmenter le bruit, il est possible de voir avec les différents tests que le résultat est une plus grande flexibilité des paramètres de reconstruction. Au contraire, l’utilisation d’une matrice de reconstruction dépendant de la réponse du système aux aberrations précise à une amplitude donnée, telle qu’utilisée par l’analyseur de Zernike et l’analyseur pyramidal

à modulation spatiale, permet de réduire l'erreur sur un front d'onde plat, mais est plus restrictive sur à peu près tous les autres aspects.

Nous pouvons néanmoins commenter la forme la propagation d'incertitude, la figure 2.22. Généralement, plus l'ordre est élevé sur l'analyseur de front d'onde, moins la reconstruction est efficace. L'effet sur la propagation d'incertitude est que ces modes auront une moins grande incidence sur le bruit que les ordres inférieurs. C'est une tendance que nous pouvons voir sur toutes les courbes de propagation d'incertitude des analyseurs.

Il est intéressant de noter la similarité entre la courbe de bruit de l'analyseur de Shack-Hartmann et l'analyseur pyramidal à modulation temporelle. En effet, dans la réduction d'optique géométrique de ces deux analyseurs, il est possible de montrer que le signal qui est mesuré par les deux est identique, même si le traitement pour y arriver est très différent. Il n'est donc pas étonnant d'y retrouver la même forme de courbe de propagation d'incertitude.

L'impact de la modulation sur les deux analyseurs pyramidaux est différent. La modulation temporelle a pour effet de diminuer légèrement l'erreur relative à chacun des modes. Dans les amplitudes de modulations étudiées, il n'y a pas de différence significative dans les courbes d'erreurs. Pour la modulation spatiale, l'erreur augmente avec l'amplitude de la modulation. Ainsi, avec une plus grande modulation nous obtenons une plus grande linéarité et une meilleure diagonalisation de la matrice de diaphonie, mais l'erreur augmente de la même façon.

Finalement, la structure de la courbe de propagation d'incertitude est très intéressante pour l'analyseur de front d'onde pyramidal à modulation spatiale. Il est possible de remarquer que, généralement, l'erreur semble baisser à mesure que le mode augmente, comme les autres courbes. Par contre, les modes d'astigmatismes Z_5 et Z_6 sont corrigés très différemment. Z_5 , qui se trouve à être de l'astigmatisme qui est placé dans le sens des faces de la pyramide, est très bien reconstruit. Z_6 , au contraire, est orienté à 45° par rapport à la pyramide et est reconstruit avec plus de bruit, de la même façon qu'une aberration symétrique (comme le défocus Z_4). Ce comportement peut même être vu avec les matrices de diaphonies de la figure 2.21 : en effet, pour l'aberration Z_5 nous ne voyons aucun autre mode reconstruit que celui-ci, ce qui nous indique que celui-ci est très diagonal.

Effets chromatiques

Toutes les simulations précédentes ont été effectuées avec une quantité de photons fixes et à une seule longueur d'onde. Dans des conditions réelles, les analyseurs de front d'onde ne seront pas exposés à des systèmes dont la bande passante est très petite, comme celle d'un laser. Ainsi, il devient nécessaire de comparer leur comportement à des bandes spectrales plus larges. Puisque ces simulations sont beaucoup plus demandantes sur la puissance de

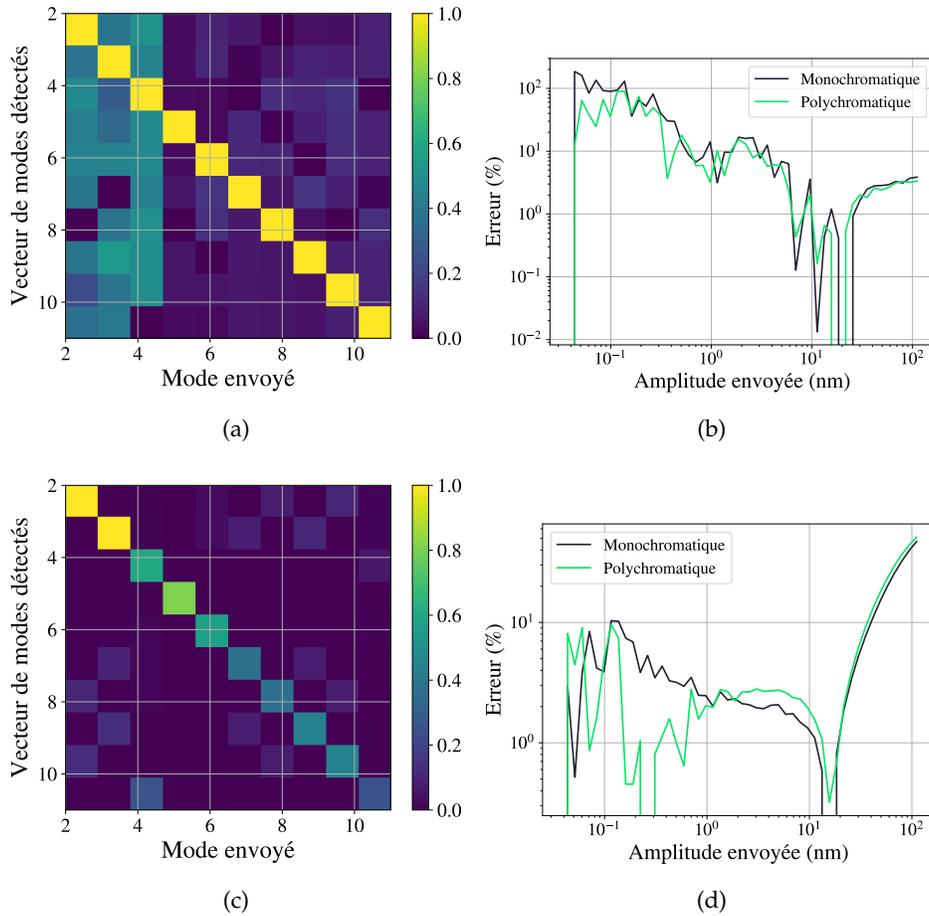


FIGURE 2.23 – Résultats polychromatiques pour l’analyseur de Shack-Hartmann et l’analyseur pyramidal sans modulation. a) Diaphonie (Shack-Hartmann). b) Erreur sur la reconstruction Z_5 (Shack-Hartmann). c) Diaphonie (Pyramide sans modulation). d) Erreur sur la reconstruction Z_5 (Pyramide sans modulation)

calcul, nous ne nous concentrerons que sur les éléments importants à retenir pour s’assurer que l’analyseur développé fonctionne toujours avec une bande spectrale plus large, mais toujours en conservant le nombre de photons identique.

La figure 2.23 nous montre que l’analyseur de Shack-Hartmann et l’analyseur pyramidal sans modulation ne sont pas affectés par la bande spectrale plus large. La matrice de diaphonie reste diagonale et l’erreur sur la reconstruction n’est pas vraiment affectée. Nous pouvons donc affirmer que le signal de ces deux analyseurs est peu affecté par la bande spectrale utilisée pour la reconstruction.

Pour l’analyseur de Zernike et l’analyseur à modulation spatiale, la figure 2.24 nous indique que, contrairement aux deux analyseurs vus précédemment, l’élargissement de la bande spectrale affecte la reconstruction du front d’onde. L’impact le plus important est la matrice

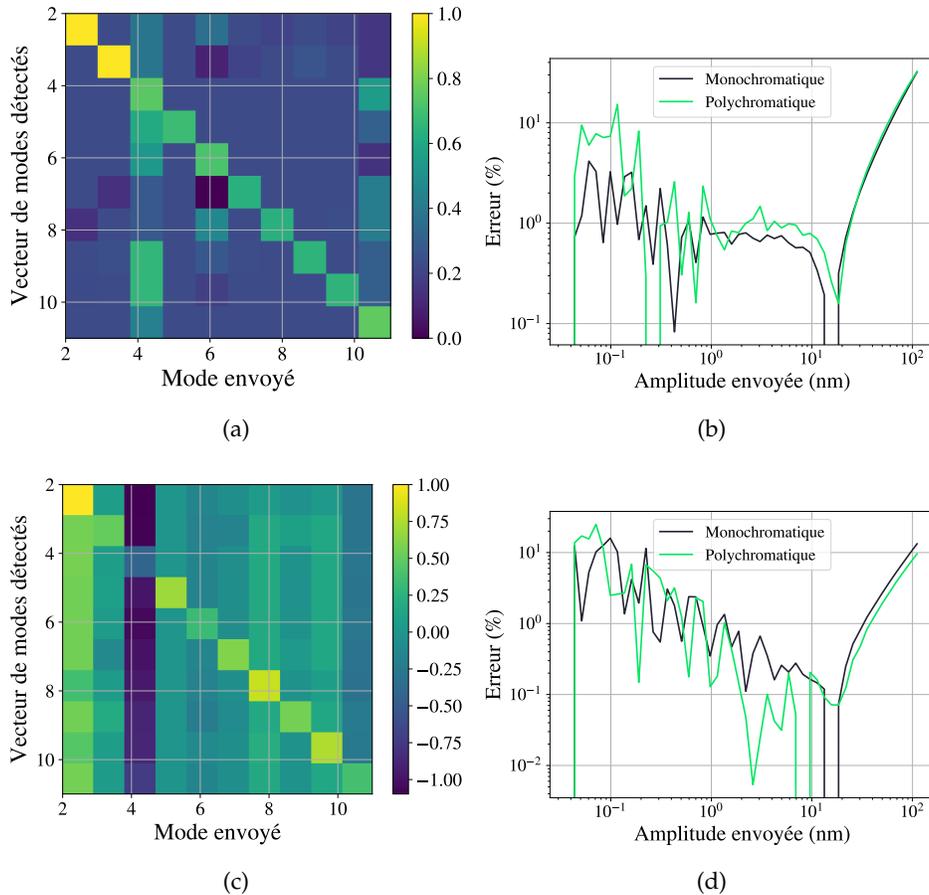


FIGURE 2.24 – Résultats polychromatiques pour l’analyseur de Zernike et l’analyseur pyramidal avec modulation spatiale. a) Diaphonie (Zernike). b) Erreur sur la reconstruction Z_5 (Zernike). c) Diaphonie (Pyramide avec modulation spatiale). d) Erreur sur la reconstruction Z_5 (Pyramide avec modulation spatiale).

de diaphonie de l’analyseur de Zernike qui était diagonale dans le cas monochromatique et qui se retrouve à l’être beaucoup moins dans le cas polychromatique. L’erreur sur la reconstruction augmente aussi avec l’élargissement spectral pour tous les modes observés. L’hypothèse sur la dégradation des performances de l’analyseur de Zernike est la dépendance sur le diamètre du saut de phase au centre de la psf qui génère le signal sur le détecteur. Ainsi, en changeant la longueur d’onde, la taille de la fonction d’étalement de point par rapport à ce saut de phase s’en trouve modifiée, et le signal utilisé pour la reconstruction est donc brouillé. C’est un impact qui a été souligné par l’équipe de *WFIRST*, qui limite à approximativement 100nm la bande spectrale de l’instrument.

L’analyseur pyramidal à modulation spatiale est affecté de la même façon par l’élargissement de la bande spectrale, mais pas pour les mêmes raisons. En effet, comme l’analyseur n’a aucune pièce dont les dimensions dépendent de la longueur d’onde, on peut se demander

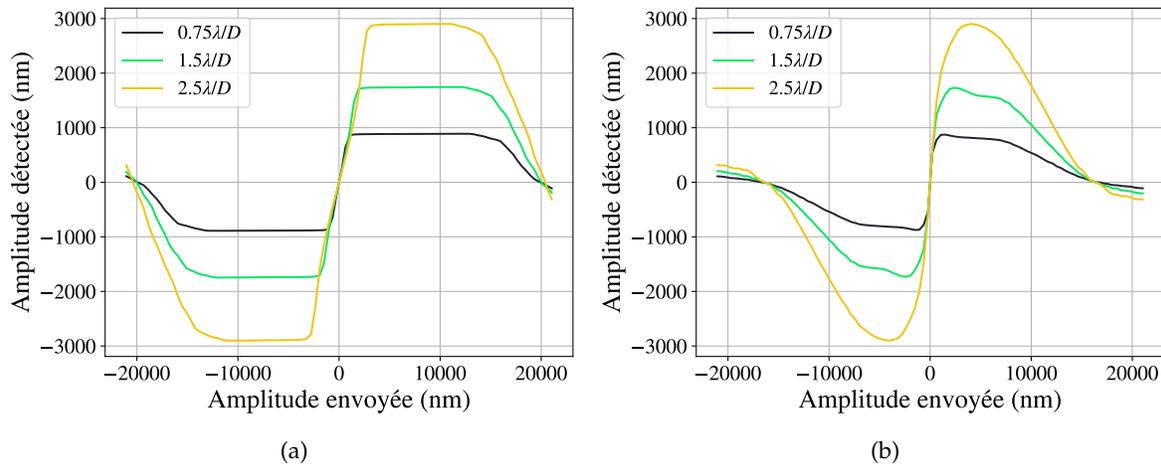


FIGURE 2.25 – Courbe de linéarité pour l’analyseur de front d’onde à modulation spatiale. a) Z_2 . b) Z_5

d’où cette forte dépendance avec la bande spectrale provient. La figure 2.12(f), qui représente la lumière incidente sur le détecteur, montre les franges d’interférences qui sont causées par la grande aberration induite avec l’axicon. Puisque la reconstruction dépend du déplacement de l’intensité des franges, il est très possible que l’algorithme de reconstruction les utilisent pour la reconstruction et qu’elle s’en trouve affectée si leur contraste est moins important. C’est comme si, plutôt que d’utiliser le déplacement des bords des sous-pupilles, le système utilise la carte d’irradiance de la pupille au complet pour reconstruire le front d’onde. La figure 2.25 montre qu’il y a peu d’impact sur la plage de linéarité pour l’analyseur de front d’onde à modulation spatiale puisque les courbes sont très similaires à celles de la figure 2.17. De plus, le comportement à la saturation est beaucoup moins perturbé, ce qui nous indique que la perte de franges d’interférence dans les sous-pupilles du système semble bénéfique pour l’analyseur de front d’onde. L’effet net est qu’avec une bande spectrale plus large, les courbes de linéarités sont beaucoup plus lisses pour de grandes amplitudes.

Conclusions

En mettant en commun les différentes simulations qui ont été effectuées dans les dernières sous-sections, nous pouvons retirer quelques observations sur le comportement des différents analyseurs de front d’onde. D’abord, l’analyseur de Shack-Hartmann pourrait sembler, à première vue, comme une alternative intéressante pour sa linéarité. Le peu de diaphonie entre les modes de Zernike ainsi que son insensibilité par rapport à la bande spectrale dans laquelle nous travaillons serait très intéressant pour les applications du début du mémoire. Le problème vient quand nous devons reconstruire des aberrations de petites amplitudes : celui-ci a les pires performances de tous les analyseurs. La reconstruction de faible amplitude est nécessaire pour l’intégration dans *HiCIBaS*(section 3.2) puisque nous souhaitons utiliser

l'analyseur de front d'onde pour corriger les erreurs de pointages du télescope en boucle fermée, en plus de détecter des aberrations de faibles amplitudes. En général, c'est aussi ces aberrations qui nous intéressent si nous visons l'intégration dans un système d'imagerie à haut contraste.

L'analyseur de Zernike est une réponse directe aux inconvénients de l'analyseur de Shack-Hartmann : la reconstruction est très précise est peu bruitée aux petites amplitudes. De plus, l'analyseur a peu de diaphonie et est peu sensible à la propagation d'incertitude. Par contre, comme l'analyseur pyramidal sans modulation, son très faible intervalle de linéarité le rend difficile à utiliser pour des missions où l'analyseur serait en boucle ouverte, et donc exposée à des aberrations de très fortes amplitudes.

Finalement, l'analyseur de front d'onde pyramidal à modulation spatiale est un candidat très intéressant pour une mission comme *HiCIBaS*. Un choix astucieux d'axicon et de facteur de grandissement lors de la conception du système permettent de choisir précisément la plage de linéarité qui sera utilisée pour l'analyse de front d'onde de la même façon qu'un analyseur pyramidal à modulation temporelle. De plus, les résultats d'erreurs suite à la reconstruction sont très encourageants, même si la reconstruction est un peu moins précise que l'analyseur de Zernike pour les aberrations de faibles amplitudes.

Le principal inconvénient de l'analyseur est sa difficulté à reconstruire les aberrations symétriques (en r seulement) comme le defocus. Puisque cette aberration est très présente dans la lumière d'étoile qui passe dans l'atmosphère et dans les aberrations induites par les changements thermiques dans le système, il est difficile d'ignorer ce problème. Nous verrons dans la section 3.1 qu'une analyse sur la lumière du ciel montre que l'analyseur est en mesure de reconstruire sans réel problème cette aberration à partir de la lumière du ciel. Ainsi, l'analyseur peut-être considéré comme une solution viable aux problèmes que posent les analyseurs de front d'onde conventionnels pour des missions nécessitant un analyseur précis qui peut fonctionner sur de larges plages d'amplitudes.

Chapitre 3

Intégration

Nous avons exploré le développement d'un nouveau type d'analyseur de front d'onde dans le chapitre précédent. Les performances de celui-ci sont très similaires à un analyseur pyramidal à modulation spatiale pour certaines aberrations de bas ordres qui n'ont pas de symétrie radiale. La prochaine étape est de procéder à l'intégration du système développé dans des instruments astronomiques pour en caractériser le comportement et la facilité d'utilisation. Nous verrons deux exemples d'intégration : la nouvelle version de la bonnette d'optique adaptative de l'Observatoire du Mont-Mégantic ainsi qu'*HiCIBaS*, le projet ayant motivé la recherche d'un nouvel analyseur.

3.1 Bonnette d'optique adaptative de l'Observatoire du Mont-Mégantic

3.1.1 Version 1 (2015)

Introduction

Le développement complet de cette première version de la bonnette d'optique adaptative de l'Université Laval, un instrument spécialement conçu pour le télescope du Mont-Mégantic, a été décrit dans le mémoire de maîtrise de William Deschênes [8]. Le but du projet était de démontrer la faisabilité d'un instrument qui permet d'agir en tant que banc de test pour le développement et la caractérisation d'instruments d'optique adaptative en utilisant directement la lumière d'étoile. Ceci permet d'augmenter la confiance dans un instrument et donc d'augmenter son niveau de maturité technologique.

Ainsi, la bonnette se compose minimalement d'un miroir déformable, d'un analyseur de front d'onde et d'une caméra de science permettant de mesurer la qualité d'image sur le plan focal. Cette version de la bonnette comporte en plus un port de calibration laser et un deuxième port de sortie afin d'y attacher un deuxième instrument, en particulier, un

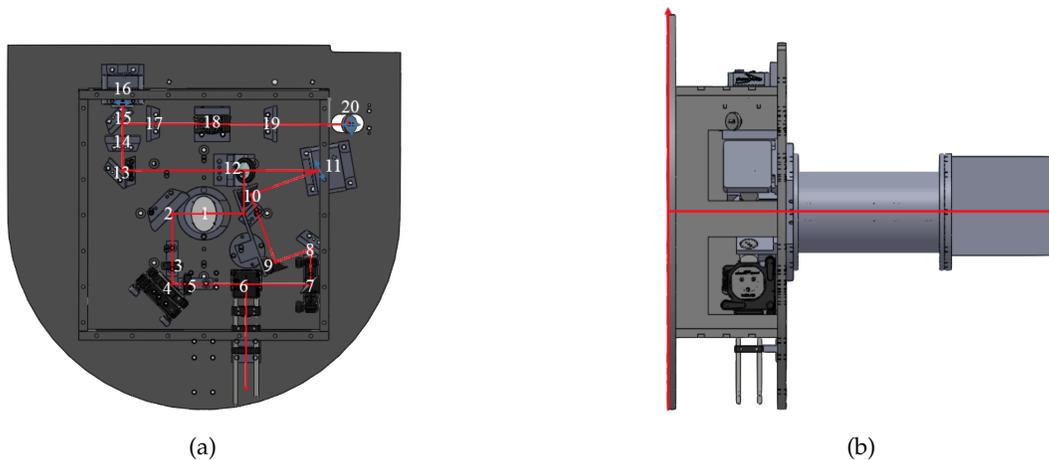


FIGURE 3.1 – Deux vues de la première version de la bonnette d’optique adaptative de l’Université Laval. a) Vue de dessus du tracé optique. En rouge le tracé optique, les flèches bleues indiquent les pupilles. Tiré de [8]. b) Vue de côté. À droite se trouve le tube de la caméra de science.

analyseur de front d’onde pyramidal à modulation dynamique de *INO*.

Description

La figure 3.1 montre la disposition des pièces optiques dans la bonnette. Voici les sections optique d’intérêts dans l’image :

- La lumière du télescope est incidente sur le miroir diagonal 1
- La séparatrice 6 combine le faisceau du télescope avec une lumière de calibration
- Le miroir déformable (*ALPAO 97*) est placé en 11
- La séparatrice en 15 sépare le faisceau entre l’analyseur de Shack-Hartmann ($\sim 90\%$) et l’analyseur pyramidal ($\sim 50\%$)
- L’analyseur de front d’onde de Shack-Hartmann en 16

Bien que cet instrument remplit toutes les exigences posées au début du projet, certains problèmes ont été soulevés lors des deux séquences d’observations au Mont-Mégantic. Premièrement, la quantité de surfaces présente dans le système le rendait très difficile à aligner, même pour quelqu’un qui a beaucoup d’expérience avec l’instrument.

Le flux lumineux de lumière redirigé sur l’analyseur de Shack-Hartmann pour la reconstruction du front d’onde était très faible. La principale raison est la taille du faisceau incident sur l’analyseur qui était assez importante, ce qui dilue la quantité de lumière incidente sur l’analyseur sur une plus grande quantité de micro lentilles. Ceci permet une correction sur des plus hauts ordres spatiaux, mais nuit au ratio signal sur bruit du système. Un temps d’acquisition plus long est utilisé pour contrer ce manque de flux, ce qui a comme inconvénient

de moins bien échantillonner la turbulence atmosphérique et donc de nuire à l'efficacité de reconstruction.

Conclusions

Les conclusions de ce projet de recherche se résument à des propositions pour l'amélioration du système. La première est, évidemment, de régler le problème du Shack-Hartmann, soit en réduisant la taille du faisceau incident, ou en utilisant une caméra plus sensible. Un second problème au niveau des pupilles de l'analyseur pyramidal nous indique que très probablement la pupille du système n'était pas correctement imagée sur le miroir oscillant.

Ainsi, pour résumer, les performances finales du système ont mené à une correction jusqu'à un Strehl de 48% (amélioration de 50% du diamètre de la fonction d'étalement de point) à une fréquence d'approximativement 10Hz.[8]

3.1.2 Version 2 (2017)

Introduction

Peu après le dépôt des conclusions sur la première version de la bonnette d'optique adaptative, une deuxième version de celle-ci commençait à être envisagée. En effet, vu le nombre de surfaces présentes dans la première édition, il y avait plusieurs difficultés dans l'alignement du système, surtout en assumant un désalignement partiel lors du transport de l'instrument au télescope en plus du désalignement dû à la température souvent plus froide dans le dôme du Mont-Mégantic.

Il devenait donc impératif de simplifier le design du système afin de réduire le nombre d'éléments optiques présent. Par contre, la structure du système serait conservée. Voici une liste non exhaustive des exigences de haut niveau qui étaient utilisées pour guider la conception optique et mécanique :

- Utilisation du miroir déformable Alpao DM-97 et du Shack-Hartmann Optocraft de la dernière version
- Canal d'imagerie de science (post-DM) dans l'infrarouge proche (> 800 nm)
- Canaux d'analyse de front d'ondes dans le visible (< 800 nm)
- Séparatrice entre l'analyseur de Shack-Hartmann et le port de sortie de 90 :10 minimum (transmission :réflexion)
- Grandissement autour de 10 entre le miroir déformable et l'analyseur de Shack-Hartmann (permet d'obtenir un flux plus important sur chaque micro lentille du Shack-Hartmann)
- Taille et position de la pupille identique que sur la dernière version pour le port de sortie (analyseur pyramidal)
- Forme similaire (dimensions et taille)

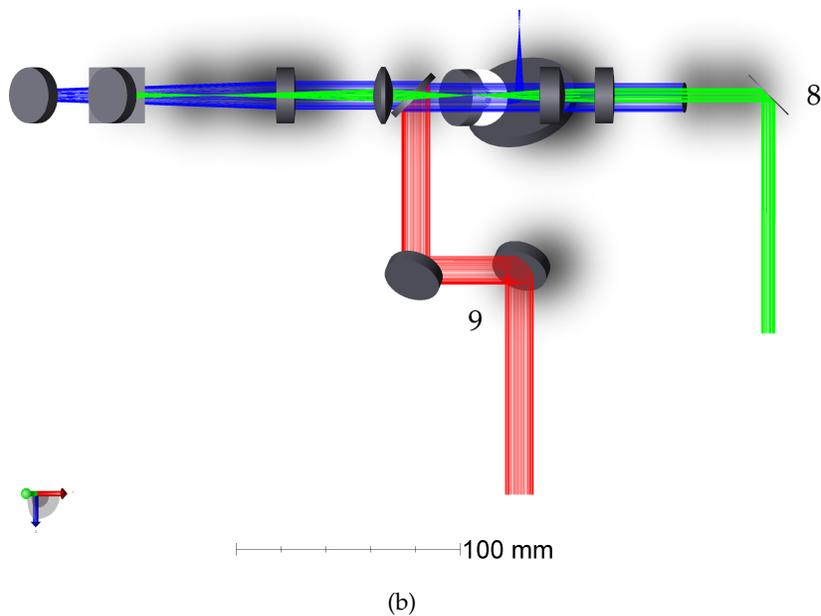
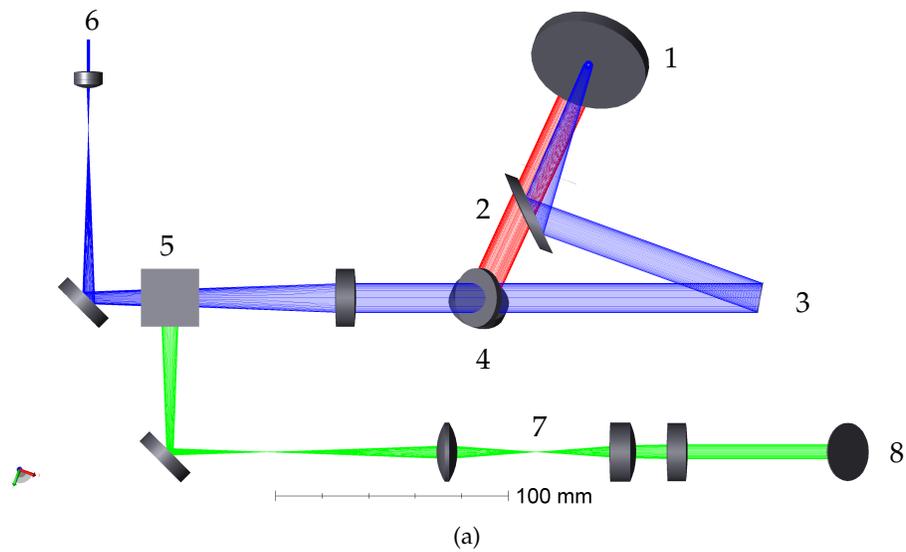


FIGURE 3.2 – Deux vues du tracé optique final de la version 2017 de la bonnette d’optique adaptative. En bleu le tracé de l’analyseur Shack-Hartmann, en rouge le tracé de la caméra de science, en vert le tracé vers le port de sortie. a) Vue de dessus. b) Vue de côté

Conception optique

Le design optique a été commencé à l’été 2016 par un stagiaire pour tester les solutions possibles et de trouver un design qui répondrait à toutes les exigences de haut niveau. C’est à ce moment qu’un grandissement de 10 a été imposé entre le miroir déformable et l’analyseur de Shack-Hartmann comme solution au problème de flux lumineux sur ce dernier.

À l'issue de ce travail, la décision a été prise d'immédiatement réaliser le système afin de tester l'analyseur de front d'onde sur ciel avant l'intégration dans *HiCIBaS*. Nous avons optimisé une dernière fois le design en corrigeant certaines erreurs qui avaient été faites avant d'en faire l'intégration mécanique. Vu les contraintes serrées au niveau du temps de réalisation, la décision a été prise de ne pas faire de tolérancement pour le nouveau design.

La figure 3.2 illustre le tracé optique de la bonnette 2017. Voici une courte liste des éléments importants du design :

1. Miroir de repli provenant du télescope
2. Parabole hors axe permettant de faire l'image de la pupille du système sur le miroir déformable
3. Miroir déformable
4. lame séparatrice dichroïque infrarouge pour séparer la lumière de science
5. Séparatrice qui sépare le faisceau vers l'analyseur de Shack-Hartmann et vers le port de sortie
6. Analyseur de Shack-Hartmann
7. Télescope réducteur de diamètre
8. Port de sortie
9. Port de science

Le système a été conçu pour l'utilisation des mêmes instruments que la dernière version. Le reste des pièces optiques (lentilles, cube séparateur et séparatrice dichroïque) sont des pièces disponibles commercialement. Les caractéristiques du port de sortie sont toujours adaptées à l'analyseur pyramidal de *INO* [18]. Le design, contrairement à la dernière version, est sur deux planchers de façon à ramener plus facilement le faisceau de science directement sous le premier miroir de correction. Ceci permet aussi d'utiliser un alignement à deux miroirs afin d'envoyer plus précisément la lumière de science vers la caméra

Trois problèmes ont été identifiés dans ce design lors de la mise en oeuvre puisqu'aucun tolérancement n'avait été fait sur le design avant l'intégration mécanique : le projet ayant passé d'un étudiant d'été directement à la réalisation de la mécanique, sans passer de nouvelle révision. Le premier concerne la position de la parabole hors axe. En effet, puisqu'il s'agit de la première pièce optique ayant de la puissance dans la bonnette, sa position par rapport à l'axe optique est cruciale : un léger décentrement ajoute beaucoup d'aberrations au système. Après avoir identifié et caractérisé le problème à l'aide de l'analyseur de Shack-Hartmann, il a été possible de compenser la majorité de cette aberration manuellement à l'aide du miroir déformable placé immédiatement après. Le deuxième problème concerne le grandissement entre le DM et l'analyseur de Shack-Hartmann. En effet, un grandissement de 10 est trop important pour l'analyseur de Shack-Hartmann, les aberrations du système dues à la parabole

hors axe saturaient déjà l'analyseur de front d'onde avant même d'être en mesure de fermer la boucle d'optique adaptative. Nous avons donc doublé la focale de la dernière lentille afin de diminuer le grandissement d'un facteur 2. Le dernier problème concerne le deuxième plancher. Malgré l'utilisation de deux miroirs qui permet un alignement plus facile dans la caméra de science, il est très difficile d'aligner ceux-ci à cause de l'espace disponible dans le deuxième plancher.

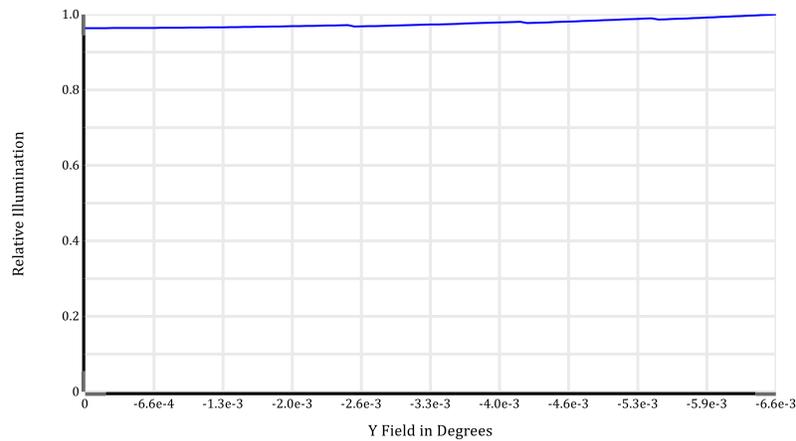
L'utilisation de l'optique adaptative et du peu de surface présente a rendu beaucoup plus facile l'intégration de l'instrument au télescope. Pour simplifier l'alignement ou identifier la source d'un problème, il était possible d'ajouter une source laser directement dans la bonnette de guidage du télescope pour simuler une injection dans le système. Bien qu'il faut manuellement aller placer la source à chaque fois, ceci permet de confirmer directement l'alignement en utilisant exactement le même tracé que la lumière d'étoile, contrairement à la dernière version qui utilisait un tracé légèrement différent pour la source de calibration.

Les performances du canal de science ont été légèrement modifiées par rapport à la dernière version. Bien que nous utilisons la même caméra ainsi que les mêmes optiques, les caractéristiques du faisceau qui sont à l'entrée de ce sous-système sont différentes. La caméra EMCCD Andor iXon3-888 qui est utilisée (détecteur de 13.3mm, 1024 pixels) a donc un champ de vue complet de 47.52 secondes d'arc à $f/33$, contre 36 seconde d'arc à $f/33.3$ dans la première version. La caméra était utilisée dans le mode refroidi à l'air. La figure 3.3 montre que le système n'induit pas de vignetting (perte de lumière due à la taille des éléments optiques) sur tout le champ de vue de la caméra de science. Sur l'axe, le ratio de Strehl de ce sous-système est supérieur à 0.97, ce qui nous indique que le système est limité par la diffraction dans des conditions mécaniques optimales. Puisque le but de la bonnette n'est pas de prendre des mesures scientifiques, mais plutôt de caractériser les performances des instruments, un sur échantillonnage important la fonction d'étalement de point est nécessaire. En connaissant la forme exacte de celle-ci, il devient possible de quantifier la capacité des instruments d'optique adaptative à corriger l'image de l'étoile.

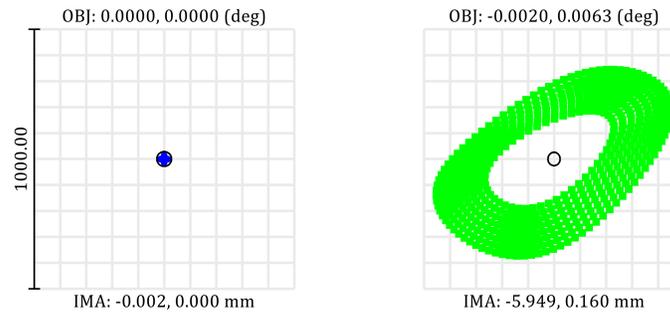
Finalement, afin de modifier l'analyseur pyramidal de *INO* nous avons tout simplement remplacé le miroir piézo-électrique par un miroir plan. Afin d'ajouter la modulation spatiale, nous avons ajouté un axicon avec un angle à l'apex de 179° à un endroit très près du miroir.

Conception mécanique

Un deuxième stagiaire, à l'été 2017, entreprend l'intégration mécanique du système optique décrit plus haut. Encore une fois, l'objectif était de simplifier le design par rapport à la dernière version. Nous avons donc décidé de privilégier l'utilisation de pièces disponible commercialement plutôt que des pièces sur-mesure. Ceci a permis de faire facilement des modifications de dernières minutes dans l'instrument lors de l'intégration du système complet.



(a)



(b)

FIGURE 3.3 – Performances de la caméra de science de la version 2018 de la bonnette d’optique adaptative. a) Illumination relative. b) Diagramme de fonction d’étalement de point. Le cercle noir représente le diamètre de la fonction d’Airy. Les unités sont en mm.

La figure 3.4 montre les plans de la bonnette d’optique adaptative qui ont été utilisés pour la fabrication. Certaines lentilles ont été ajoutées après avoir testé le design avec une source de lumière. L’utilisation de systèmes de cages 30mm a permis cette modification imprévue durant l’intégration sans grandes difficultés. Dans cette figure, nous ne pouvons pas voir les trois interfaces majeures : avec le télescope, avec le tube de la caméra de science existant et l’analyseur pyramidal de *INO*. Mis à part quelques interférences mécaniques attendues dans un design réalisé aussi rapidement que celui-ci, il n’y a eu aucune difficulté avec la mécanique durant l’opération du système.

Le dernier détail a été d’ajouter la mécanique pour l’intégration de l’analyseur pyramidal ainsi que les modifications pour ajouter l’axicon pour la modulation spatiale. Puisque les plans complets n’étaient pas disponibles lors du design original, nous avons utilisé des pièces optomécaniques de laboratoire afin de réaliser une solution sur-mesure pour le sys-

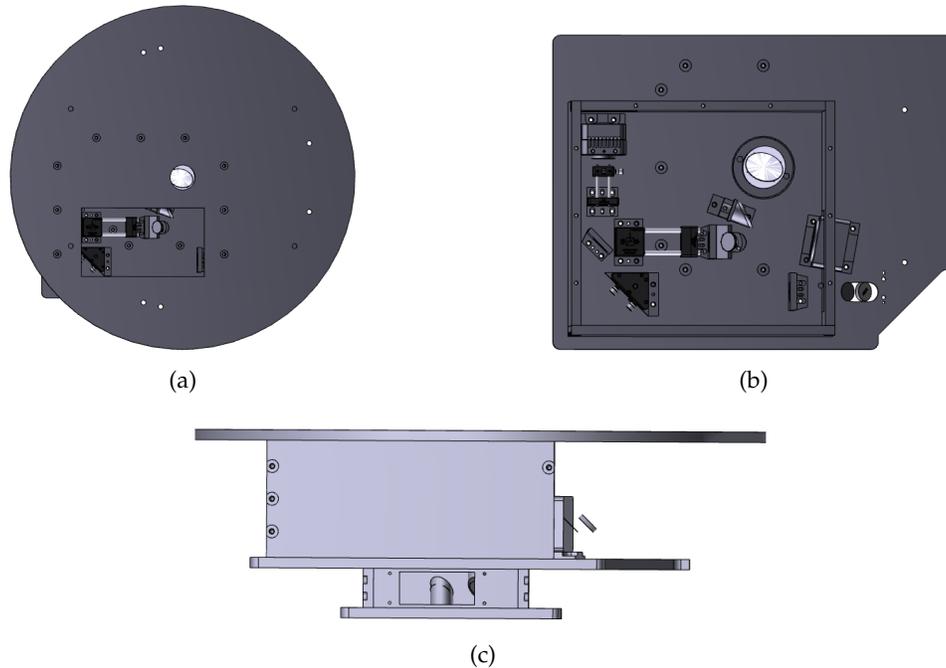


FIGURE 3.4 – Mécanique de la bonnette d’optique adaptative 2017. a) Vue de haut. b) Vue de l’optique du premier plancher. c) Vue à l’intérieur du second plancher (vue de côté).

tème. Celle-ci n’était pas vraiment durable et seulement pour la preuve de concept de l’analyseur de front d’onde à modulation spatiale.

3.1.3 Résultats de la mission à l’observatoire du Mont-Mégantic.

Introduction

En novembre 2017, nous avons obtenu 8 nuits d’observations à l’observatoire du Mont-Mégantic pour tester le nouvel analyseur de front d’onde décrit au chapitre 2 sur le télescope de 1.6m. Le but premier était d’abord de fermer une boucle de correction sur le ciel à l’aide de la nouvelle version de la bonnette d’optique adaptative. Ensuite, nous souhaitons construire une matrice de reconstruction et de voir la capacité de l’analyseur à mesurer la turbulence atmosphérique. Ceci nous permettrait d’établir que l’analyseur peut fonctionner sur une source turbulente de grande amplitude, à une bande spectrale relativement large ($< 70\text{nm}$ selon le design de la bonnette et de l’analyseur pyramidal de *INO*). Le tableau 3.1 résume le temps d’observation que nous avons obtenu lors du séjour. La qualité de ciel étant peu importante pour les observations que nous faisons (si l’étoile était visible, nous tentions de fermer une boucle), ce n’est pas un paramètre qui avait beaucoup d’influence sur le temps d’observation calculé.

Date (nov. 2017)	Temps d'observation (h)
8	8
9	0
10	0
11	8
12	12
13	5
14	8
15	5

Tableau 3.1 – Temps d'observation lors du séjour de la bonnette d'optique adaptative à l'Observatoire du Mont-Mégantic en 2017

Méthodologie

Chaque nuit d'observation était divisée à peu près de la même façon :

1. Alignement des sous-systèmes (miroir déformable, Shack-Hartmann, science et analyseur pyramidal)
2. Pointage d'une étoile (typiquement Capella pour cette mission puisqu'elle se trouvait toujours à moins de 1.5 masse d'air durant les observations)
3. S'assurer du guidage du télescope ainsi que du foyer de celui-ci à l'aide du Shack-Hartmann
4. Construction d'une matrice d'interaction entre le miroir déformable et l'analyseur de Shack-Hartmann
5. Fermer la boucle sur le ciel
6. Construction d'une matrice de reconstruction entre le miroir déformable et le pyramidal (modes de Zernike)
7. Tester la réponse du LOWFS aux aberrations statiques
8. Prendre des mesures synchronisées du signal du Shack-Hartmann et du pyramidal

La majorité du temps de chaque nuit était consacrée à établir une boucle robuste de correction entre le miroir déformable et l'analyseur de Shack-Hartmann. En effet, il était bien important de compenser les aberrations statiques du système manuellement afin de pouvoir construire la matrice d'interaction de l'analyseur pyramidal. Une fois réussi, bien que la boucle était fermée, il était difficile de contrôler des aberrations supérieures à l'astigmatisme, dues au nombre de micros lentilles qui avaient un contraste suffisant pour être utilisable sur le Shack-Hartmann. Ainsi, la matrice de reconstruction de l'analyseur de front d'onde pyramidal est limitée à l'astigmatisme sur la plupart des séquences que nous avons acquises.

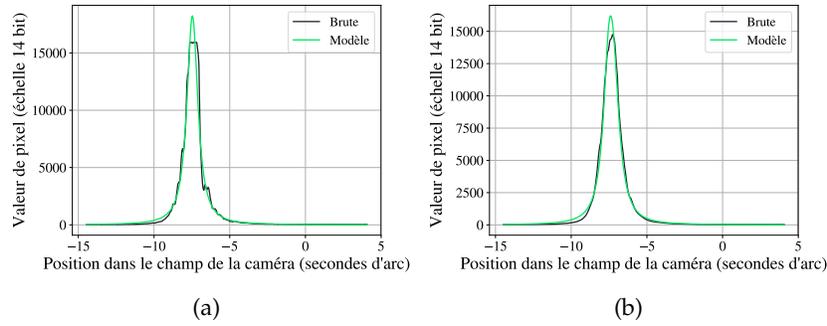


FIGURE 3.5 – Profil de la fonction d'étalement de point d'une étoile. a) Image brute. b) Moyenne sur 30 images.

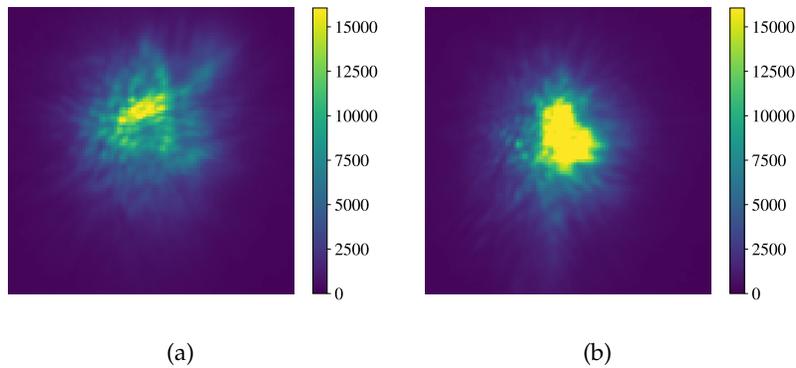


FIGURE 3.6 – Images de Capella tirée de la caméra de science (100 ms gain= 5). a) Image boucle ouverte. b) Image boucle fermée.

Résultat de boucle fermée (analyseur de Shack-Hartmann)

Afin de mesurer l'efficacité de la boucle d'optique adaptative fermée entre le Shack-Hartmann et le miroir déformable, nous utiliserons l'image de la caméra de science (exemples à la figure 3.6). La mesure de la largeur à mi-hauteur de la fonction d'étalement de point sur ce plan sera la métrique utilisée. Comme le montre la figure 3.6, certaines images ont été sur-exposées et donc nous avons perdu de l'information sur la forme de la fonction. Si nous souhaitons mesurer la largeur à mi-hauteur (*FWHM*), ceci pourrait augmenter notre erreur inutilement. La solution sera donc de calculer un modèle de la fonction et se servir de celui-ci afin de calculer la largeur de l'étoile. Nous utiliserons la distribution de Moffat qui permet de mieux modéliser la forme que prend une étoile qui passe dans un milieu turbulent, surtout les extrémités de la fonction d'étalement de point :

$$d(\alpha, \beta, r) = 2 \frac{\beta - 1}{\alpha^2} \left[1 + \left(\frac{r^2}{\alpha^2} \right) \right]^{-\beta} \quad (3.1)$$

À l'aide d'une fonction de minimisation, les deux paramètres sont trouvés pour chacune des images brutes prises. Ces distributions idéales sont ensuite moyennées, comme montrées à

	Largeur x	Écart-Type x	Largeur y	Écart-Type y
Boucle fermée (2017)	0.99"	0.49"	1.416"	0.46"
Boucle ouverte (2017)	1.672"	0.32"	1.58"	0.62"
Boucle fermée (2014)	1.34"		1.47"	
Boucle ouverte (2014)	2.84"		4.22"	

Tableau 3.2 – Largeur à mi-hauteur d’une étoile dans la bonnette d’optique adaptative, avec et sans correction, pour les deux versions de la bonnette

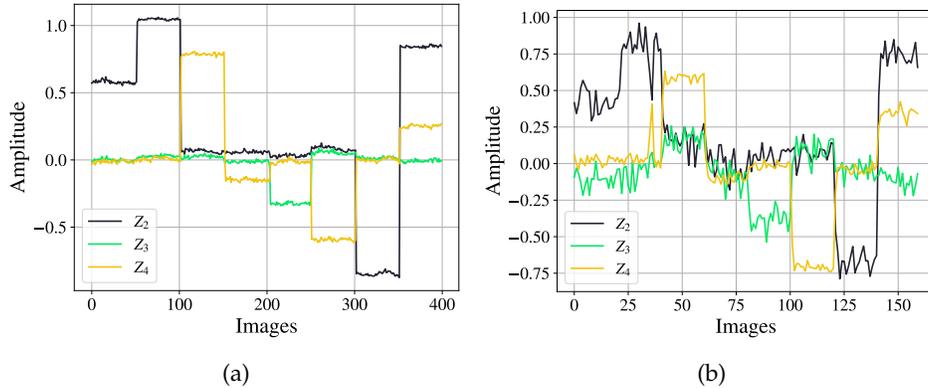


FIGURE 3.7 – Séquence d’aberration envoyée à l’aide d’un laser de calibration et la lumière de l’étoile. a) Laser. b) Étoile Capella.

la figure 3.5, et nous utilisons cette moyenne afin de calculer la largeur à mi-hauteur de chacun des cas. Chacune des images est prise avec le même temps d’intégration, 100ms et une valeur de gain de caméra de 5. Le tableau 3.2 résume la largeur des fonctions d’étalements en seconde d’arc pour la boucle fermée (dans des conditions d’observations moyennes) pour une observation en boucle ouverte et en boucle fermée. Il est important de noter que même en boucle ouverte, le système d’optique adaptative corrige pour les erreurs d’instrument. Ces boucles sont fermées à une vitesse d’approximativement 20Hz sur Capella.

Selon les données de la version précédente [8], avec une turbulence semblable, la nouvelle version performe marginalement mieux. En effet, bien que les données en boucle ouvertes sont très différentes, les données en boucles fermées ne sont pas très loin les unes des autres. Une des différences majeures entre les deux systèmes est que la boucle peut être fermée 2 fois plus rapidement grâce à la taille de la pupille qui est plus petite. Ceci répond aux conclusions de [8] qui semble pointer vers cette solution pour augmenter la qualité d’image du système en boucle fermée.

Résultat de détection d’aberration

La première confirmation qu’il était nécessaire d’obtenir à propos de l’analyseur de front d’onde développé est s’il est en mesure de reconstruire des aberrations connues (ainsi que

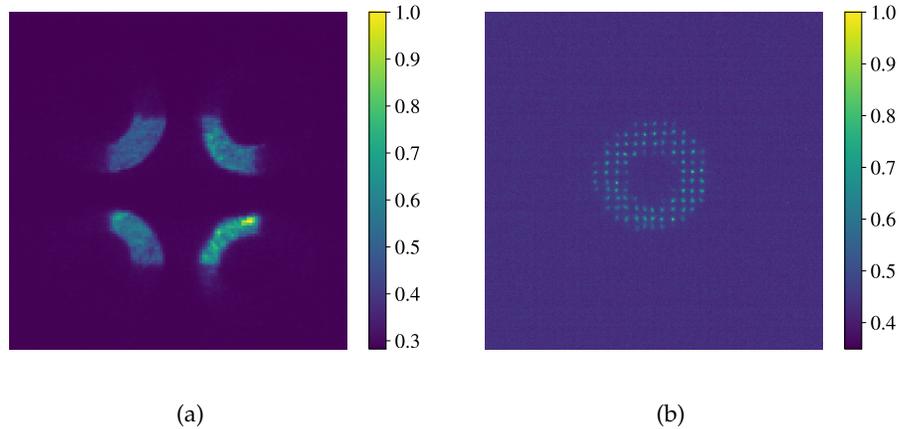


FIGURE 3.8 – Images de l'étoile Capella sur les deux types d'analyseurs de front d'onde de la bonnette. a) Analyseur pyramidal à modulation spatiale. b) Analyseur de Shack-Hartmann.

des combinaisons linéaires de celles-ci). Ainsi, après avoir construit la matrice de reconstruction à l'aide de la boucle d'optique adaptative, nous propageons des aberrations connues dans le système (à l'aide du miroir déformable) de différentes amplitudes afin de mesurer qualitativement la capacité de l'analyseur à reconstruire le front d'onde. La séquence envoyée est :

1. $0.5\mu\text{m } Z_2$
2. $1\mu\text{m } Z_2$
3. $0.75\mu\text{m } Z_4$
4. $-0.1\mu\text{m } Z_4$
5. $-0.25\mu\text{m } Z_3$
6. $-0.5\mu\text{m } Z_4$
7. $-1\mu\text{m } Z_2$
8. $1\mu\text{m } Z_2 + 0.25\mu\text{m } Z_4$

Comme il est possible de voir à la figure 3.7, les deux séquences d'aberrations sont similaires entre la lumière monochromatique laser (633nm) et la source provenant d'une étoile. De plus, les deux séquences, à des erreurs d'amplitudes près, sont en mesure de reconstruire les aberrations avec des amplitudes semblables à ce qui a été envoyé avec l'analyseur de Shack-Hartmann. La principale différence entre les deux séries de données est que le laser est beaucoup plus stable. Le bruit détecté sur l'analyseur de front d'onde pyramidal est probablement dû à l'importante quantité de turbulence atmosphérique, bien que nous avons tenté de diminuer l'effet en moyennant 200 images (approximativement 1 seconde).

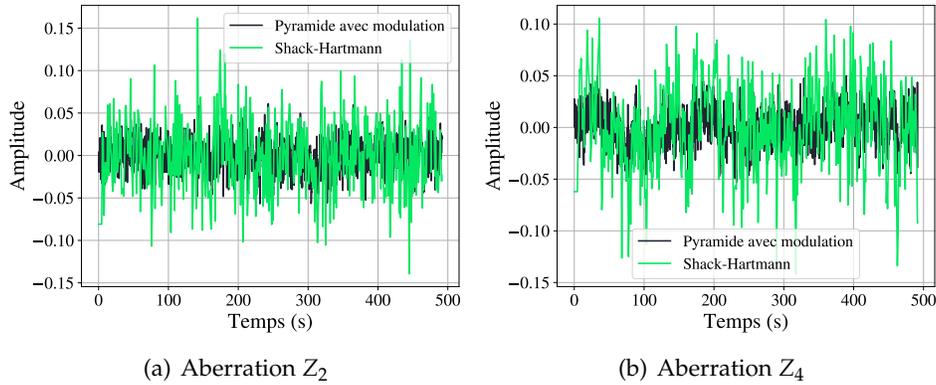


FIGURE 3.9 – Exemples de séries temporelles pour les deux analyseurs de front d’onde

Comparaison entre analyseur de Shack-Hartmann et pyramidal à modulation spatiale

La figure 3.8 illustre bien les différences qui existent entre les deux analyseurs de front d’onde. Comme nous l’avons souligné dans les chapitres précédents, la méthode de reconstruction de front d’onde est complètement différente. L’analyseur de Shack-Hartmann se sert du déplacement des images de l’étoile à différents endroits spécifiques de la pupille, alors que l’analyseur pyramidal se sert de la distribution d’intensité des sous-pupilles réimaginees. La figure 3.8(a) nous indique qu’il semble y avoir du vignetting dans le système. Ceci est très probablement causé par une erreur d’alignement dans l’instrument, mais n’affectera pas le signal détecté puisque nous calibrons naturellement pour ce genre d’erreur.

Puisque l’analyseur de Shack-Hartmann est un instrument connu et utilisé depuis longtemps, nous supposons que son signal représente la réelle forme du front d’onde. Ainsi, après la correction des aberrations statiques du système et la calibration des deux analyseurs, nous ouvrirons la boucle d’optique adaptative afin qu’il n’y ait plus de correction active. La turbulence atmosphérique fera donc varier temporellement le signal des deux analyseurs de front d’onde avec une erreur identique. La figure 3.9 montre deux exemples de ces séries chronologiques pour des aberrations différentes. Plusieurs problèmes sont soulevés lorsque nous souhaitons comparer ces deux séries : les intervalles de temps entre les mesures, le temps de départ et de fin des mesures ou l’amplitude de celle-ci. Nous souhaitons donc utiliser une métrique qui est insensible à ce genre d’erreurs. La corrélation croisée permet de comparer deux séries bruitées ($A(t)$ et $B(t)$) une contre l’autre pour mesurer si celles-ci sont similaires :

$$\Gamma(\tau) = A(t) * B(t - \tau) = \int A(t)B^*(t - \tau)dt \quad (3.2)$$

La série $B^*(t)$ correspond au conjugué complexe de $B(t)$. La corrélation croisée peut être vue comme un produit de convolution entre deux séries temporelles, où nous comparerons l’intégrale du produit des fonctions à différents décalages. Des propriétés intéressantes sur-

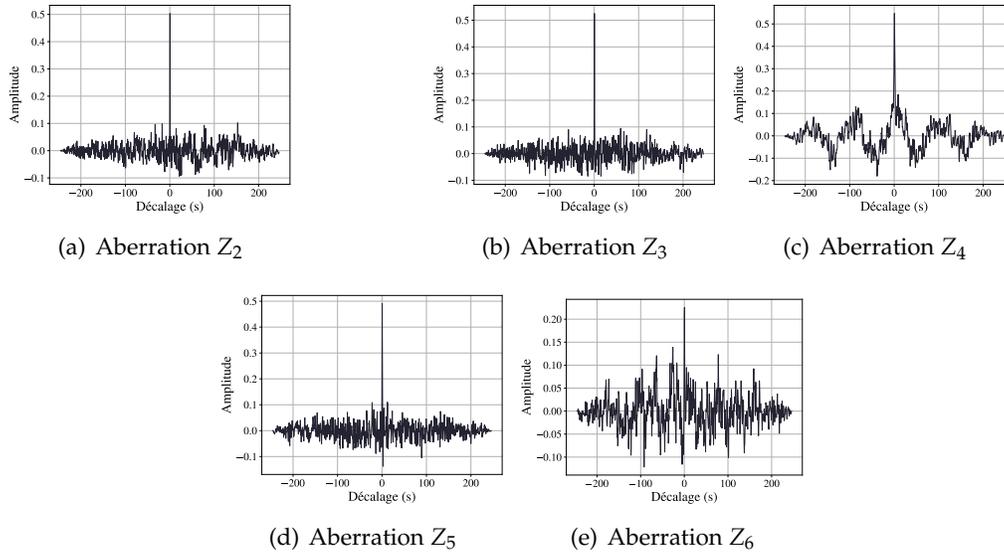


FIGURE 3.10 – Correlation croisée entre le signal lu par l’analyseur à modulation spatiale et l’analyseur de Shack-Hartmann

gissent lorsque $A(t) = B(t)$, la corrélation croisée $\Gamma(\tau)$ devient donc l’autocorrélation du signal $A(t)$. Pour deux séries ayant la même énergie, si celles-ci sont corrélées nous trouverons toujours un pic à un lag de 0 entre les deux séries.

La figure 3.10 montre les corrélations croisées entre les deux analyseurs pour tous les modes calibrés pour l’analyseur pyramidal. Comme nous en avons fait l’hypothèse, il est possible de voir des pics statistiquement significatifs autour de $\tau = 0$. L’échelle des graphiques nous indique le coefficient de corrélation (puisque les deux séries temporelles ont la même énergie). Ainsi, nous pouvons affirmer subjectivement que les deux séries sont similaires, et que le signal qu’elles mesurent est, lui aussi, similaire.

Un résultat intéressant est mesuré pour l’aberration Z_4 à la figure 3.10(c). Le signal des deux analyseurs mesure une périodicité non négligeable dans l’aberration de defocus. Ceci est probablement dû à une oscillation dans le système (ou dans le télescope) qui provient d’une modification du focus uniquement.

Conclusions

Les résultats obtenus nous indiquent que nous avons répondu aux objectifs de cette mission. En effet, nous voulions d’abord être en mesure de fermer une boucle d’optique adaptative à l’aide d’une nouvelle version de la bonnette ainsi que de tester l’analyseur de front d’onde dans des conditions réelles. Selon la taille de la fonction d’étalement de point sur la caméra de science, l’amélioration de l’image obtenue est similaire à la dernière version de la bonnette. La différence principale avec la nouvelle version est la qualité de l’image sans correc-

tion, qui semble supérieure dans la version de 2017. Il est surprenant que la correction ait pu se faire en 2014 avec une turbulence aussi importante. L'hypothèse est donc que la qualité d'image de la bonnette précédente était moins bonne (peut-être un défocus au télescope ou un désalignement à l'intérieur de l'instrument). Dans la version 2017 de l'instrument, nous remarquons (surtout dans le tableau 3.2) qu'il y a une forte asymétrie entre les axes x et y de l'instrument. L'hypothèse principale est que certaines pièces optiques (notamment la parabole hors axe) ont une influence plus importante dans ces axes. Une analyse plus poussée de la tolérance sur le positionnement de ces pièces aurait dû être effectuée afin d'identifier ces problèmes et les corriger adéquatement. La seconde hypothèse est que puisque les images ont été saturées lors de la correction, il est très difficile d'évaluer adéquatement la largeur à mi-hauteur de l'image de l'étoile. Ainsi, nos données pourraient être erronées et nous pourrions mesurer une largeur d'étoile beaucoup plus importante que la réalité.

Nous avons pu démontrer que l'analyseur peut reconstruire un front d'onde simple en envoyant d'abord des aberrations connues, et ensuite en comparant la reconstruction de la turbulence atmosphérique avec un analyseur de Shack-Hartmann. S'il avait été possible de faire une seconde mission à l'observatoire du Mont-Mégantic, il aurait été intéressant d'obtenir une matrice d'interaction comme il a été fait en simulation au chapitre précédent. Nous aurions pu obtenir aussi une matrice de diaphonie pour le système, qui nous aurait permis d'évaluer la linéarité de la reconstruction du système d'analyse de front d'onde pour le système réel.

La plus grande surprise dans ces résultats est la facilitée qu'à l'analyseur de front d'onde de reconstruire le defocus (Z_4), ce qui n'est pas prédit du tout par les simulations du chapitre 2. L'hypothèse est qu'en plaçant l'axicon dans un plan légèrement différent que la pupille du système, l'effet de celui-ci sur les aberrations symétriques change de façon à ce que la distribution d'intensité des sous-pupilles soit modifiée.

3.2 HiCIBaS

3.2.1 Introduction

Comme il a été mentionné au chapitre 2, le projet *HiCIBaS* représente la motivation de ce mémoire sur l'exploration sur des alternatives à la modulation temporelle pour les analyseurs de front d'onde pyramidaux. Le nom du projet représente un acronyme stylisé de *High Contrast Imaging Balloon System* (*Système d'imagerie haut contraste sur ballon*). Le but à long terme d'*HiCIBaS* est de permettre l'imagerie directe d'exoplanètes sur un système de petite taille embarqué sur un ballon stratosphérique. Comme mentionné dans le chapitre 1, la turbulence due à l'atmosphère est souvent le facteur limitant les performances en astronomie. En apportant un système au-dessus de la majorité de l'atmosphère, même si celui-ci est simple, nous pouvons espérer avoir de bien meilleures performances qu'au sol. Dans ce

contexte, l'optique adaptative n'est pas utilisée pour annuler les effets de la turbulence, mais plutôt pour corriger les aberrations causées par le déplacement et le changement de propriétés des pièces optiques dû à la température ou aux vibrations. En effet, lors du design nous pouvons faire des hypothèses sur les caractéristiques du système ainsi que de tolérance celui-ci dans des bornes connues, mais les erreurs de conceptions ainsi que les conditions réelles de vols pourraient changer les conditions de façon imprévisible.

Le projet étant financé par une subvention *VITES (Vols et investigations terrain en technologies et sciences spatiales)*, son but premier est de former des étudiants au sein de l'industrie spatiale ainsi que de contribuer au développement de nouvelles technologies canadiennes. La motivation originale d'*HiCIBaS* réside dans la maturation de nouvelles technologies canadienne dans le domaine de l'imagerie spatiale pour des missions semblables à *WFIRST*. Observons la liste des objectifs haut niveau qui seront la base du projet :

1. Développer et tester un nouveau type d'analyseur de front d'onde d'ordres inférieurs
2. Développer et tester un système de pointage générique pouvant être utilisé sur des missions futures nécessitant une précision de l'ordre de la milliseconde d'arc.
3. Mesurer et enregistrer la turbulence atmosphérique à une altitude de 40km
4. Voler dans des conditions spatiales l'analyseur de front d'onde d'ordre inférieur et une caméra EMCCD de *Nüvii cameras*
5. Tester dans des conditions spatiales un coronographe et un miroir déformable pour de futures missions haut-contraste

Ce mémoire se concentrera sur la présentation des systèmes optiques qui rempliront les quatre premiers objectifs. Bien que l'analyseur de front d'onde sera majoritairement utilisé pour mesurer la turbulence atmosphérique (ou du moins, ce que nous envisageons qu'il en reste à l'altitude où le ballon se trouvera), il sera possible de l'utiliser pour mesurer la présence de tilt (Z_2) dans le système. Afin d'obtenir un pointage de l'ordre de la milliseconde d'arc, nous utiliserons ce signal de tilt en boucle fermée avec un miroir piézo-électrique qui corrigera en temps réel cette erreur de pointage. Ce système agira donc comme un système d'optique adaptative en boucle fermée avec le miroir comme "miroir déformable" d'ordre 1. Un système d'optique adaptative complet sera l'instrument principal d'imagerie et bénéficiera de la qualité de pointage. L'utilisation d'un coronographe *vAPP* spécial permettra à la fois de faire de l'imagerie à haut contraste en plus de mesurer les erreurs statiques dans le front d'onde. La boucle sera fermée avec un miroir à segments hexagonal d'*Iris AO*. Nous pouvons donc séparer le système en trois instruments majeurs : le système de pointage grossier, le système de pointage fin et d'analyse de front d'onde et le système d'optique adaptative.

Dans cette section, nous présenterons d'abord une liste des exigences relatives à l'optique ce système. Les éléments de cette liste sont de haut niveau et se concentrent sur les décisions

Paramètre	Valeur
Élévation maximale du télescope	60°
Nombre de ports d'instruments	3
Bande spectrale	400 – 900 nm
Compensation de focus	NaN
Taille totale du système optique	< 2 × 1m
Bande spectrale de la caméra de guidage grossier	<500nm
Champ de vue total	0.2° sur le côté large
Bande spectrale de l'analyseur de front d'onde	500 – 700nm
Linéarité de l'analyseur de front d'onde	2 as tilt
Sensibilité	50mas
Bande spectrale système d'optique adaptative	> 800nm
Ratio de Strehl à l'entrée du système d'optique adaptative	>0.8 (limité par la diffraction)

Tableau 3.3 – Exigences du système optique complet d'*HiCIBaS*

majeures qui ont guidées le design. Plusieurs exigences ne seront pas couvertes, ou ne seront que mentionnées en présentant une partie spécifique du système optique. Ensuite, nous présenterons le système optique de l'entrée de lumière par le télescope principal jusqu'à l'entrée du système d'optique adaptative. Finalement, nous évaluerons les performances du système selon les simulations *Zemax* pour la qualité optique du système et les simulations *Python* pour l'analyseur de front d'onde.

3.2.2 Exigences

Le tableau 3.3 présente toutes les exigences de haut niveau du système *HiCIBaS* qui visent le design de l'optique. Les trois ports décrits correspondent à la caméra de guidage grossier, l'analyseur de front d'onde d'ordres inférieurs et le système d'optique adaptative. Les trois systèmes fonctionnent dans trois bandes spectrales distinctes, ce qui permet de séparer la lumière à l'aide de miroirs dichroïques. Mis à part la linéarité de l'analyseur de front d'onde, dont nous analyserons les performances à la section 3.2.4, nous verrons comment le design répond aux différentes exigences en présentant le design *ZEMAX* section par section.

La particularité de ce système par rapport à un système d'imagerie haut contraste conventionnel, ou même d'optique adaptative conventionnelle, correspond à la quantité de lumière que le télescope principal est en mesure de collecter. En effet, par souci de poids et de taille, il n'était pas possible d'utiliser un télescope plus grand que 355mm de diamètre. Cette faible surface de collection est la raison pour laquelle nous concevons le système pour regarder des étoiles très brillantes. Nous avons vu durant la section 2.1 que la quantité de photons d'une étoile très brillante (*Capella*) est suffisante pour permettre au système d'*HiCIBaS* d'obtenir un flux comparable à une mission d'AO conventionnelle.

Le ratio de Strehl à l'entrée du système d'optique adaptative doit être supérieur à 0.8, ce

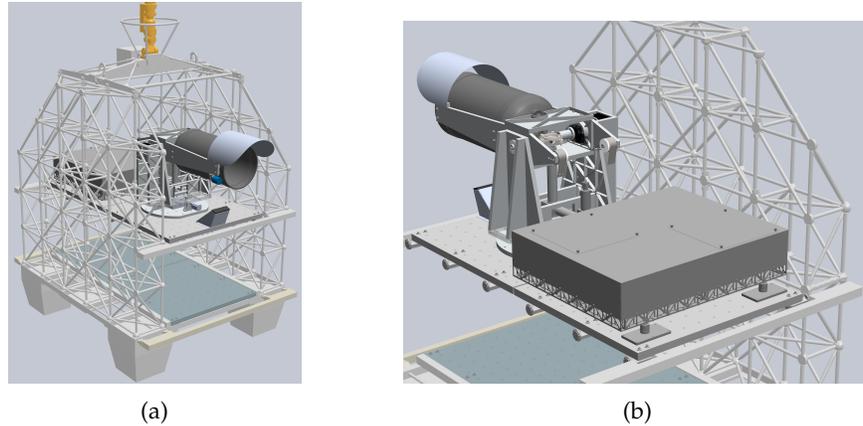


FIGURE 3.11 – Intégration mécanique d'*HiCIBaS* dans la gondole. a) Vue de face. b) Vue de l'arrière.

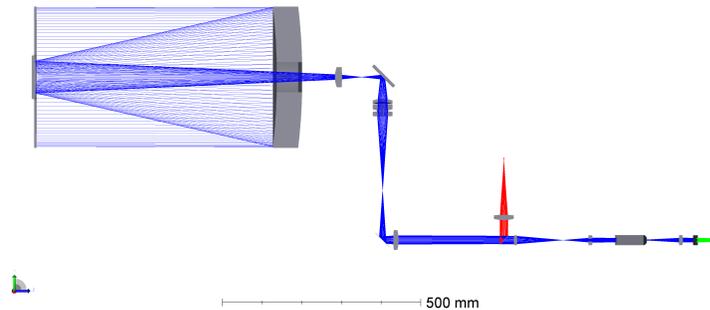


FIGURE 3.12 – Vue du télescope ainsi que le périscope d'*HiCIBaS* vue de côté.

qui signifie que le système devra être limité par la diffraction. En effet, bien qu'une boucle d'optique adaptative sera présente, il est nécessaire que la qualité optique soit déjà bonne pour que le masque *vAPP* soit capable de mesurer les aberrations pour fermer la boucle.

3.2.3 Conception optique

La figure 3.11 montre la solution qui a été envisagée dès le début pour relayer la lumière aux différents instruments à bord du système. Le télescope et sa monture sont complètement découplés du banc optique où reposent les deux instruments principaux. La raison derrière ce choix audacieux, qui peut sembler beaucoup plus complexe que d'avoir les instruments directement embarqués sur la monture elle-même, a été à l'origine pour découpler les vibrations dues à la monture avec le reste des vibrations du système. Avec l'ajout du système d'optique adaptative dans le projet, le poids de l'instrument a augmenté de façon significative ce qui aurait rendu difficile de monter les instruments au télescope lui-même.

En bref, la lumière provenant du télescope est réfléchi sur un miroir derrière celui-ci qui

permet de diriger la lumière dans un périscope, peu importe son élévation. Le miroir est précisément placé au centre de rotation du système optique par une monture cinématique. La lumière est ensuite relayée par un agencement de lentilles et de miroirs vers la boîte optique où les instruments principaux sont placés. Cette solution est montrée à la figure 3.12 où nous pouvons voir le modèle du télescope à gauche, et l’injection dans le banc optique à droite. Avant de se rendre aux instruments, la lumière est envoyée à une caméra de pointage grossier avec un champ de vue suffisamment important pour être assurée que l’étoile cible s’y trouvera. Dans le banc optique, la lumière est dirigée vers le miroir piézo-électrique qui permet de faire la correction pour le pointage fin, pour finalement être partagée par l’analyseur de front d’onde et le système d’optique adaptative.

Les instruments sur le banc optique d’*HiCIBaS* sont complètement indépendants et le fonctionnement de l’un ne dépend pas de l’autre. Dans la quasi-totalité des systèmes utilisant un analyseur de front d’onde dédié à la mesure des ordres inférieurs, celui-ci est en boucle fermée avec le système d’optique adaptative conventionnel. L’analyseur peut donc bénéficier de la correction du miroir déformable et aussi d’une calibration qui peut être faite en tandem avec ce miroir. Dans le cas de ce projet, la décision d’ajouter le système d’optique adaptative s’est prise relativement tard et la façon de diminuer les risques pour chacun des instruments a été de découpler leur signal afin qu’ils soient le plus indépendants possible par rapport à la lumière de l’étoile.

Le modèle utilisé pour le télescope est basé sur la méthode utilisée dans [26] afin de modéliser la disposition des miroirs ainsi que la forme de la lame de Schmidt pour un télescope Schmidt Cassegrain commercial. Afin de trouver la taille du tube, nous nous sommes basés sur une mesure des plans d’un télescope semblable (*Celestron C14 edgeHD* [6]) accompagnée de mesures en laboratoire afin de confirmer les hypothèses. Des tests en chambre froide ont même pu confirmer la conformité du modèle au changement de température (jusqu’à -30°C).

Optique frontale (*Front-end*)

L’utilisation d’un périscope et d’un miroir mobile afin de relayer la lumière dans la boîte optique éloignée ajoute son lot de défi pour la conception optique de la monture. En effet, une des premières critiques de l’utilisation de ce miroir est que, s’il n’est pas placé exactement sur le plan de la pupille du système, l’effet d’une petite erreur sur l’orientation pourrait avoir des conséquences désastreuses puisque l’analyseur de front d’onde et le coronographe *vAPP* nécessitent d’avoir une pupille très stable afin de fonctionner efficacement. Si celle-ci se met à bouger de façon imprévisible durant l’opération, ces deux instruments ne pourront pas fonctionner à leur plein potentiel.

La figure 3.13 montre le mouvement du miroir tertiaire selon l’élévation du télescope. Avant

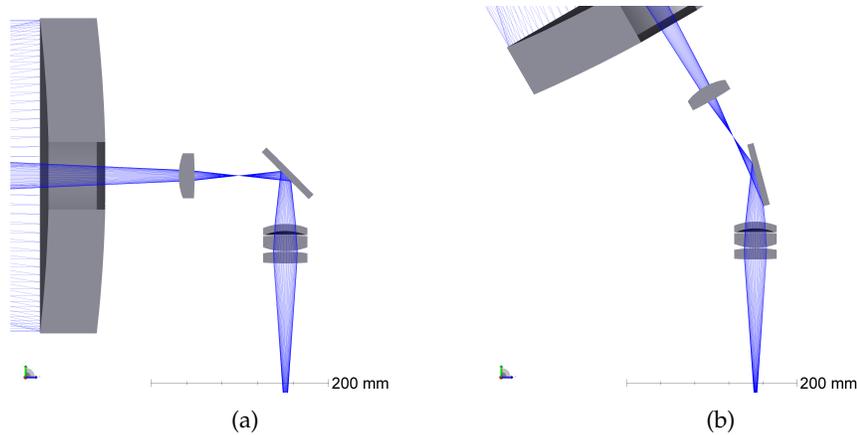


FIGURE 3.13 – Mouvement du miroir tertiaire d’HiCIBaS selon l’élévation du télescope. a) Elevation à 0°. b) Elevation à 60°.

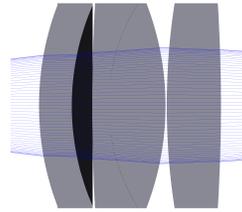


FIGURE 3.14 – Groupe de trois lentilles du miroir tertiaire

le miroir, dans le port de sortie du télescope, une lentille commerciale a été ajoutée. Cette lentille est présente uniquement pour imager la pupille du système (la lame de Schmidt) sur le miroir lui-même. Cette solution permet de ne pas avoir de déplacement de la pupille qui est imagée sur la caméra de l’analyseur de front d’onde, sur le miroir piézo-électrique et de façon plus importante, sur le coronographe *vAPP*. De plus, ceci permet de coupler l’élévation du télescope avec la position du miroir tertiaire. Ainsi, il serait possible de corriger des petites erreurs de pointages (de haute fréquence) en oscillant la position du miroir plutôt que la structure du télescope.

L’ajout de cette lentille a pour effet de rendre le système non télécentrique après la lentille et donc de s’éloigner des systèmes $4f$ parfaits qui sont décrits à la section 1.1.3. Ainsi, un groupe de trois lentilles (une lentille sur mesure et deux commerciales) a été conçu afin de réintroduire la télécentricité du système optique, en plus de corriger l’aberration sphérique (Z_{11}) introduite par la lentille derrière le télescope. Ce groupe de lentille permet donc de contrôler à la fois la position de l’image de la pupille, mais aussi la position de l’image de l’étoile après celles-ci. La figure 3.14 montre ce groupe de lentilles qui agit comme la fenêtre d’entrée du périscope du système optique.

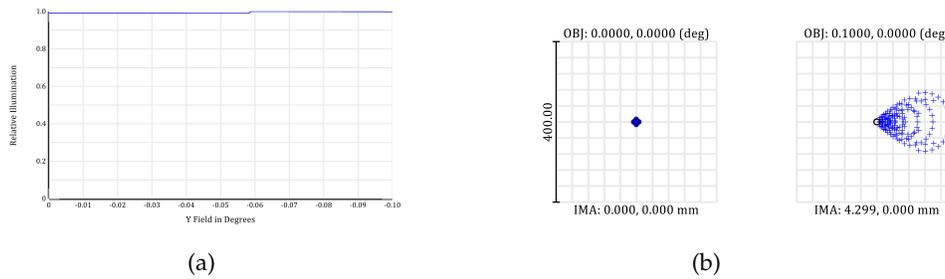


FIGURE 3.15 – Performances de la caméra de guidage grossier. a) Illumination relative. b) Diagramme de fonction d'étalement de point. Le cercle noir représente le diamètre de la fonction d'airy.

La lumière est par la suite relayée par une série de systèmes 4f vers le banc optique ainsi que la caméra de guidage grossier.

Caméra du système de guidage grossier

Les exigences relatives à cette caméra étaient relativement simples. Il y avait une claire indication sur le champ de vue nécessaire sur la caméra afin que le système puisse fonctionner adéquatement. De plus, l'exigence sur la bande spectrale à utiliser était très souple, n'impactant que les performances de l'analyseur de front d'onde (quantité de photons disponible). Ainsi, la séparation de la lumière se fait avec un miroir dichroïque commercial de *Semrock* qui sépare la lumière à 500nm.

La figure 3.15 montre que le système optique a un impact important sur la qualité d'image aux extrémités du champ de vue. Cette dégradation de la qualité d'image n'est pas causée par le système optique lui-même, mais plutôt par les performances hors axe d'un télescope de Schmidt-Cassegrain conventionnel. Bien que l'aberration sphérique est très bien corrigée par ce type de télescope sur l'axe, une forte quantité de coma domine en imagerie hors axe.

L'intégration mécanique se trouvera mise au défi puisqu'aucun mécanisme de focus n'est présent pour corriger les erreurs dues aux thermiques du télescope. Ainsi, le système ne sera plus au foyer si la dérive thermique des éléments n'est pas conforme avec les simulations *Zemax*.

Système de pointage fin

La figure 3.16 montre la solution employée pour le système de pointage. Dans cette partie du système optique, nous retrouvons deux pièces nécessaires au bon fonctionnement du système : le miroir piézo-électrique rapide pour le pointage fin du système ainsi que la lentille qui sera déplacée afin de permettre de mettre le système au foyer. Une des exigences prin-

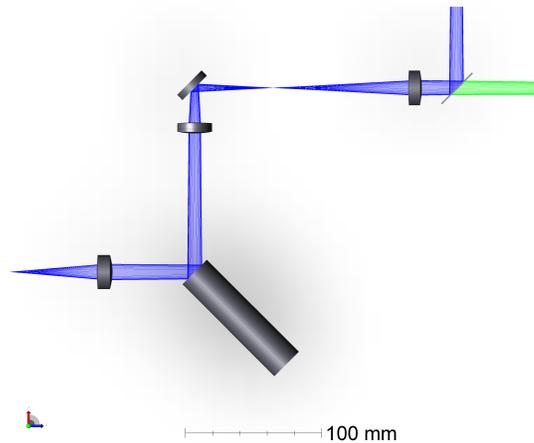


FIGURE 3.16 – Tracé optique du système de pointage fin

principales pour le faisceau d'entrées était son diamètre incident sur le miroir piézo-électrique placé à 45° . La plateforme ainsi que le miroir étaient des pièces réutilisées d'un ancien projet qu'il était intéressant d'intégrer vu l'avantage économique à ne pas avoir à acheter ces pièces neuves. Selon le design optique présenté ainsi, la correction maximale possible avec le miroir sur le ciel est d'approximativement $\pm 5\text{as}$, ce qui correspond à un déplacement de $\pm 0.1^\circ$ du miroir lui-même (dû au grossissement d'approximativement 35 entre le télescope et le système de pointage fin).

La lentille de foyer se déplace dans la direction de l'axe optique afin de déplacer la position du plan focal sur la caméra de science (qui se trouve après le coronographe). La principale source de defocus dans le système étant de nature thermique, nous avons analysé le déplacement nécessaire de la lentille pour faire le foyer sur la caméra à plusieurs températures différentes. Le désavantage de cette solution avec une lentille, plutôt qu'un miroir déformable par exemple, est le déplacement de la pupille (et le changement de magnification de celle-ci) dans l'axe optique. Le système d'analyse de front d'onde étant peu sensible par rapport à une aberration statique, due à la calibration de la matrice de reconstruction, il n'est pas nécessaire d'en prendre compte pour ce sous-système. Par contre, il s'agit d'un problème pour le système d'optique adaptative puisque le miroir déformable et le coronographe *vAPP* doivent se trouver sur la pupille du système. Lors de l'intégration, une combinaison de defocus avec le miroir déformable et de mouvement de la lentille de foyer a été identifiée comme une solution correcte.

Encore une fois, un miroir dichroïque commercial sépare la lumière entre les deux instruments afin de réfléchir la lumière visible vers l'analyseur de front d'onde, et de laisser la lumière infrarouge passer vers le système d'optique adaptative.

Paramètre	Valeur
Linéarité	>2 σ
Sensibilité	<50 mas
Taille du plan image	<3.1 mm
Fréquence d'acquisition	100 Hz

Tableau 3.4 – Exigences du système d'analyse de front d'onde d'*HiCIBaS*

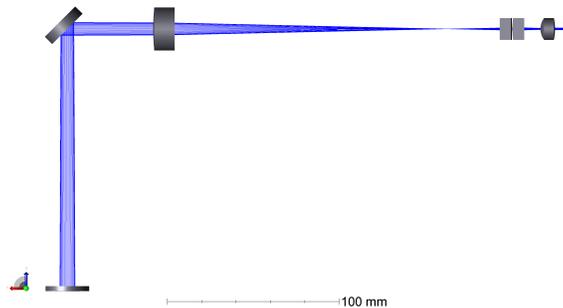


FIGURE 3.17 – Tracé optique de l'analyseur de front d'onde d'*HiCIBaS*

Analyseur de front d'onde à modulation spatiale

L'intégration de l'analyseur de front d'onde à modulation spatiale est très similaire à ce qui a été décrit à la section 3.1. En effet, il est d'abord nécessaire de concevoir un analyseur pyramidal sans-modulation, auquel nous ajouterons la modulation à l'aide d'un axicon. Dans le cas d'une mission comme *HiCIBaS* où les coûts doivent être maintenus au minimum, il est impératif d'utiliser le plus de pièces disponibles commercialement que possibles, ainsi que de trouver des stratégies afin de diminuer les coûts de pièces sur mesure.

Le tableau 3.4 résume les exigences de haut niveau du système d'analyse de front d'onde qui devra être intégré sur *HiCIBaS*. La linéarité est basé sur la stabilité du front d'onde en Z_2 et Z_3 à la sortie du système de pointage grossier.

La figure 3.17 montre le tracé optique qui a été développé pour l'analyseur de front d'onde à modulation spatiale. Le système a été simplifié au maximum avec l'utilisation de deux lentilles et deux pièces optiques sélectionnées astucieusement afin de répondre aux exigences. L'axicon d'apex de 198° et placé directement après le miroir dichroïque du système du pointage fin, et devant un miroir sur une monture cinématique permettant de corriger l'erreur de tilt résiduel due aux tolérances des pièces optiques. Il s'agit en quelque sort d'un compensateur pour les aberrations de premier ordre.

Le défi du système a été de trouver une pyramide de qualité acceptable à un coût raisonnable pour une mission de la taille d'*HiCIBaS*. L'utilisation d'une pyramide conventionnelle n'était pas une option viable puisqu'il est difficile de trouver un fabricant qui acceptera d'en faire

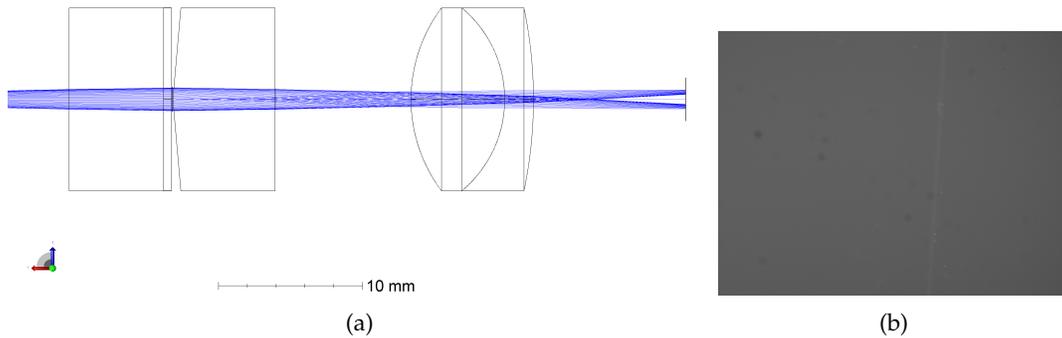


FIGURE 3.18 – Vue de près des prismes d’HiCIBaS. a) Tracé optique. b) Vue de la face du prisme (microscope)

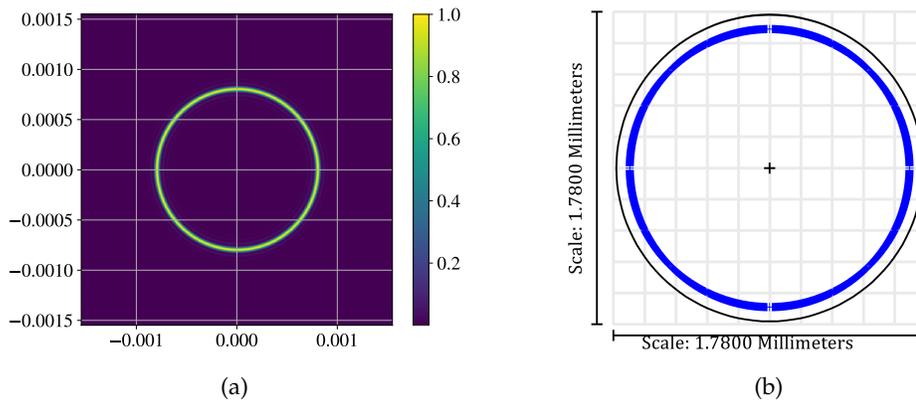


FIGURE 3.19 – Fonction d’étalement de point incident sur la pyramide (plan image). a) Simulation Python. b) Modèle Zemax

une selon nos exigences de qualité. La solution employée peut être aperçue à la figure 3.18. Il s’agit de la combinaison de deux prismes dont la face dans l’axe optique est séparée en deux. On peut se l’imaginer comme un prisme à base pentagonale, dont l’angle à l’apex est de 190° . L’utilisation d’un prisme qui sépare le faisceau dans un axe et un deuxième qui s’occupe de l’autre axe en étant tourné de 90° est équivalente à un seul prisme à quatre faces.

Cette solution, bien que plus difficile à intégrer d’un point de vue optomécanique, est moins dispendieuse et permet d’obtenir une “pyramide” de meilleure qualité. La figure 3.18 permet de voir l’apex d’un des prismes fabriqué. Il est possible de se rendre compte que la qualité de la “pointe” créée par ce genre de prisme sera comparable, sinon mieux, à ce qu’il a été possible de voir à la figure 1.24.

La figure 3.19 nous confirme que le modèle *Python* est conforme avec les simulations *Zemax*

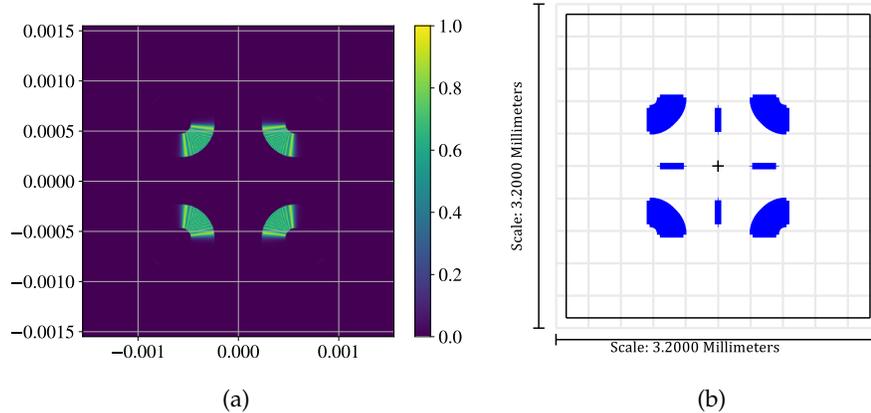


FIGURE 3.20 – Détecteur de l’analyseur de front d’onde à modulation spatiale. a) Simulation Python. b) Modèle Zemax

pour deux systèmes identiques. Nous pouvons aussi voir que la modulation qui est placée sur l’analyseur de front d’onde d’*HiCIBaS* est très importante comparativement à ce qui a été évalué à la dernière section. En effet, vu la linéarité importante qu’il fallait conserver sur le ciel pour cette mission en particulier, il était nécessaire d’avoir une modulation très importante afin de ne pas saturer l’analyseur inutilement. Naturellement, nous allons perdre en précision sur l’amplitude minimale qu’il sera possible de détecter, mais les aberrations d’ordres 0 (tip et tilt) seront beaucoup plus sensibles. La figure 3.20 nous permet, encore une fois, de comparer l’image du modèle *Zemax* avec l’image obtenue par optique de Fourier sur le détecteur d’*HiCIBaS*. Le principal intérêt de cette image est de s’assurer que les pupilles sont suffisamment éloignées pour éliminer la diaphonie entre elles.

Il est possible de remarquer des lignes sur la figure 3.20 entre les sous-pupilles imagées. Celles-ci correspondent à la lumière qui est incidente directement sur les arêtes de la pyramide et ne correspond qu’à un seul rayon de large. La classe utilisée pour modéliser la pyramide (*PAM2R* [3]) ne traite pas les rayons qui arrivent directement sur une arête, mais les laisse plutôt passer en ne traitant que la réfraction due à l’angle de l’arrête (comme s’il s’agissait d’une surface plane de largeur presque nulle).

Conclusions

Durant l’intégration optomécanique du projet, plusieurs problèmes ont été soulevés comme des erreurs de design. En effet, l’intégration des sources de calibrations des deux systèmes (non montré ici) a dû être réimaginée pour éviter une image fantôme dans le système d’optique adaptative. De plus, l’addition d’une source de calibration stable très tôt dans le système (devant le miroir tip/tilt et même devant la caméra de pointage grossier) aurait été nécessaire pour s’assurer d’un alignement plus facile du système. L’alignement du système devait donc se faire durant le test *end-to-end* réalisé à l’aide d’un deuxième télescope iden-

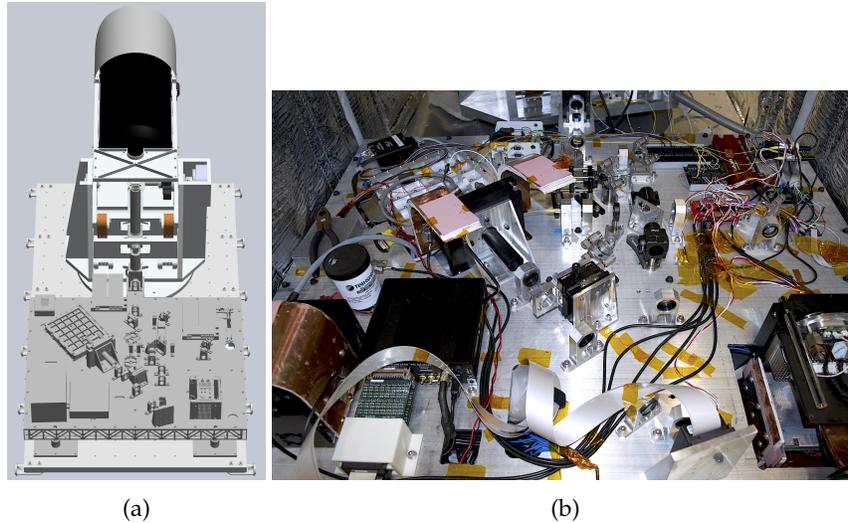


FIGURE 3.21 – Intégration optomécanique du système optique d’HiCIBaS. a) Image *Solid-Works*. b) Image après l’intégration dans la gondole

tique.

3.2.4 Performances du système d’analyse de front d’onde

Résultats après l’intégration

Bien que l’analyseur est utilisé dans une plage de longueur d’onde relativement large, nous ne simulerons que les performances du système de façon monochromatique. En effet, la section 2.4 a montré qu’une large bande a pour effet de dégrader les performances de l’analyseur, mais l’expérience (section 3.1) nous montre que les performances entre système monochromatique et polychromatique devraient être similaires. La dégradation des performances serait donc une résultante des franges d’interférences qu’il était possible de voir dans les simulations.

La figure 3.22 compare une image du détecteur issue d’une simulation et du système une fois intégré au sein d’HiCIBaS. Les simulations qui sont effectuées sont dans les incertitudes que nous avons déterminées au chapitre 1. En effet :

$$\theta \ll \sqrt{\frac{2\lambda}{nd_0}} \approx 0.4\text{rad} \quad (3.3)$$

L’angle le plus important est à la sortie de la pyramide, qui sortent à $\sim 0.05\text{rad}$ selon *Zemax*. Les résultats des simulations par optique de Fourier devraient être très près des résultats obtenus avec *Zemax* par tracé de rayons. Il est d’abord possible de voir que le système intégré est grossièrement désaligné. Après avoir fait une analyse poussée du décentrement des sous-pupilles sur la caméra, nous nous sommes rendu compte qu’une erreur 1.5° sur l’angle

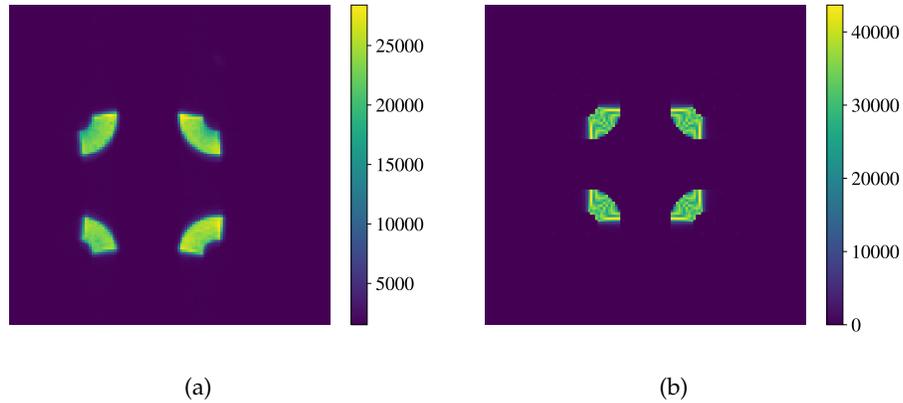


FIGURE 3.22 – Différence entre une image de simulation et une image sur le système une fois intégré. a) Source blanche sur *HiCIBaS*. b) Source monochromatique simulée

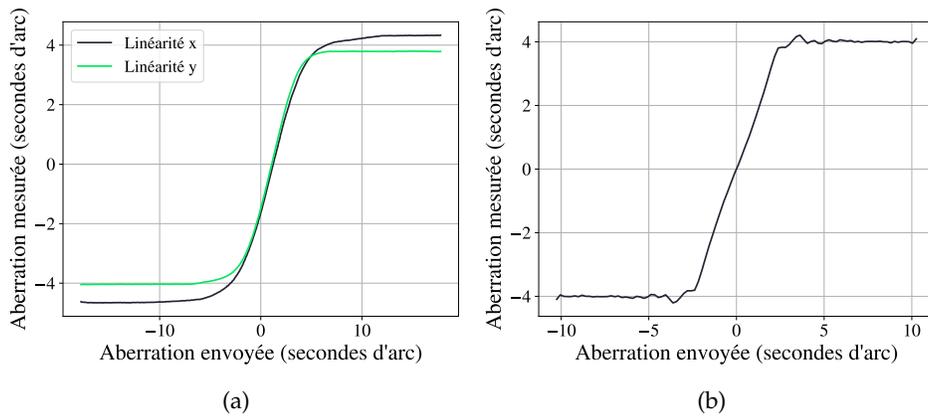


FIGURE 3.23 – Comparaison de la linéarité entre *HiCIBaS* et les simulations pour le tilt Z_2 . a) Source blanche sur *HiCIBaS* (Crop de 90 pixels \times 90 pixels). b) Source monochromatique simulée

de la cellule mécanique qui contient la pyramide et la dernière lentille pouvait expliquer l'entièreté du décentrement. Une cellule vissée dans la monture C (*C-mount*) de la caméra aurait probablement été moins sensible à ce problème.

Les franges d'interférences décrites plus tôt sont aussi non présentes sur cette image des sous-pupilles réimagées, ce qui peut être expliqué facilement par la nature non cohérente de la source utilisée (la bande spectrale du système étant très large). Finalement, le grandissement du système n'est pas exactement ce qui peut être calculé en simulation, mais la différence qui existe entre les deux peut être expliquée par les incertitudes de la méthode : l'utilisation d'un second télescope comme source de lumière ajoute beaucoup d'incertitude à un système aussi précis que l'analyseur de front d'onde.

La figure 3.23 répète un des critères de comparaison qui a été utilisé à la section 2.4 pour

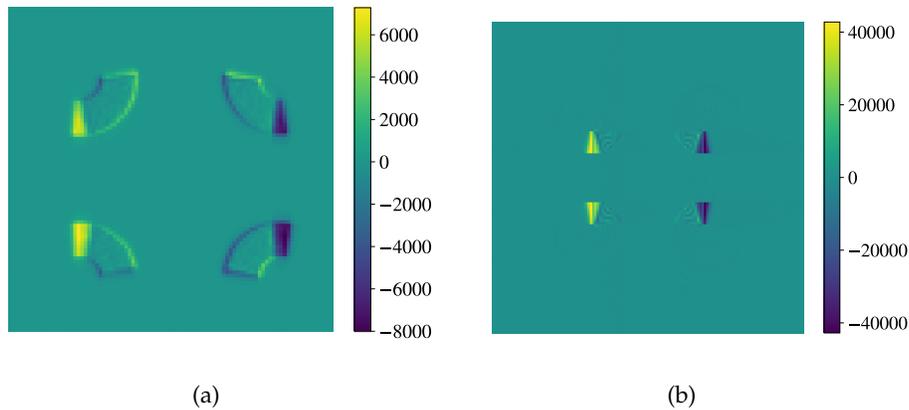


FIGURE 3.24 – Comparaison du signal utilisé pour la reconstruction sur HiCIBaS et en simulations. a) Source blanche sur *HiCIBaS*. b) Source monochromatique simulée

la linéarité des systèmes. En utilisant une source blanche et le miroir piézo-électrique afin d’envoyer des erreurs connues dans le système, nous avons pu refaire le test avec le matériel à bord d’*HiCIBaS*. Nous pouvons remarquer subjectivement que les signaux dans les deux axes sont conformes avec ce qu’il est possible de calculer avec le modèle utilisé pour les simulations. De plus, nous pouvons reconfirmer l’effet de lissage des courbes de linéarité pour les bandes spectrales plus larges avec la courbe prise sur *HiCIBaS*. Même si elles sont similaires au niveau de la linéarité, il est possible de se rendre compte qu’il y a un décentrement clair des courbes prises sur *HiCIBaS*. Ceci ne semble pas être un problème en condition d’opération. Il faudrait tout de même une analyse plus poussée des performances en boucle fermées pour s’en assurer et en identifier la cause.

La figure 3.24 montre la nature du signal utilisé pour la reconstruction du front d’onde. Ceci illustre un problème avec l’analyseur : la reconstruction du tip/tilt est concentré sur les transitions des sous-pupilles. Ainsi, c’est leur forme qui s’en trouve modifiée, et c’est ce que la matrice qui est calculée pour l’analyse du front d’onde est en mesure de mesurer. Il serait probablement bénéfique pour l’analyse d’utiliser une métrique différente pour la reconstruction qui permettrait d’utiliser un signal plus complet.

Correction en boucle fermée

Lors du vol, l’analyseur a deux rôles importants : le calcul du front d’onde en temps réel pour les aberrations Z_2 et Z_3 ainsi l’enregistrement des images pour en faire l’analyse en post-traitement. Cette analyse serait utilisée pour déterminer les caractéristiques de la lumière d’étoile lorsqu’elle ne passe que dans la haute atmosphère. Pour le premier objectif, nous avons utilisé le deuxième télescope afin d’exposer le système *HiCIBaS* au complet à des conditions similaires à ce qu’il serait possible d’observer une fois dans le vol. Des analyses sur des données d’IMU (*inertial measurement unit*) ont montré qu’une gondole comme celle

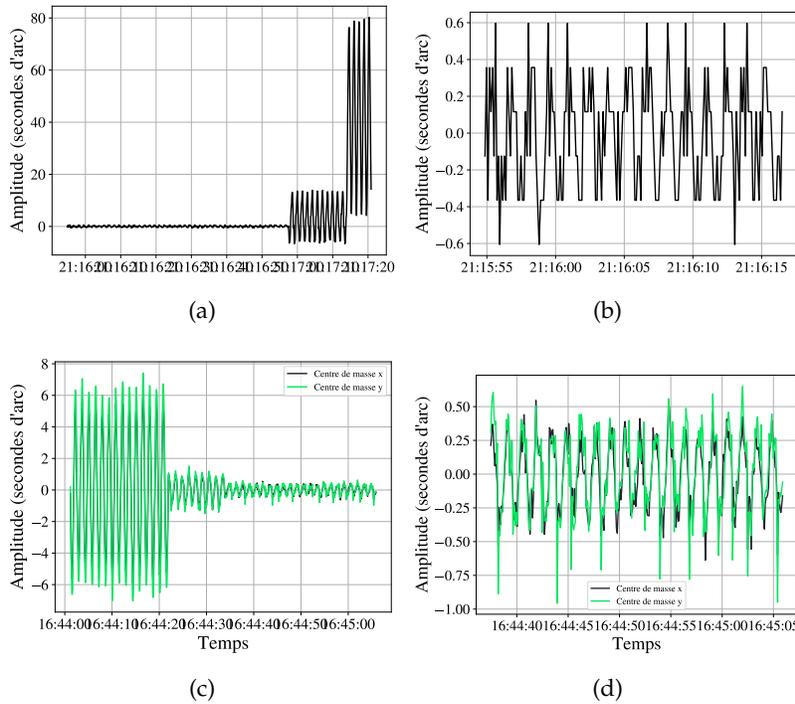


FIGURE 3.25 – Résultat de boucle fermée pour le système de contrôle total. La plus petite correction correspond toujours au système de contrôle complet, la moyenne au système grossier uniquement, et la plus grande amplitude au déplacement du point focal sans correction. a) Exemple 1 : Vue d’ensemble. b) Exemple 1 : Zoom sur la performance de l’analyseur. c) Exemple 2 : Vue d’ensemble. d) Exemple 2 : Zoom sur la performance de l’analyseur

qui abriterait *HiCIBaS* oscille d’approximativement 0.02° à une fréquence autour de 1.5 Hz.

La figure 3.25 montre le calcul du centroïde d’un point focal sur une caméra de science ajoutée au système pour ce test. Les unités réfèrent aux angles d’entrée de la turbulence dans le système (pupille du télescope). Les deux exemples montrent la réponse du système de pointage fin à des turbulences d’amplitudes différentes : 70 secondes d’arc pour le premier, et 14 pour le deuxième. La vue rapprochée de la correction du système de pointage fin nous montre que la statistique des deux corrections est très semblable, nous obtenons un déplacement du plan focal inférieur à 0.3as RMS . Le résultat de la boucle fermée des beaucoup moins bons qu’escomptés, mais des simulations d’un système de contrôle intégral idéal sans délai ne permet pas d’obtenir de bien meilleures performances considérant l’amplitude et le spectre du signal sortant du système de pointage grossier.

Afin d’obtenir des performances de pointage sous le $0.3''\text{RMS}$ il faudrait développer un système de contrôle à deux niveaux qui puisse piloter les deux étages du système afin d’utiliser l’information plus efficacement. Une meilleure cohésion entre la correction qui peut être faite avec la monture et l’analyseur de front d’onde nous permettrait au moins de retirer la ma-

jeune partie des erreurs de pointages associée à la gondole. Hors, comme la figure 3.25 nous le montre, le système semble limité à 0.3" peu importe l'amplitude de l'erreur en entrée. Il serait donc nécessaire de travailler sur un contrôleur plus sophistiqué qui permettrait de réduire l'erreur d'un ou deux ordres de grandeur.

Conclusion

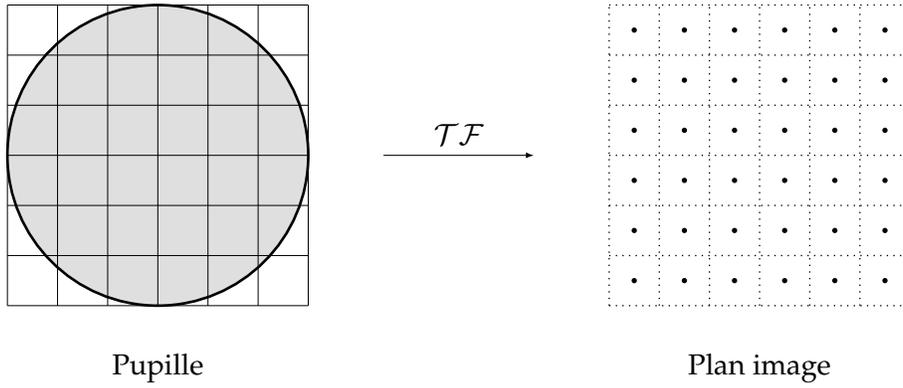
Lors de ce mémoire, il a été montré que l'utilisation de modulation spatiale contrôlée est un outil intéressant peu exploité pour la reconstruction de front d'onde. Le terme modulation spatiale réfère à l'intégration dans des systèmes d'analyse de front d'onde pyramidal qui utilisent une forme de modulation temporelle à l'aide de pièces mobiles afin de répondre à plusieurs problèmes : la qualité des prismes ou la modification de la plage linéaire de l'analyseur par exemple. Le chapitre 2 nous a permis de réaliser que les mêmes objectifs peuvent être répondus d'une certaine manière en induisant la modulation à l'aide d'une pièce optique statique. Bien que ce genre de modulation a déjà été décrite ([21]), ce mémoire présente le premier exemple utilisant une aberration contrôlée et connue pour réaliser la modulation.

Avec des résultats encourageants lors de l'analyse des performances et la comparaison de celles-ci avec d'autres analyseurs déjà reconnus lors de la section 3.2.4, nous avons procédé à l'intégration de ce système à l'intérieur de deux systèmes astronomiques différents. Les conclusions des systèmes décrits au chapitre 3 nous indiquent que l'analyseur performe conforme aux simulations et pourrait être intégré comme analyseur de front d'onde d'ordres inférieurs pour un système d'optique adaptative plus complexe.

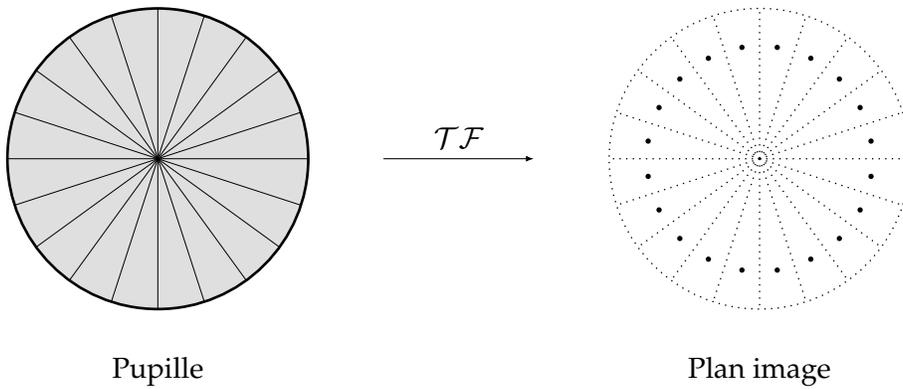
Effet de l'axicon

Le cas particulier que nous avons étudié plus en détail durant le mémoire est l'utilisation de l'axicon (fonction r) afin de modifier des analyseurs de front d'onde pyramidaux. Le majeur problème avec ceci est que l'effet net est de "saturer" l'analyseur de front d'onde pyramidal, et le signal se retrouve à être uniquement la modification de la forme des sous-pupilles (un bon exemple est la figure 2.13 qui montre le mouvement des sous-pupilles selon différents désalignements du système pyramidal).

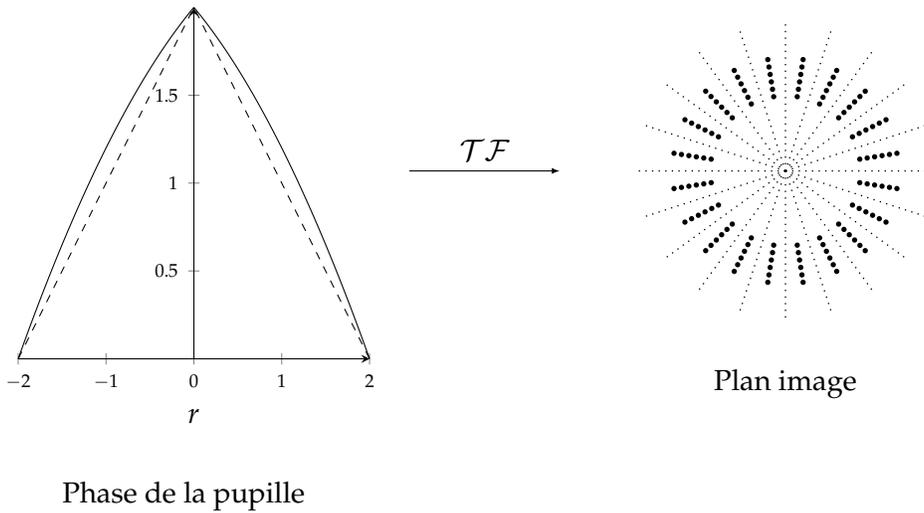
La figure 2.11 nous montre l'effet qu'ont des aberrations de bas ordres sur la forme de l'anneau formé par l'axicon placé sur la pupille du système. On peut se poser la question si l'utilisation d'une pyramide devient nécessaire, ou si l'information est déjà présente dans la forme de cet anneau pour la reconstruction du front d'onde.



(a) Matrice de micro lentilles



(b) Pyramide à n -côtés



(c) Pièce optique sur-mesure

FIGURE 3.26 – Différente façon de séparer la pupille et leur transformée de Fourier (espace image)

La figure 3.26 montre différentes méthodes qui peuvent être utilisées pour séparer la pupille du système en sous-images de l'étoile. Le cas de la matrice de micro lentilles comme nous avons vu permet d'obtenir l'analyseur de Shack-Hartmann qui est basé sur le déplacement de ces sous-images. Le cas de la pyramide à n -côtés, qui sépare la pupille de façon radiale. Le cas où $n \rightarrow \infty$, nous retrouvons l'axicon que nous avons étudié durant le mémoire. Il serait ainsi possible de faire un rapprochement entre l'analyseur de Shack-Hartmann et l'anneau produit par un axicon. En ajoutant une puissance à cet axicon pour ajouter un peu de defocus sur les faces de l'axicon, nous pouvons séparer l'anneau en une surface un peu plus grande.

Nous nous retrouvons donc avec une version continue de l'analyseur de Shack-Hartmann qui sépare la pupille de façon polaire autour de l'axe optique.

Travaux futurs

Bien que la modification d'un analyseur pyramidal à l'aide d'une pièce optique simple permet d'imiter l'action de la modulation temporelle, le prisme pyramidal n'est probablement pas nécessaire. En effet, la modulation spatiale elle-même semble suffisante pour faire l'analyse de front d'onde. Il serait donc intéressant de faire une analyse poussée des performances d'un tel système.

Les conclusions du chapitre 2 sont que les sources monochromatiques semblaient mieux fonctionner dans un système pyramidal à modulation spatiale. L'hypothèse est que les franges d'interférences aident la reconstruction en offrant une structure qui augmente le nombre de transitions dans le plan du détecteur. C'est le mouvement de ces transitions qui construit le signal enregistré dans la matrice de reconstruction. Il serait donc intéressant d'exploiter ce concept afin d'aider à la reconstruction. Une analyse plus poussée de la forme des sous-pupilles dans le cas où l'analyseur pyramidal est saturé par une grande aberration serait aussi un pas dans la bonne direction.

Finalement, les objectifs qui ont été fixés au début du projet ont été répondus, en plus d'ouvrir une nouvelle façon de traiter l'analyse de front d'onde en utilisant une aberration de beaucoup plus grande amplitude que le signal afin d'en faire la reconstruction.

Annexe A

Aberrations de bas ordre

Cette annexe ne fera que rassembler les aberrations d'ordres polynomiaux inférieurs à 4 (ordre de l'indice n). Nous en profiterons aussi pour décrire leur comportement ainsi que leur expression mathématique en polaire et en cartésien.

Piston

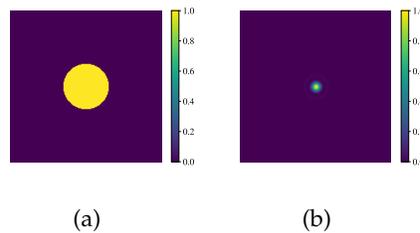


FIGURE A.1 – Aberration Piston, Z_1 , amplitudes normalisées. a) Erreur de front d'onde. b) PSF de l'image

Le piston correspond à la seule aberration d'ordre 0. En n'appliquant pas d'erreur de phase sur la pupille, il est possible de voir à la figure A.1 que la PSF n'est pas perturbée par cette aberration. Selon l'équation 1.56 et 1.57 :

$$Z_1(r, \phi) = Z_0^0(r, \phi) = \sqrt{\frac{n+1}{\pi}} a_1 \quad (\text{A.1})$$

où a_1 correspond à l'amplitude de l'aberration.

Les aberrations d'ordres 1

Les deux aberrations d'ordres 1 ont un effet identique qui a déjà été montré à la figure 1.7. En effet, on peut voir cette différence de phase comme une inclinaison du champ électrique par rapport à l'axe optique. L'effet de cette aberration est un simple déplacement de la PSF

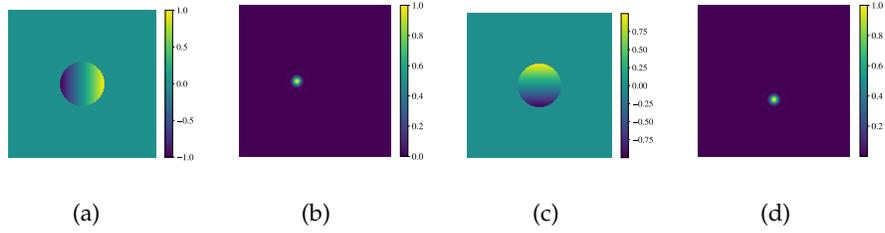


FIGURE A.2 – Tilt, Z_2 et Z_3 , amplitudes normalisées. a) Erreur de front d’onde Z_2 . b)PSF de l’image Z_2 . c)Erreur de front d’onde Z_3 . d)PSF de l’image Z_3 .

sur le plan image, sans vraiment déformer celle-ci. Selon l’équation 1.56 et 1.57 :

$$Z_2(r, \phi) = Z_1^1(r, \phi) = a_2 \sqrt{\frac{2(n+1)}{\pi}} r \cos(\phi) = a_2 \sqrt{\frac{2(n+1)}{\pi}} x \quad (\text{A.2})$$

$$Z_3(r, \phi) = Z_1^{-1}(r, \phi) = a_3 \sqrt{\frac{2(n+1)}{\pi}} r \sin(\phi) = a_3 \sqrt{\frac{2(n+1)}{\pi}} y \quad (\text{A.3})$$

$$(\text{A.4})$$

Les aberrations d’ordre 2

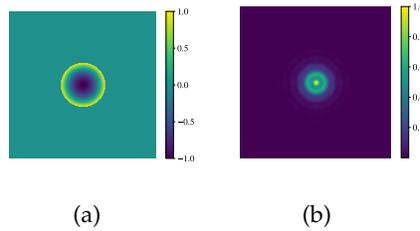


FIGURE A.3 – Defocus, Z_4 . a) Erreur de front d’onde. b) PSF de l’image

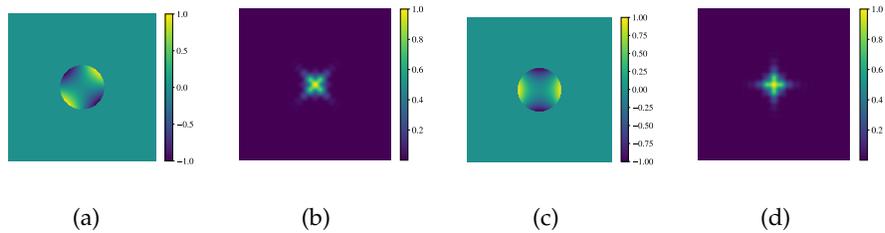


FIGURE A.4 – Astigmatisme, Z_5 et Z_6 . a) Erreur de front d’onde Z_5 . b) PSF de l’image Z_5 . c) Erreur de front d’onde Z_6 . d) PSF de l’image Z_6

Les aberrations d’ordres 2 ont un point en commun dans le sens qu’ils jouent d’une façon ou d’une autre sur la position du foyer sur l’axe optique. L’effet de Z_4 est uniforme sur toute la

pupille, tandis que l'effet de Z_5 et Z_6 est d'ajouter une différence de foyer dans un axe donné.

$$Z_4 = Z_2^0 = a_4 \sqrt{\frac{n+1}{\pi}} (2r^2 - 1) = a_4 \sqrt{\frac{n+1}{\pi}} (2(x^2 + y^2) - 1) \quad (\text{A.5})$$

$$Z_5 = Z_2^{-2} = a_5 \sqrt{\frac{2(n+1)}{\pi}} r^2 \sin(\phi) = a_5 \sqrt{\frac{n+1}{\pi}} (2xy) \quad (\text{A.6})$$

$$Z_6 = Z_2^2 = a_6 \sqrt{\frac{2(n+1)}{\pi}} r^2 \cos(\phi) = a_6 \sqrt{\frac{n+1}{\pi}} (x^2 - y^2) \quad (\text{A.7})$$

Aberration de troisième ordre

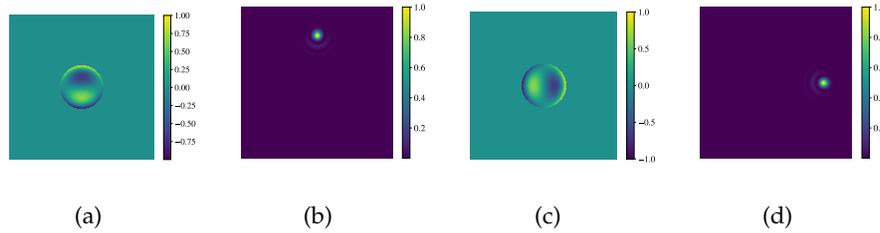


FIGURE A.5 – Coma , Z_7 et Z_8 . a) Erreur de front d'onde Z_7 . b) PSF de l'image Z_7 . c) Erreur de front d'onde Z_8 . d) PSF de l'image Z_8 .

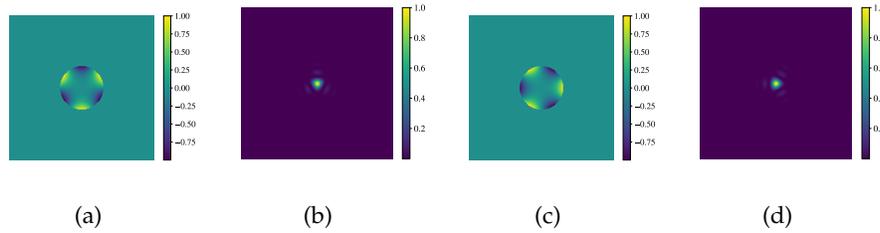


FIGURE A.6 – Trefoil, Z_9 et Z_{10} . a) Erreur de front d'onde Z_9 . b) PSF de l'image Z_9 . c) Erreur de front d'onde Z_{10} . d) PSF de l'image Z_{10} .

Aberration sphérique

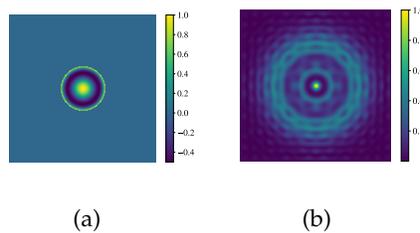


FIGURE A.7 – Aberration sphérique, Z_{11} . a) Erreur de front d'onde. b) PSF de l'image.

Annexe B

Simulations des différents analyseurs

B.1 Analyseur de Zernike

Résolution spatiale de la simulation	1025x1025
Longueur d'onde	561nm
Diamètre du saut de phase	$1.22\lambda/D$
Obscurations de la pupille	0.32% du diamètre
Résolution spatiale du CCD	16x16
Intégration CCD	1/1000 s
Gain CCD	100

Tableau B.1 – Configuration de la simulation pour l'analyseur de Zernike

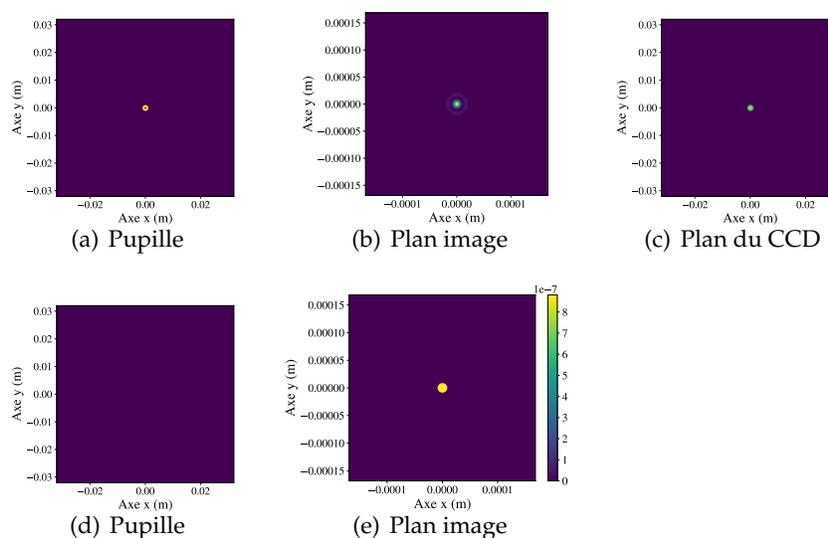


FIGURE B.1 – Exemple de simulation pour l'analyseur de Zernike. En haut l'irradiance du champ électrique, en bas la phase.

B.2 Analyseur de Shack-Hartmann

Résolution spatiale de la simulation	448x448
Longueur d'onde	561nm
Obscurations de la pupille	0.32% du diamètre
Nombre de micro lentilles	14x14
Résolution spatiale du CCD	56x56
Intégration CCD	1/1000 s
Gain CCD	25

Tableau B.2 – Configuration de la simulation pour l'analyseur de Shack-Hartmann

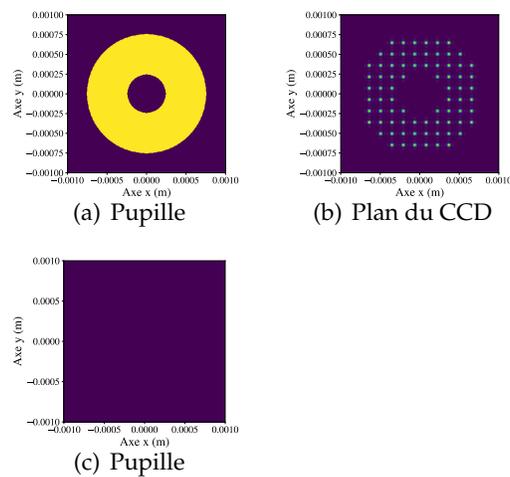


FIGURE B.2 – Exemple de simulation pour l'analyseur de Shack-Hartmann. En haut l'irradiance du champ électrique, en bas la phase.

B.3 Analyseurs pyramidaux

Résolution spatiale de la simulation	1025x1025
Longueur d'onde	561nm
Angle de la pyramide	4.3°
Obscurations de la pupille	0.32% du diamètre
Résolution spatiale du CCD	64x64
Intégration CCD	1/1000 s
Gain CCD	100

Tableau B.3 – Configuration de la simulation pour les analyseurs pyramidaux

B.3.1 Sans modulation

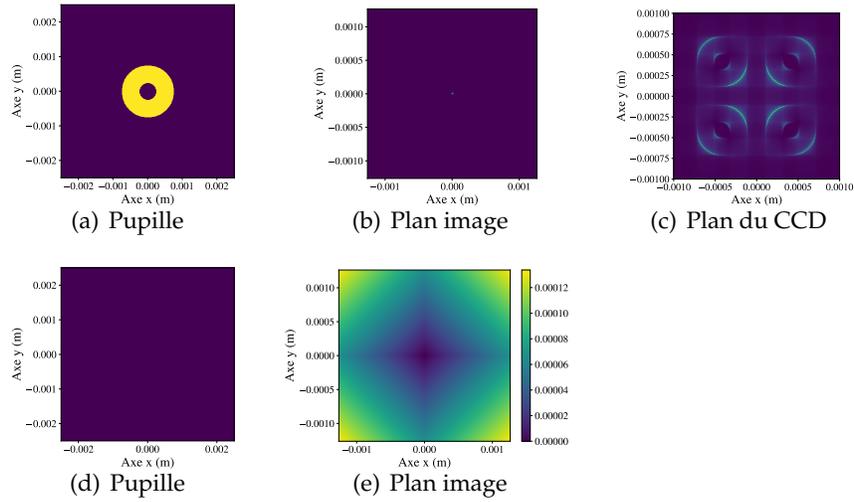


FIGURE B.3 – Exemple de simulation pour l’analyseur pyramidal sans modulation. En haut l’irradiance du champ électrique, en bas la phase.

B.3.2 Avec modulation spatiale provenant d’un axicon

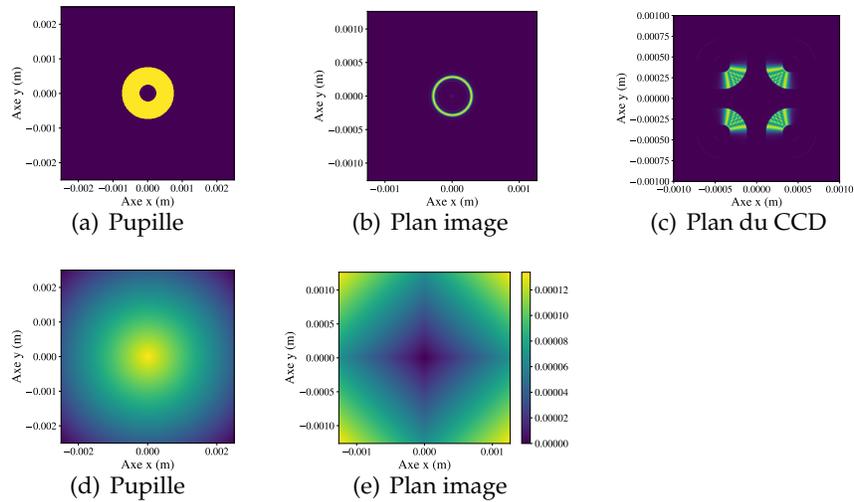


FIGURE B.4 – Exemple de simulation pour l’analyseur pyramidal sans modulation. En haut l’irradiance du champ électrique, en bas la phase.

B.3.3 Avec modulation temporelle provenant d'un miroir mobile

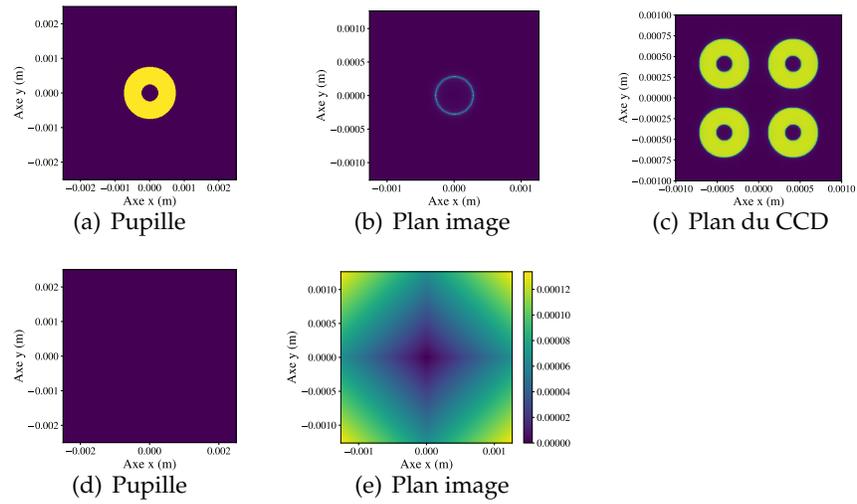


FIGURE B.5 – Exemple de simulation pour l'analyseur pyramidal sans modulation. En haut l'irradiance du champ électrique, en bas la phase.

Bibliographie

- [1] ALDA, Javier, Glenn D. Boreman. « Zernike-based matrix model of deformable mirrors : optimization of aperture size ». *Appl. Opt.*, 32(13) :2431–2438, May 1993.
- [2] ALLOIN, D. M.. *Adaptive optics for astronomy*. Kluwer Academic Publishers, Dordrecht Boston, 1994.
- [3] ANTICHI, Jacopo, Matteo Munari et al.. « Modeling the pyramidal sensor by a ZE-MAXTM user defined surface. ». 2015.
- [4] M. S. BESSELL. « UBVRI photometry II : the Cousins VRI system, its temperature and absolute flux calibration, and relevance for two-dimensional photometry. ». *Publications of the Astronomical Society of the Pacific*, 91(543) :589, 1979.
- [5] BROUSSEAU, Denis, Guillaume Allain et al.. « An achromatic low-order wavefront sensor ». Enrico Marchetti and Laird M. Close and Jean-Pierre Véran, , *Adaptive Optics Systems V*. SPIE, jul 2016.
- [6] Celestron engineering team. « EDGEHD : a flexible imaging platform at an affordable price ». , Celestron, 04 2013.
- [7] CHANG, David K. . *Field & Wave Electromagnetics*. Pearson, 2004.
- [8] William DESCHÊNE. « Bonnette de test d’optique adaptative pour l’Observatoire du Mont Mégantic ». Mémoire de maîtrise, Université Laval, 2016.
- [9] Joint Committee for Guides in Metrology. « JCGM 100 : Evaluation of Measurement Data - Guide to the Expression of Uncertainty in Measurement ». , JCGM, 2008.
- [10] Leon FOUCAULT. « Mémoire sur la construction des télescopes en verre argenté ». *Annales de l’Observatoire imperial de Paris, Mémoires* :197–237, 1859.
- [11] FRIED, David L.. « Statistics of a Geometric Representation of Wavefront Distortion ». *J. Opt. Soc. Am.*, 55(11) :1427–1435, Nov 1965.
- [12] GOODMAN, Joseph W.. *Introduction To Fourier Optics*. McGraw-Hill Science / Engineering / Math, 1996.

- [13] JOHNSON, Jess A. , Renate Kupke et al.. « Pyramid wavefront sensing : theory and component technology development at LAO ». *Advances in Adaptive Optics II*. SPIE, jun 2006.
- [14] LAVIGNE, Jean-François, N. Rowlands et al.. « Canadian contributions studies for the WFIRST instruments ». Howard A. MacEwen and Giovanni G. Fazio and Makenzie Lystrup and Natalie Batalha and Nicholas Siegler and Edward C. Tong, , *Space Telescopes and Instrumentation 2016 : Optical, Infrared, and Millimeter Wave*. SPIE, jul 2016.
- [15] LINFOOT, E. H.. « A Contribution to the Theory of the Foucault Test ». *Proceedings of the Royal Society A : Mathematical, Physical and Engineering Sciences*, 186(1004) :72–99, jun 1946.
- [16] LYOT, Bernard. « étude de la couronne solaire en dehors des éclipses ». *Zeitschrift für Astrophysik*, 5 :73–95, 1932.
- [17] MAHAJAN, Virendra. *Fundamentals of geometrical optics*. SPIE, Bellingham, Washington, 2014.
- [18] MARTIN, Olivier, Jean-Pierre Véran et al.. « Pyramidal Wavefront Sensor Demonstrator at INO ». Enrico Marchetti and Laird M. Close and Jean-Pierre Véran, , *Adaptive Optics Systems IV*. SPIE, aug 2014.
- [19] NOLL, Robert J.. « Zernike polynomials and atmospheric turbulence* ». *J. Opt. Soc. Am.*, 66(3) :207–211, Mar 1976.
- [20] RAGAZZONI, Roberto . « Pupil plane wavefront sensing with an oscillating prism ». *Journal of Modern Optics*, 43(2) :289–293, feb 1996.
- [21] RAGAZZONI, Roberto, Emiliano Diolaiti, Elise Vernet. « A pyramid wavefront sensor with no dynamic modulation ». *Optics Communications*, 208(1-3) :51–60, jul 2002.
- [22] RICCARDI, Armando, N. Bindi et al.. « Laboratory characterization of a Foucault-like wavefront sensor for adaptive optics ». Domenico Bonaccini and Robert K. Tyson, , *Adaptive Optical System Technologies*. SPIE, sep 1998.
- [23] SALEH, Bahaa E. A., Malvin Carl Teich. *Fundamentals of Photonics (Wiley Series in Pure and Applied Optics)*. John Wiley & Sons, 1991.
- [24] SHI, Fang, Kunjithapatham Balasubramanian et al.. « Low-order wavefront sensing and control for WFIRST-AFTA coronagraph ». *Journal of Astronomical Telescopes, Instruments, and Systems*, 2 :2 – 2 – 19, 2016.
- [25] SLOANE, N.J.A.. « Séquence A176988 sur The On-Line Encyclopedia of Integer Sequences ». publié électroniquement à l'adresse <http://oeis.org/A176988>.
- [26] SMITH, Warren. *Modern optical engineering : the design of optical systems*. McGraw-Hill Professional, London, 2008.

- [27] SNIK, Franz, Gilles Otten et al.. « The vector-APP : a broadband apodizing phase plate that yields complementary PSFs ». Ramón Navarro and Colin R. Cunningham and Eric Prieto, , *Modern Technologies in Space- and Ground-based Telescopes and Instrumentation II*. SPIE, sep 2012.
- [28] VAN KOOTEN, Maaïke, Jean Pierre Veran, Colin Bradley. « Alternative pyramid wavefront sensors ». *Journal of Astronomical Telescopes, Instruments, and Systems*, 3 :3 – 3 – 6, 2017.
- [29] VÉRINAUD, Christophe . « On the nature of the measurements provided by a pyramid wave-front sensor ». *Optics Communications*, 233(1-3) :27–38, mar 2004.
- [30] VOELZ, David G. . *Computational Fourier Optics : A MATLAB Tutorial (SPIE Tutorial Texts Vol. TT89)*. SPIE Press, 2011.
- [31] WANG, Xu , J. Kent Wallace et al.. « Zernike wavefront sensor modeling development for LOWFS on WFIRST-AFTA », 2015.
- [32] Eric W. WEISSTEIN. « Hankel Transform. From MathWorld—A Wolfram Web Resource ». Last visited on 31/10/2018.
- [33] WENGER, M., F. Ochsenbein, et al.. « The SIMBAD astronomical database. The CDS reference database for astronomical objects ». *Astronomy and Astrophysics, Supplement*, 143 :9–22, 2000.