



HAL
open science

Conception conjointe combinaison optique / traitement : Une nouvelle approche de la conception optique de haut niveau

Alice Fontbonne

► To cite this version:

Alice Fontbonne. Conception conjointe combinaison optique / traitement : Une nouvelle approche de la conception optique de haut niveau. Optique [physics.optics]. Université Paris-Saclay, 2021. Français. NNT : 2021UPAST104 . tel-03485432

HAL Id: tel-03485432

<https://pastel.hal.science/tel-03485432>

Submitted on 17 Dec 2021

HAL is a multi-disciplinary open access archive for the deposit and dissemination of scientific research documents, whether they are published or not. The documents may come from teaching and research institutions in France or abroad, or from public or private research centers.

L'archive ouverte pluridisciplinaire **HAL**, est destinée au dépôt et à la diffusion de documents scientifiques de niveau recherche, publiés ou non, émanant des établissements d'enseignement et de recherche français ou étrangers, des laboratoires publics ou privés.

Conception conjointe combinaison optique / traitement - Une nouvelle approche de la conception optique de haut niveau

*Joint design of optical systems and image processing – A new approach
to high level optical design*

Thèse de doctorat de l'université Paris-Saclay

École doctorale n° 575, electrical, optical, bio: physics and engineering (EOBE)
Spécialité de doctorat : Sciences de l'information et de la communication
Graduate School : Sciences de l'ingénierie et des systèmes. Référent : Institut d'Optique

Thèse préparée dans l'unité de recherche **Laboratoire Charles Fabry (Université Paris-Saclay, Institut d'Optique Graduate School, CNRS)**,
sous la direction de **François GOUDAIL**, professeur,
et le co-encadrement d'**Hervé SAUER**, maître de conférences.

Thèse soutenue à Palaiseau, le 01 décembre 2021, par

Alice FONTBONNE

Composition du Jury

Anne SENTENAC Professeure, Institut Fresnel	Présidente
Éric THIÉBAUT Astronome adjoint, Centre de recherche Astrophysique de Lyon	Rapporteur & Examineur
Simon THIBAUT Professeur, Université Laval	Rapporteur & Examineur
Pauline TROUVÉ-PELOUX Ingénieure de recherche, ONERA	Examinatrice
François GOUDAIL Professeur, Institut d'Optique Graduate School	Directeur de thèse

Remerciements

Les remerciements sont les tous premiers mots lus dans une thèse, un peu, il me semble, comme la préface personnelle d'un document qui sera ensuite beaucoup plus scientifique. Une page, somme toute, où profiter de l'espace vide pour remercier toutes les personnes qui ont été présentes durant cette étape importante qu'est la thèse. Il s'agit d'une longue liste de personnes, et, à vrai dire, je crains vraiment d'oublier quelqu'un... j'espère que ce ne sera pas le cas (et que vous me pardonnerez dans le cas contraire).

Pour ouvrir le bal, je remercie Anne Sentenac d'avoir accepté si gentiment et rapidement de présider mon jury de thèse. Vous aviez présidé le jury de Rafael Falcón, doctorant dont j'ai poursuivi une partie des travaux, et je suis donc honorée que vous ayez souhaité suivre les miens également. Merci Éric Thiébaud pour avoir rapporté ma thèse ; j'ai lu vos travaux (une partie du moins, car votre champ de recherche est plutôt large) avec grand intérêt et je suis honorée d'avoir pu vous présenter à mon tour ceux de ce manuscrit, à vous qui avez également rapporté les travaux de Marie-Anne Burcklen. Simon Thibault, je vous suis extrêmement reconnaissante d'avoir accepté de rapporter ma thèse. Depuis maintenant six ans que j'ai commencé mon cursus en optique, exposer mes travaux de co-conception à quelqu'un possédant votre expertise en optique m'a paru une nécessité. Pauline Trouvé-Peloux, avoir acceptée d'être examinatrice pour mon jury de thèse n'est pas la seule chose dont je dois te remercier. Tes travaux doivent être parmi les premiers que j'ai lus, et qui m'ont conforté dans mon idée de faire de la co-conception. J'ai vraiment apprécié tes cours en tant qu'élève, et je te remercie d'avoir accepté que j'encadre à tes côtés certains TD de co-conception pendant ma thèse. Merci également de m'avoir toujours répondu, conseillé ou soutenu dès que je t'envoyais un mail ! Enfin, pour terminer cette section dédiée au jury de thèse, merci Arnaud Bêche d'avoir guidé ma thèse sur un terrain plus « industriel ». Merci Dominique Grossetete et Jean-Christophe Guiberteau pour vos commentaires et questions toujours pertinents lors de nos réunions. Je remercie également Philippe Adam et Sylvie Paolacci-Riera pour leur suivi à la DGA.

Je voudrais également remercier Patrick Georges pour m'avoir accueilli au Laboratoire Charles Fabry. Merci à Thierry Avignon et Cédric Lejeune, de l'IOGS, d'avoir continué à me conseiller et aider après ma sortie de l'école. Merci à l'Université Paris-Saclay et à l'école doctorale EOBE pour ma demi-bourse de thèse, en particulier à Philippe Ben-Abdalla et Jean-Christophe Ginefri pour le suivi. Au même titre, je me dois de remercier l'Agence Innovation Défense de la DGA pour l'autre moitié de ma bourse de thèse. Avoir pu profiter de toutes ces infrastructures et de l'aide des personnes qui y travaillent a été vraiment

formidable. En particulier, je n'aurais pas pu réaliser les expérimentations de ma thèse sans l'aide de l'atelier mécanique et de l'atelier d'optique du LCF (merci à Jean-René Rullier et Sophie Coumar) et d'Anne-Lise Coutrot. Cette thèse aurait perdu beaucoup sans ton aide, Anne-Lise. Sur un plan moins « matériel », merci beaucoup, Loïc Denis, de m'avoir consacré du temps et permis d'utiliser le code que vous avez développé avec ton équipe au Laboratoire Hubert Curien !

Une thèse ne serait pas grand-chose sans une personne pour penser son sujet, guider ses premiers pas, l'encadrer. J'ai eu la chance d'avoir deux personnes extraordinaires pour ce faire. En premier lieu, François Goudail, merci de m'avoir proposé ce sujet de thèse et de l'avoir dirigée au jour le jour. J'ai beaucoup apprécié ta façon d'encadrer ma thèse, encadrement qui semble s'ajuster à chaque doctorant. J'ai beaucoup apprécié la liberté que j'ai eu de proposer les plannings qui me convenaient, d'explorer les pistes qui m'intriguaient. J'ai beaucoup apprécié nos échanges autour des résultats que j'obtenais, et l'inspiration qu'ils me procuraient à chaque fois qu'il m'arrivait d'en manquer. Même si c'est un peu difficile à quantifier, je pense que tu m'as beaucoup apporté sur le plan scientifique et je te remercie pour cela. Cependant, à l'heure de mettre un point final à ce manuscrit, ce qui me vient surtout à l'esprit, c'est que la thèse, c'est tout de même beaucoup de rédactions (de rapports, d'articles, de manuscrit...) pour le doctorant... et beaucoup de relectures, de modifications, pour les encadrants. Aussi, François, je voulais te remercier profondément pour la patience dont tu as su faire preuve à ce sujet. D'ailleurs, il semblerait que, dans une thèse, la coutume veuille que l'auteur.e de celle-ci écrive une citation au début. Les lecteurs assidus de ces remerciements remarqueront que je ne l'ai pas fait, mais je vais corriger cette erreur de ce pas, car en voici une, qui, j'ai trouvé, convenait parfaitement à la situation : « Hâtez-vous lentement ; et, sans perdre courage, Vingt fois sur le métier remettez votre ouvrage : Polissez-le sans cesse et le repolissez ; Ajoutez quelquefois, et souvent effacez. » a écrit un jour Nicolas Boileau-Despréaux. Ce même monsieur, qui semble-t-il a toujours raison (sur un échantillon statistique de deux citations), a également écrit : « Ce que l'on conçoit bien s'énonce clairement, et les mots pour le dire arrivent aisément. ». A ce sujet, je ne peux que remercier encore une fois François Goudail, qui m'a souvent aidé à mettre les mots sur des points et notions clés, travail vraiment complexe. De la même manière, je souhaite remercier tout aussi profondément Hervé Sauer, dont les relectures assidues et poussées ont toujours été source d'améliorations. Merci pour toute l'aide que tu m'as apportée, des mails détaillés que tu m'envoyais pour répondre à mes questions de la meilleure manière qui soit, du temps que tu as passé pour solidifier d'autant les bases scientifiques des travaux qui sont présentés dans ce manuscrit. Merci pour ton encadrement, merci pour toute ton aide.

Je n'aurais sans doute pas autant apprécié le travail de thèse sans l'environnement que j'ai eu la chance d'avoir. Aussi, je voulais remercier chaleureusement l'ensemble du groupe Imagerie & Information pour votre accueil. Parmi les membres permanents, un grand merci à Caroline Kulcsár et Matthieu Boffety pour nos discussions et aussi pour m'avoir permis d'encadrer des TP à vos côtés. Hors du groupe I², j'ajoute ici un remerciement spécial à Sébastien de Rossi pour la même raison. Au cours des années, les doctorants et post-

doctorants vont et viennent au sein du groupe et j'aimerais remercier tout particulièrement Marie-Anne Burcklen et Rafael Falcón, Stéphane Roussel, Léonard Prengère, et Baptiste Sinquin, Lucas, Amal, Varvara, Benjamin, Théo, Eloi. Surtout, merci Olivier Lévêque pour avoir partagé avec moi ces trois ans de thèse sur le thème de la co-conception ; ça a toujours été sympa, et vraiment agréable de discuter avec toi, d'avoir un binôme.

Enfin, la thèse s'inscrit dans un ensemble plus vaste qu'est la vie, et pour le coup, cela va vraiment être difficile de citer toutes les personnes qui ont contribué à rendre ma vie géniale ces trois dernières années. Sans être exhaustive, je remercie Weikai, Pierre-Alexis, Alexandre, Mike, Samuel et Cyrille pour leur amitié. Merci à toutes les personnes de mes clubs d'Aïkido et de Karaté, aux professeurs, François et Philippe respectivement, et à mes amis Florian, Ahmed, Laurent (et beaucoup d'autres !). Enfin, un grand merci à ma famille. Je ressens chaque jour votre soutien ; merci à mes grands-parents, merci p'tit frère, merci Papa et Maman.

Sur ce, à vous qui avez lu ces pages de remerciements jusqu'au bout, je vous souhaite une bonne lecture ! Merci beaucoup de prendre le temps de lire mes travaux. J'espère que cette lecture vous sera agréable (autant qu'un document scientifique puisse l'être), et que vous trouverez autant d'intérêt aux résultats présentés ici que j'en ai eu à les établir et exprimer !

Table des matières

INTRODUCTION GENERALE	1
CHAPITRE 1 PRINCIPE DE LA CONCEPTION CONJOINTE OPTIQUE/TRAIEMENT D'IMAGES.....	5
1.1 CONCEPTION OPTIQUE CONVENTIONNELLE.....	5
1.1.1 <i>De l'optique géométrique aux aberrations</i>	<i>6</i>
1.1.2 <i>Eléments à optimiser dans un système optique</i>	<i>11</i>
1.1.3 <i>Optimiser une optique</i>	<i>14</i>
1.2 MODELE DE FORMATION D'IMAGES D'UN SYSTEME D'IMAGERIE HYBRIDE.....	18
1.2.1 <i>De la scène au capteur.....</i>	<i>18</i>
1.2.2 <i>Traitement numérique.....</i>	<i>23</i>
1.3 LES PARTICULARITES DE LA CO-CONCEPTION	25
1.3.1 <i>Passer de la conception optique conventionnelle à la co-conception.....</i>	<i>25</i>
1.3.2 <i>L'utilité de la co-conception</i>	<i>26</i>
1.3.3 <i>Les limites de la co-conception aujourd'hui</i>	<i>26</i>
1.4 CONCLUSION	27
CHAPITRE 2 CO-CONCEPTION ET MISE EN ŒUVRE EXPERIMENTALE DE MASQUES DE PHASE BINAIRES POUR L'AUGMENTATION DE LA PROFONDEUR DE CHAMP	29
2.1 PRINCIPE DE CO-CONCEPTION APPLIQUEE A L'AUGMENTATION DE LA PROFONDEUR DE CHAMP : OPTIMISATION DE MASQUE DE PHASE BINAIRES	30
2.1.1 <i>Pourquoi des masques de phase binaires ?.....</i>	<i>30</i>
2.1.2 <i>Méthode d'optimisation spécifique à un masque de phase binaire</i>	<i>31</i>
2.1.3 <i>Choix des masques étudiés</i>	<i>33</i>
2.2 MISE EN ŒUVRE DE L'EXPERIENCE	34
2.2.1 <i>Fabrication des masques de phase.....</i>	<i>34</i>
2.2.2 <i>Présentation du démonstrateur</i>	<i>35</i>
2.3 VALIDATION DES MASQUES DE PHASE A L'AIDE DES FTM	37
2.3.1 <i>Mesures de FTM.....</i>	<i>38</i>
2.3.2 <i>FTM effectives.....</i>	<i>40</i>
2.3.3 <i>Comportement à travers la profondeur de champ sur des images</i>	<i>42</i>
2.4 VALIDATION DES MASQUES DE PHASE SUR DES SCENES REELLES ET ROBUSTESSE	44
2.4.1 <i>Performances sur une scène réelle</i>	<i>44</i>
2.4.2 <i>Robustesse à de l'aberration sphérique.....</i>	<i>47</i>
2.5 MODIFICATION DE LA LONGUEUR D'ONDE D'ECLAIRAGE DE LA SCENE	51
2.5.1 <i>Comportement à travers la profondeur de champ.....</i>	<i>51</i>
2.5.2 <i>Validation expérimentale sur une scène réelle.....</i>	<i>55</i>
2.5.3 <i>Conclusion sur la robustesse à la longueur d'onde d'éclairage.....</i>	<i>57</i>
2.6 CONCLUSION	57

CHAPITRE 3 CO-CONCEPTION DE MASQUES DE PHASE BINAIRES POUR L'AUGMENTATION DE LA PROFONDEUR DE CHAMP DANS LE CAS PANCHROMATIQUE..... 59

3.1 AUGMENTATION DE LA PROFONDEUR DE CHAMP POUR DES CAPTEURS PANCHROMATIQUES	60
3.1.1 Eclairage avec un spectre large.....	60
3.1.2 Aberration défocus en spectre large	61
3.1.3 Masques de phase en monochromatique considérés pour l'étude	61
3.2 PERFORMANCES DES MASQUES DE PHASE « MONOCHROMATIQUES » EN IMAGERIE PANCHROMATIQUE	62
3.2.1 PSF et FTM polychromatiques.....	62
3.2.2 Performances d'augmentation de la PdC en imagerie panchromatique.....	67
3.3 VALIDATION EXPERIMENTALE DE LA ROBUSTESSE DES MASQUES GRAVE A $\lambda 0$ EN ECLAIRAGE A SPECTRE LARGE	71
3.3.1 Description du système optique	71
3.3.2 Spectres d'éclairage utilisés.....	72
3.3.3 Etude de la scène	72
3.4 OPTIMISATION DE MASQUES DE PHASE EN SUPPOSANT UN ECLAIRAGE A SPECTRE LARGE	77
3.4.1 Méthode d'optimisation en panchromatique	77
3.4.2 Performances des masques optimisés en panchromatique.....	78
3.5 CONCLUSION	80

CHAPITRE 4 CO-CONCEPTION DANS UN LOGICIEL DE CONCEPTION OPTIQUE..... 81

4.1 DESCRIPTION DES SYSTEMES CONVENTIONNELS.....	82
4.1.1 Optimisation conventionnelle et métriques de performance.....	82
4.1.2 Le triplet de Cooke, système conventionnel de base	86
4.1.3 Expérience sur un système complexe : optique fish-eye	90
4.1.4 Cas pratique d'une optique de visée.....	92
4.2 CRITERE ALTERNATIF : EGALISATION DES FTM	93
4.2.1 Description du critère d'égalisation des FTM.....	93
4.2.2 Systèmes optiques aux performances homogènes dans le champ.....	95
4.2.3 Homogénéisation globale des performances.....	102
4.2.4 Conclusion sur l'égalisation des FTM.....	104
4.3 IMPLEMENTATION DU CRITERE EQM	105
4.3.1 Description de la méthode d'implémentation.....	105
4.3.2 EQM et filtre de Wiener moyen.....	107
4.4 CONCLUSION	111

CHAPITRE 5 ADAPTATION DU TRAITEMENT A POSTERIORI..... 113

5.1 APPORT THEORIQUE DE LA DECONVOLUTION PAR ZONES	114
5.1.1 Variation des spot-diagrams dans le champ.....	114
5.1.2 Spot-diagrams du triplet de Cooke conventionnel	116
5.1.3 Spot-diagrams des triplets de Cooke co-optimisés.....	117
5.2 EVOLUTION DE LA QUALITE IMAGE MOYENNE AVEC LA DECONVOLUTION PAR ZONES	119
5.2.1 Difficulté de déconvolution intrinsèque et disparité entre les FTM.....	119
5.2.2 Performances moyennes	125
5.2.3 Performances locales	127
5.3 MISE EN ŒUVRE PRATIQUE DE LA DECONVOLUTION PAR ZONES (SIMULATIONS D'IMAGES)	128
5.3.1 Méthode de déconvolution par zones	129
5.3.2 Résultats d'images déconvoluées par zones.....	131
5.4 AU BOUT DE LA DECONVOLUTION PAR ZONES : LA « DECONVOLUTION ADAPTEE »	134
5.4.1 Mise en œuvre pratique : modèle direct.....	134
5.4.2 Reconstruction avec une PSF variant spatialement.....	136
5.5 CONCLUSION	139

CONCLUSION GENERALE ET PERSPECTIVES	141
ANNEXE A ABERRATIONS DE SEIDEL	145
ANNEXE B CONVERSION ENTRE DISTANCE DE DEFOCALISATION OBJET ET PARAMETRE DE DEFOCALISATION	147
B.1 DEMONSTRATEUR D'ETUDE DES MASQUES EN MONOCHROMATIQUE.....	147
B.2 DEMONSTRATEUR D'ETUDE DES MASQUES EN PANCHROMATIQUE	148
ANNEXE C METHODE DE FABRICATION DES MASQUES DE PHASE BINAIRES	151
ANNEXE D METHODOLOGIE EXPERIMENTALE POUR MESURER LES FTM	153
LISTE DES PUBLICATIONS ET COMMUNICATIONS	155
BIBLIOGRAPHIE.....	157

Introduction générale

Aujourd'hui, les systèmes d'imagerie sont partout. Depuis les systèmes présents dans les satellites, qui observent la terre ou les astres, aux appareils photos des téléphones portables, le système optique, principal élément d'un système d'imagerie, est maintenant souvent accompagné de son traitement numérique, que ce soit pour extraire une information scientifique d'une image ou pour la rendre plus appréciable aux yeux d'un large public. Si près des trois quarts de la population mondiale a aujourd'hui en sa possession un système d'imagerie alliant optique et traitement d'images, il n'a pourtant pas fallu attendre la fin du XX^{ème} ou le début XXI^{ème} siècle pour que chaque être humain se promène avec son propre système d'imagerie hybride. Après tout, la plupart d'entre nous avons à notre disposition deux yeux et un cerveau, qui constituent à eux trois parmi les systèmes hybrides optiques/traitement les plus complexes et les plus perfectionnés.

L'œil, en lui-même, est un système d'imagerie complexe, mais loin d'être idéal : le capteur (la rétine) présente une zone morte (la papille) et le système optique, de nombreuses aberrations optiques. Si nous voyons si bien (en moyenne), c'est grâce au traitement appliqué par le cerveau. En plus de retourner l'image dans le bon sens, il réalise des traitements complexes qui permettent d'extraire l'information 3D, ou même de s'habituer en peu de temps à une certaine quantité d'aberrations optiques. Ce système hybride est donc l'exemple type d'un système d'imagerie parfaitement approprié pour son application, utilisant un traitement perfectionné et adapté à une optique dont les performances sont loin d'être optimales lorsqu'elles sont considérées seules.

Pour autant, les systèmes d'imageries hybrides actuels sont loin de suivre ce modèle, car la partie « optique » du système d'imagerie est généralement optimisée pour être « la meilleure possible » (tout en tenant compte, bien sûr, des contraintes en termes de coût et d'encombrement) sans prendre en compte qu'un traitement numérique pourra être appliqué a posteriori. Or, il apparaît plutôt naturel qu'optimiser l'optique en tenant compte du fait qu'un traitement sera appliqué pourrait donner de meilleurs résultats, ou permettrait de relâcher certaines contraintes. Après tout, si, à la meilleure optique pour une application donnée est associé le meilleur traitement numérique, rien ne garantit pour autant que l'ensemble devienne le meilleur système d'imagerie hybride, tout comme le meilleur trajet Caen/Lyon n'est pas forcément le meilleur trajet Caen/Paris puis Paris/Lyon...

Etudier la conception conjointe entre optique et traitement d'images est donc gage d'innovations importantes sur les systèmes d'imagerie incluant des combinaisons optiques de haut niveau. Dans ce cadre, l'objectif de ma thèse est de mettre en œuvre des méthodes de co-conception et de rendre leur utilisation possible par des concepteurs opticiens professionnels. L'objectif est également d'évaluer le gain de performances apporté par la co-conception par rapport à une conception optique plus conventionnelle, et d'en comprendre l'origine et les limites.

Pour permettre cela, je vais introduire dans un premier temps (Chapitre 1) les concepts généraux, aussi bien en optique qu'en traitement du signal, utiles à la compréhension de la conception conjointe optique/traitement d'images. Ces principes vont ensuite être appliqués et étudiés avec précision au Chapitre 2, pour des systèmes hybrides basés sur l'ajout d'un masque de phase et d'une déconvolution, dans le cas d'un éclairage à spectre monochromatique. Il s'agit d'une technique de co-conception permettant d'augmenter efficacement la profondeur de champ d'un système optique conventionnel, et pour laquelle il est nécessaire de vérifier expérimentalement avec précision que les modèles génériques utilisés lors de la phase de co-conception sont valides. En étendant les calculs théoriques et les analyses réalisées au cas d'un éclairage à spectre large, le Chapitre 3 s'intéresse à des scénarios d'utilisation plus réalistes de tels systèmes hybrides. Il démontre la robustesse des masques de phase optimisés de manière générique à des conditions expérimentales plus difficiles et l'intérêt de prendre en compte le spectre d'éclairage dès la phase de co-optimisation.

Les masques de phase sont régulièrement utilisés dans les approches actuelles de co-conception ; or, dans de tels systèmes, un seul élément optique est optimisé, ce qui est loin des possibilités offertes aujourd'hui pour optimiser un système optique. L'intégration de la démarche de co-conception dans les logiciels de conception optique professionnels est donc une étape particulièrement importante pour généraliser l'approche de co-conception à des systèmes d'imagerie complexes. Dans le Chapitre 4, j'étudie trois critères de (co-)conception que j'implémente dans le logiciel de conception optique professionnel CodeV[®] : le premier est un critère conventionnel ne prenant pas en compte le traitement numérique (qui est en l'occurrence un filtre de déconvolution unique) et le second est un critère d'égalisation des FTM suggéré dans (Burcklen, et al., 2018) prenant en compte de manière implicite la déconvolution par un filtre unique. Pour prendre en compte explicitement le traitement numérique, j'ai implémenté un troisième critère, le critère EQM (critère classique de co-conception), pour le rendre utilisable dans CodeV[®] et je compare les résultats obtenus avec ces trois méthodes sur divers systèmes optiques.

Enfin, le Chapitre 5 aborde la question de l'adaptation du traitement numérique à un système optique déjà optimisé, technique souvent utilisée sur des systèmes d'imagerie conventionnels. J'étudie en particulier le cas de la déconvolution par zones, méthode de restauration permettant de prendre en compte de manière explicite les variations spatiales des performances d'un système d'imagerie et d'y adapter le traitement numérique. Je

montre que cette méthode, qui convient particulièrement bien aux systèmes conventionnels, présente également un intérêt remarquable pour les systèmes co-conçus.

Chapitre 1

Principe de la conception conjointe optique/traitement d'images

La conception conjointe est un domaine à l'interface de deux domaines, eux-mêmes extrêmement vastes : la conception de systèmes optiques pour l'imagerie et le traitement numérique des images. Étudier la conception conjointe ne revient pas simplement à étudier l'un, puis l'autre – comme ce qui est fait pour la plupart des systèmes d'imagerie : il s'agit d'étudier l'interaction entre les deux. En co-conception, c'est la chaîne d'imagerie entière qui est considérée, de la conception de l'optique jusqu'à l'image traitée. Cependant, pour la modéliser, il convient de bien comprendre les éléments qui composent cette chaîne, de savoir les modéliser et les évaluer.

Dans ce chapitre, les principaux éléments utiles à la compréhension de la conception conjointe sont présentés, en étudiant le modèle de formation d'une image. Cela passe par la présentation des deux piliers de la co-conception : la conception optique conventionnelle et le traitement d'images.

1.1 Conception optique conventionnelle

Même si le concept de conception conjointe date d'il y a déjà quelques décennies, il reste peu étudié, et surtout, peu utilisé. Cela provient essentiellement du fait que l'optimisation de systèmes d'imagerie complexes ne peut se faire sans l'expertise des concepteurs opticiens. Or, les logiciels de conception optique traditionnels que sont Synopsys® CodeV® (logiciel qui sera utilisé ici) et Zemax® Optics Studio® ne permettent pas, de manière native et simple, de prendre en compte les éventuels traitements appliqués à l'image a posteriori. La conception optique conventionnelle a donc pour « simple » but de déterminer le système optique permettant de rendre l'image sur le capteur (sans traitement) « la meilleure possible ». Cette section introduit les éléments fondamentaux permettant de décrire, optimiser et évaluer un système optique.

1.1.1 De l'optique géométrique aux aberrations

Un système optique est un ensemble d'éléments transparents et/ou réfléchissants, les lentilles et miroirs, caractérisés par leur matériau, leur forme, leur espacement. Ces composants, le plus souvent à symétrie de révolution, sont maintenus mécaniquement en place et permettent la formation de l'image d'une scène. Seuls les systèmes dioptriques (qui, contrairement aux systèmes catoptriques ou catadioptriques, ne comportent que des lentilles) et utilisés dans l'air (sans immersion) seront considérés et étudiés dans ce manuscrit. Les sections suivantes visent donc à définir les éléments principaux permettant de décrire ces systèmes.

1.1.1.1 Focale, ouverture et champ

Il existe plusieurs types de systèmes optiques dioptriques, qui diffèrent suivant le but visé : une longue-vue, fait pour qu'un observateur humain regarde au loin, n'a pas la même conception qu'un microscope utile à l'observation de petits objets proches. Il faut donc distinguer les systèmes faits pour l'observation d'objets lointains (dits à « l'infini » car les objets ponctuels monochromatiques vont donner un front d'onde plan) des systèmes faits pour l'observation d'objets à distance finie. De même, il faut distinguer les systèmes faits pour une observation à l'œil, qui renvoient donc l'image à l'infini, des systèmes faits pour être utilisés avec un capteur, renvoyant une image à distance finie. Ces différentes configurations sont représentées par le biais d'exemples (extraits de la bibliothèque du logiciel de conception optique de CodeV[®]), Figure 1.1.

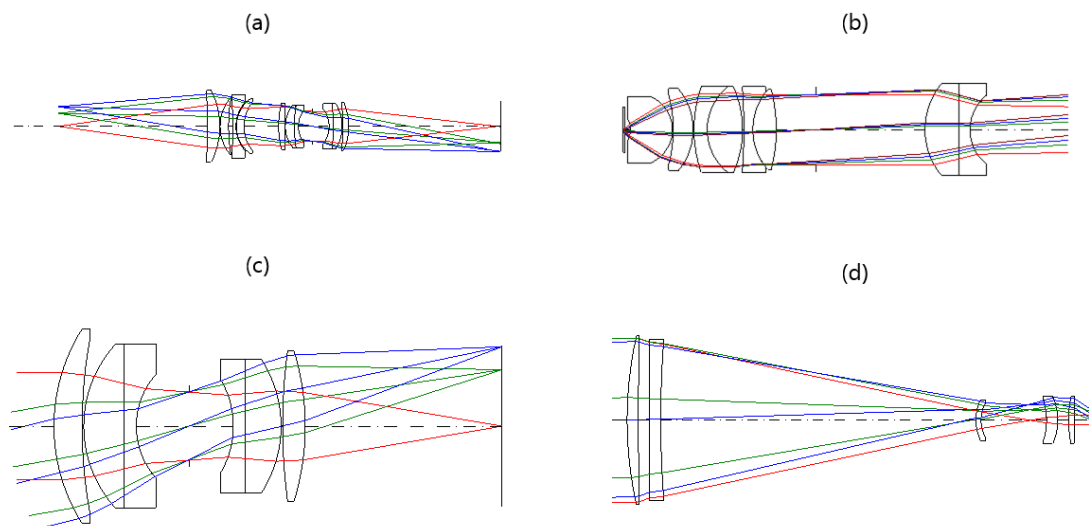


Figure 1.1 Schéma de systèmes optiques présentant différentes configurations (a) système en configuration fini/fini (b) objectif de microscope en configuration fini (foyer)/infini (c) base d'un objectif d'appareil photo en configuration infini/foyer (fini) (d) lunette astronomique en configuration infini/infini, dite « afoCALE ».

Ce sont les systèmes renvoyant une image à distance finie, sur un capteur, qui nous intéresseront dans la suite. En effet, l'image obtenue peut ainsi être traitée a posteriori, ce qui est à l'origine de l'utilité de la conception conjointe optique/traitement d'images.

Considérons un système optique centré dioptrique dans l'air. Même si celui-ci est complexe, il peut être très simplement décrit au premier ordre (cadre paraxial) par quelques paramètres :

- La distance *focale*, le *plan principal objet* et le *plan principal image* permettent de déterminer les plans de convergence de l'ensemble des rayons (paraxiaux) provenant d'objets proches de l'axe optique. Le plan principal image (H') est le plan orthogonal à l'axe optique où chaque rayon incident parallèle à l'axe croise le rayon émergent correspondant (voir Figure 1.2). Tous les rayons émergents s'intersectent au point focal image (F'), ce qui permet par ailleurs de définir la distance focale (paraxiale), distance entre le plan principal image et le plan focal image paraxial. Comme nous considérons des indices optiques égaux (indice de l'air) de part et d'autre du système, cette même distance se retrouve entre le point focal objet paraxial (F) et le plan principal objet (H), plan où chaque rayon incident provenant du point focal objet croise le rayon émergent parallèle à l'axe optique correspondant. Dans le commerce, les objectifs dits « grand angle » ont une petite focale (8 mm à 35 mm environ pour un capteur de 24 × 36 mm) tandis que les téléobjectifs utilisés pour la photographie animalière ont une focale généralement supérieure à 200 mm (pour cette même taille de capteur 24 × 36 mm). Techniquement, ces derniers ont alors un encombrement¹ (distance entre la première surface et le plan image) inférieur à la focale de l'objectif ;
- L'ouverture est le paramètre relié à la taille mécanique du diaphragme d'ouverture (ou *Stop*), à la pupille d'entrée (image du diaphragme d'ouverture à travers le système optique, côté objet) et à la pupille de sortie (image du diaphragme d'ouverture à travers le système optique, côté image). C'est le diamètre de la pupille d'entrée² qui limite le flux entrant dans le système optique. Il n'est pas toujours fixé (via usuellement un iris réglable, notamment pour les appareils photos du commerce), mais seuls des systèmes à ouverture fixe seront considérés dans ce manuscrit.

¹ Cet encombrement se calcule et est noté OAL S1 . . . i sous CodeV®.

² Le diamètre de la pupille d'entrée se calcule et est noté EPD sous CodeV®.

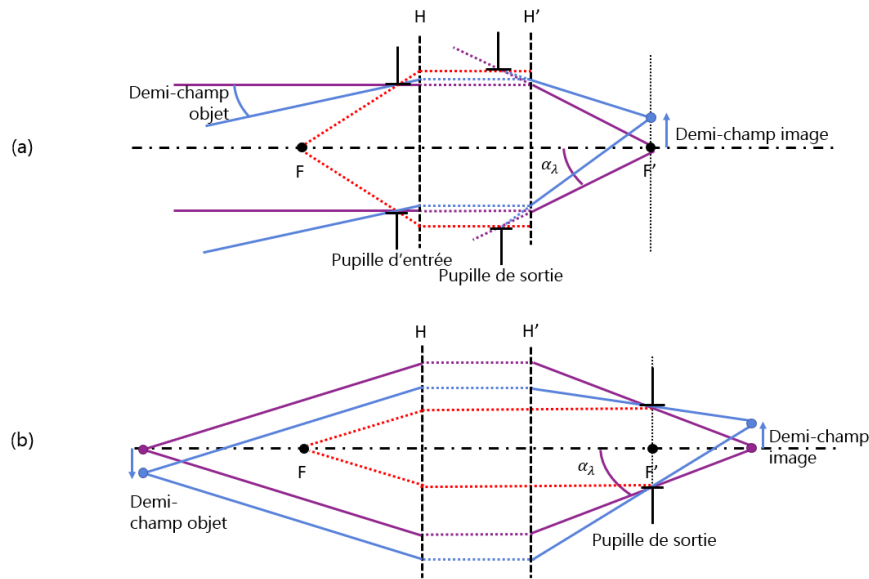


Figure 1.2 Schéma simplifié d'un système optique (a) en configuration infini/foyer (b) en configuration fini/fini (cas particulier d'un système télécentrique objet).

L'*ouverture numérique* image ON est représentative du demi-angle du cône de lumière en sortie du système optique. Avec les notations du schéma Figure 1.2 et en considérant que le dernier milieu de propagation est l'air (d'indice relatif 1) : $ON = \sin \alpha_\lambda$. En optique paraxiale, l'expression se simplifie en $ON = \alpha_\lambda$ (en radians). C'est cette grandeur qui caractérise généralement l'ouverture d'un système optique, bien que se trouve aussi à cette fin le « *nombre d'ouverture* », $F\#$. Dans un cas infini/foyer, comme dans l'exemple présenté Figure 1.2(a), le nombre d'ouverture est donné par

$$F\# = \frac{f_\lambda}{\Phi_{PE}} = \frac{1}{2 ON}, \quad (1.1)$$

où f_λ désigne la focale image du système optique (noté sans prime pour la simplicité des notations, car il ne sera jamais fait référence à la focale objet dans tout le manuscrit) et Φ_{PE} le diamètre de la pupille d'entrée. Cette égalité n'est plus vraie dans un cas fini/fini, où il conviendra de distinguer le nombre d'ouverture obtenu pour la « conjugaison courante » (celle avec laquelle le système optique est effectivement utilisé), égale à $1/(2 ON)$, du nombre d'ouverture obtenu en infini/foyer qui est égale à f_λ/Φ_{PE} . Ce dernier peut même, dans certains cas particuliers, ne pas être défini. Par exemple, un système *télécentrique objet*, comme celui présenté Figure 1.2(b), voit sa pupille d'entrée rejetée à l'infini. Φ_{PE} est alors seulement défini angulairement : quelle que soit la position de l'objet, un même « cône de lumière » entre dans le système optique. Cela permet d'obtenir la propriété intéressante d'une projection orthogonale, c'est-à-dire que la taille apparente des objets ne change pas avec leur distance à la caméra. Un tel système sera utilisé Chapitre 2, tandis que les chapitres suivants s'intéresseront plutôt à des systèmes en infini/foyer où la relation (1.1) sur le nombre d'ouverture est valable.

Plus le « nombre d'ouverture » est grand, plus la pupille d'entrée et l'ouverture numérique sont petits. Bien évidemment, plus la pupille est petite, plus le nombre de photons susceptibles d'être détectés par le capteur durant un temps d'exposition fixé est faible. La

taille du diaphragme et le nombre d'ouverture correspondant varient beaucoup avec l'application visée. Dans le commerce, un objectif de photographie visible possédant un nombre d'ouverture de 2.8, noté « ouvert à $F/2.8$ » est considéré comme ayant une ouverture plutôt grande. Un objectif ouvert à $F/22$ a au contraire une petite ouverture. Pour l'exemple, la Figure 1.3 représente le même système optique avec deux ouvertures différentes. Les rayons passant au centre du diaphragme d'ouverture sont inclinés de la même façon dans le cas (a) et (b). En revanche, les rayons marginaux passant par les bords du diaphragme d'ouverture présentent des angles plus importants par rapport à la surface image quand l'ouverture est plus importante (Figure 1.3(a)). Pour un même champ (ou demi-champ) maximal, les lentilles, qui ont les mêmes rayons de courbure dans le cas (a) et (b), doivent donc être plus grandes quand l'ouverture est grande pour que toute la lumière passe (afin d'éviter le phénomène dit « de vignettage »).

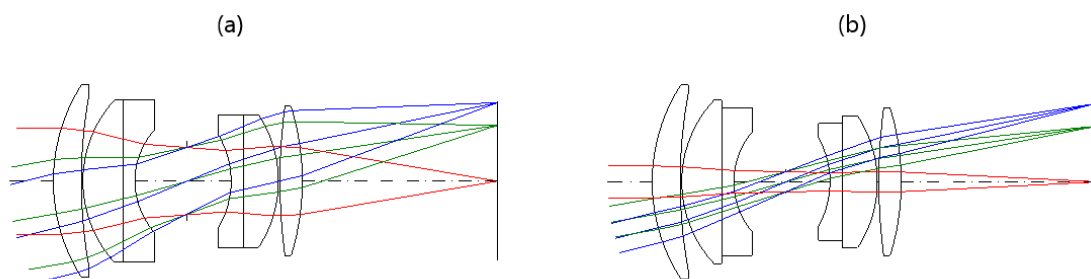


Figure 1.3 Schéma d'un système optique (a) ouvert à $F/3$ (b) dont l'ouverture est réduite à $F/10$.

L'ouverture choisie va avoir un impact conséquent sur les aberrations présentes dans un système optique.

1.1.1.2 Les aberrations

L'optique géométrique et les quelques définitions données permettent de décrire aisément tout type de systèmes optiques centrés. Cependant, cette description au premier ordre ne suffit pas pour élaborer un système optique réel, car elle ne prend pas en compte la totalité de la physique derrière la conception optique. Les rayons non paraxiaux (soit puisqu'ils sont éloignés de l'axe optique, soit puisqu'ils présentent un grand angle par rapport à l'axe optique) ne peuvent être correctement décrits dans le cadre de l'approximation de Gauss. Ils donnent alors lieu à des *aberrations géométriques*.

Certaines aberrations géométriques sont uniquement liées à l'ouverture du système optique, donc indépendantes du champ : si le système est faiblement ouvert, il y aura naturellement peu d'aberration, et vice-versa. Ces *aberrations d'ouverture* sont :

- Le défocus. C'est l'aberration naturellement présente lorsque le plan image d'observation est différent du plan de focalisation paraxial. Ce phénomène est à l'origine du concept de *profondeur de champ* d'un système optique : il existe toute une plage de positions de l'objet autour du point de focalisation pour laquelle l'observateur ne verra pas ou peu de différence sur la qualité de l'image. La profondeur de champ d'un système faiblement ouvert s'avère être plus importante que la profondeur de champ d'un système grand ouvert. La Figure 1.4 schématise la profondeur de champ

naturelle d'un système optique pour deux ouvertures différentes. Sur le schéma, le trait vertical dans le plan de focalisation symbolise le « cercle de confusion » qui sera perçu comme un « point » sur la surface image. Il peut par exemple s'agir de la taille d'un pixel (comme présenté sur la Figure 1.4) ou de la largeur de la tache d'Airy (image d'un point à travers un système optique à pupille circulaire sans obturation et à la limite de diffraction, c'est-à-dire image d'un point à travers un système optique dénué de toute aberration). La profondeur de champ d'un système optique est donc naturellement liée aux propriétés de l'aberration défocus, qui est une aberration d'ouverture ;

- L'aberration sphérique. C'est l'aberration à l'origine de la variation de la position du plan de focalisation avec la hauteur d'impact des rayons dans la pupille. Les rayons paraxiaux (proches de l'axe) ne donnent pas le même plan de focalisation que les rayons marginaux (en bord de pupille).

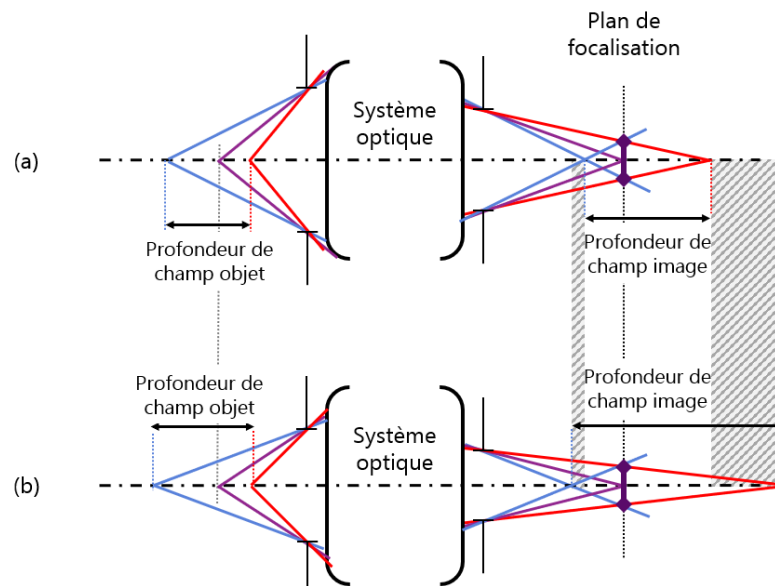


Figure 1.4 Schéma simplifié de la profondeur de champ naturelle d'un système optique en configuration fini/fini (a) dans le cas d'une grande ouverture (b) dans le cas d'une plus petite ouverture.

Les autres aberrations géométriques dépendent (parfois) de l'ouverture mais aussi du champ : plus l'objet est éloigné de l'axe optique, plus l'image associée va être aberrante. Parmi les *aberrations de champ* les plus communes, il y a :

- La coma, la courbure de champ et l'astigmatisme, à l'origine d'un flou non uniforme sur l'image ;
- La distorsion, à l'origine de la déformation d'une image.

L'intensité de ces aberrations, dites « de Seidel », peut être exprimée par le biais d'expressions mathématiques représentant l'écart au front d'onde focalisé idéal. Elles sont de différents ordres et dépendent du champ et de l'ouverture. Leurs expressions pour le troisième ordre sont données Annexe A. Elles seront peu utilisées ici, donc pas introduites plus avant. Toutes ces aberrations géométriques sont à l'origine du flou et de la déformation d'une image. Elles sont jugées négligeables dans la plupart des applications d'imagerie (et

en particulier dans les applications qui seront considérées dans les chapitres suivants) lorsque l'écart pic-à-vallée sur la pupille entre les fronts d'onde aberrant et non aberrant est inférieur à $\lambda/4$: c'est ce qui est appelé « *critère de Rayleigh* ».

Cependant, si la lumière passant à travers le système optique n'est pas monochromatique, il existe d'autres aberrations que celles décrites précédemment : ce sont les *aberrations chromatiques*, également géométriques et présentes même dans le cas paraxial. Il faut distinguer l'aberration chromatique axiale, qui traduit de la variation du plan de focalisation avec la longueur d'onde (défocalisation), de l'aberration chromatique latérale, qui traduit pour les points objets hors axe de la variation de la position transverse de leur image avec la longueur d'onde. Dans les deux cas, l'aberration chromatique provient de la variation de l'indice optique des matériaux du système optique avec la longueur d'onde : pour un même angle d'incidence sur une surface, un rayon à une longueur d'onde bleue sera plus dévié qu'un rayon à une longueur d'onde rouge.

Toutes ces aberrations sont à l'origine de la nécessité d'optimiser les systèmes optiques : l'objectif est de limiter au maximum les aberrations pour se rapprocher le plus possible du stigmatisme rigoureux.

1.1.1.3 La diffraction

La diffraction ajoute une limite supplémentaire aux performances atteignables par un système optique. Présente même pour les systèmes rigoureusement stigmatiques du point de vue de l'optique géométrique, elle est à l'origine du fait que physiquement, l'image d'un point par un système optique ne sera jamais un point, mais une tache. Un système optique idéal de pupille circulaire non obstruée, à la limite de diffraction, permet d'obtenir une tache d'Airy comme image d'un point. Ce manuscrit se limitera à l'étude de tels systèmes à pupille circulaire non obstruée. La tache d'Airy obtenue quand il n'y a pas d'aberration dans ces systèmes est de taille connue et de diamètre au premier anneau noir dépendant de la longueur d'onde et de l'ouverture numérique, $\Phi_{AIRY} \approx 1.22\lambda/ON$. En présence d'aberrations, la tache peut s'étaler très fortement. Cette tache, réponse impulsionnelle du système optique, est appelée « fonction d'étalement du point » et sera notée PSF (pour *Point Spread Function*) dans la suite. L'objectif de l'optimisation d'un système optique est d'obtenir – dans une configuration donnée – les PSF (pour tous les champs) les plus petites possibles (par exemple, de taille proche de celle de la tache d'Airy) compte tenu des contraintes sur le système en terme d'encombrement ou de prix, afin d'obtenir « la meilleure image possible », dépourvue au maximum de toute impression de flou.

1.1.2 Éléments à optimiser dans un système optique

1.1.2.1 Éléments optiques classiques

La conception d'un système optique se fait à partir d'un choix judicieux des éléments le constituant. Pour un nombre de lentilles choisi, il s'agit d'optimiser la distance entre les lentilles, leur matériau (notamment dans le cadre d'une problématique d'achromatisation), leurs rayons de courbure... tout cela dans le but de former la meilleure image possible (tout en tenant compte de contraintes telles que le coût, le poids ou l'encombrement).

Le choix de la courbure des surfaces d'une lentille a par exemple deux objectifs :

- D'une part, garantir les spécifications en termes de focale ;
- D'autre part, limiter les aberrations de la lentille seule ou plus généralement de l'ensemble avec lequel elle est utilisée (l'aberration d'une lentille pouvant servir à compenser l'aberration du reste du système). Considérons pour l'exemple une lentille mince de focale fixée f_λ , utilisée à la longueur d'onde λ . Cette focale peut être obtenue par un jeu infini des deux rayons de courbures R_1 et R_2 constituant la lentille mince d'indice n_λ , selon la formule (O'Shea, et al., 2018) :

$$\frac{1}{f_\lambda} = (n_\lambda - 1) \left(\frac{1}{R_2} - \frac{1}{R_1} \right). \quad (1.2)$$

Cependant, le choix des deux rayons de courbure a une influence déterminante sur l'aberration sphérique dégradant les performances de la lentille idéale. En effet, les rayons marginaux n'impactent pas la première surface de la même façon que les rayons paraxiaux, et vont être déviés différemment selon le choix effectué sur R_1 . La Figure 1.5 montre que les rayons marginaux ne focalisent pas dans le même plan selon le choix effectué sur les rayons de courbure, alors que la lentille a la même focale. Parmi les configurations présentées, c'est la configuration Figure 1.5(a) qui limite le plus la présence d'aberration sphérique pour cette seule lentille.

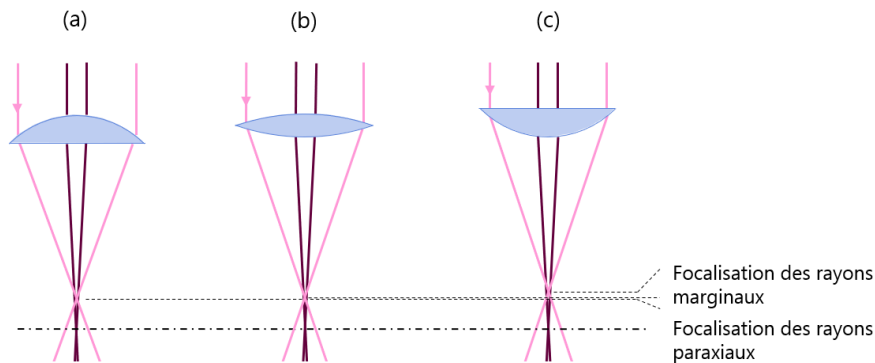


Figure 1.5 Schéma représentant l'aberration sphérique induite par trois lentilles de même focale et d'indice de réfraction 1.5, utilisées en infini/foyer. (a) Lentille plan-convexe, face bombée vers l'infini, (b) lentille biconvexe, et (c) lentille plan-convexe face plane vers l'infini.

Ainsi, un choix judicieux des rayons de courbure, des matériaux et distances inter-verres pour toutes les lentilles permet de limiter au maximum les aberrations d'un système optique classique.

1.1.2.2 Éléments optiques spécifiques

Certains systèmes optiques classiques, comme les télescopes, ne contiennent pas que des lentilles (voire n'en contiennent aucune). Ils peuvent par exemple être basés sur des miroirs ou des prismes, mais cette problématique ne sera pas abordée ici. Dans les systèmes dioptriques que nous étudions, il peut y avoir des éléments optiques bien différents des simples lentilles.

Classiquement, une surface optique peut par exemple avoir une forme légèrement différente de la sphère de base (déterminée par son rayon de courbure, Figure 1.6(a)) : elle peut être de forme conique (c'est-à-dire une quadrique ou une surface quadratique de révolution, regroupant l'ellipsoïde – Figure 1.6(b) –, la parabololoïde ou l'hyperboloïde de révolution), ou plus généralement simplement à symétrie de révolution. L'*asphérisation* de certaines surfaces peut parfois entraîner un surcoût par rapport à la fabrication de lentilles standards à surfaces sphériques, mais permet d'ajouter des degrés de libertés appréciables à nombre de lentilles fixées, et de parfois limiter drastiquement les aberrations.

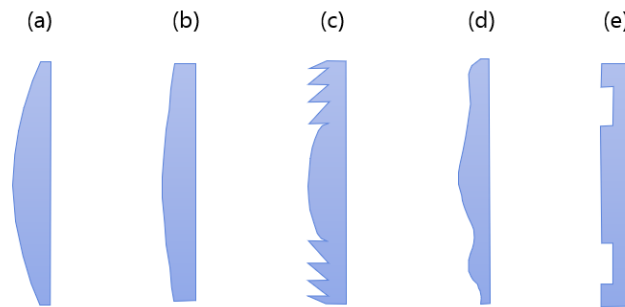


Figure 1.6 Schéma de différents éléments optiques spécifiques (a) lentille « classique » dont la première surface convexe est définie par son rayon de courbure (b) lentille dont la première surface est asphérisée (forme elliptique) (c) élément optique diffractif (lentille de Fresnel) (d) optique freeform quelconque (e) masque de phase annulaire binaire.

Pour certaines applications spécifiques, il est possible de graver certaines surfaces avec des motifs fins formant des réseaux de diffraction annulaires. Les éléments optiques diffractifs (DOE, Figure 1.6(c)) ainsi obtenus interagissent avec la lumière de manière différente des systèmes réfractifs ou réfléchissants standards et offrent de nouveaux degrés de liberté aux concepteurs. Les systèmes optiques peuvent ainsi être plus compacts, au prix toutefois de techniques de fabrication différentes et d'une modélisation de leur effet optique plus complexe.

Néanmoins, il n'est aujourd'hui plus toujours nécessaire de se limiter à des formes de lentilles proches de la sphère. Les optiques *freeforms* sont de plus en plus étudiées et utilisées pour repousser les limites des systèmes optiques conventionnels (Bauer, et al., 2018) (Rolland, et al., 2021) (Geyl, et al., 2021). Les récents progrès réalisés sur leur fabrication permet de limiter leur coût dans le cadre de grandes chaînes de fabrication. Les optiques freeforms peuvent avoir des formes très variées selon leur paramétrisation (Figure 1.6(d)). Même si la symétrie de révolution est encore privilégiée dans la plupart des systèmes d'imagerie classiques, certaines applications bénéficient des possibilités apportées par les freeforms, qui n'ont pas de symétrie de révolution.

Le « *masque de phase* » est l'un des éléments optiques de forme libre les plus simples existant. Il peut s'agir d'une optique freeform ou d'un DOE, suivant le type de masque de phase : cet élément peut être une simple lame de verre dont la face gravée ne permet pas nécessairement la focalisation mais apporte une propriété intéressante au système optique dans lequel il est intégré. Les masques de phase ont été largement étudiés par la communauté scientifique de conception conjointe optique/traitement d'images, et sont même

parmi les premiers composants à avoir été utilisés pour la co-conception. Selon la paramétrisation choisie, ils peuvent avoir différentes formes, qui les rapprochent plus des freeforms ou des DOE selon les cas : il existe des masques dits « cubiques », « quartiques », « binaires », etc. Nous nous intéresserons particulièrement dans les Chapitre 2 et Chapitre 3 à l'utilisation de masques de phase binaires annulaires. Un exemple de profil est présenté Figure 1.6(e).

Il faut noter qu'aujourd'hui les logiciels de conception optique traditionnels n'optimisent pas toujours facilement tous ces éléments optiques spécifiques, même s'ils sont pris en compte (à part l'asphérisation de révolution de certaines surfaces, qui reste relativement classique). L'optimisation d'un système optique conventionnel consiste donc essentiellement en l'optimisation des éléments optiques classiques que sont les lentilles, auxquels il est possible d'ajouter quelques degrés de liberté supplémentaires grâce à l'asphérisation. Cela se fait par le biais de la minimisation d'une fonction de coût (ou fonction d'erreur) spécifique aux logiciels de conception optique.

1.1.3 Optimiser une optique

Toute optimisation revient à la minimisation d'une fonction de coût, en plus de l'application de certaines contraintes. L'objectif de l'optimisation d'un système optique est de limiter les aberrations, et la fonction de coût en conception optique conventionnelle est choisie dans cet unique but, en tenant compte d'un certain nombre de contraintes.

1.1.3.1 Fonction de coût dans un logiciel de conception optique

Comme nous l'avons vu précédemment, il existe plusieurs types d'aberrations dans un système optique. Toutes engendrent des rayons dont les points d'impact sur la surface image sont différents du point d'impact des rayons paraxiaux non aberrants. Ainsi, pour vérifier la présence d'aberrations dans le plan image pour un champ et une ouverture donnée, il suffit de considérer les points d'impact de l'ensemble des rayons dans ce plan image. La tache obtenue par les points d'impact des rayons aberrants est appelée « spot-diagram ». La forme des spot-diagrams obtenus pour différents champs est parfois caractéristique de la présence d'une aberration particulière. La Figure 1.7 donne quelques exemples de spot-diagrams pour trois des aberrations les plus fréquentes. Figure 1.7(a), l'aberration sphérique est une aberration d'ouverture, donc son spot-diagram est le même quel que soit le champ. Au contraire, la coma (Figure 1.7(b)) et l'astigmatisme (Figure 1.7(c)) sont deux aberrations de champ, qui évoluent avec le champ : sur l'axe, le spot-diagram est réduit à un point, ce qui signifie qu'il n'y a pas d'aberration. Hors axe, plus le champ est important, plus le spot-diagram est large.

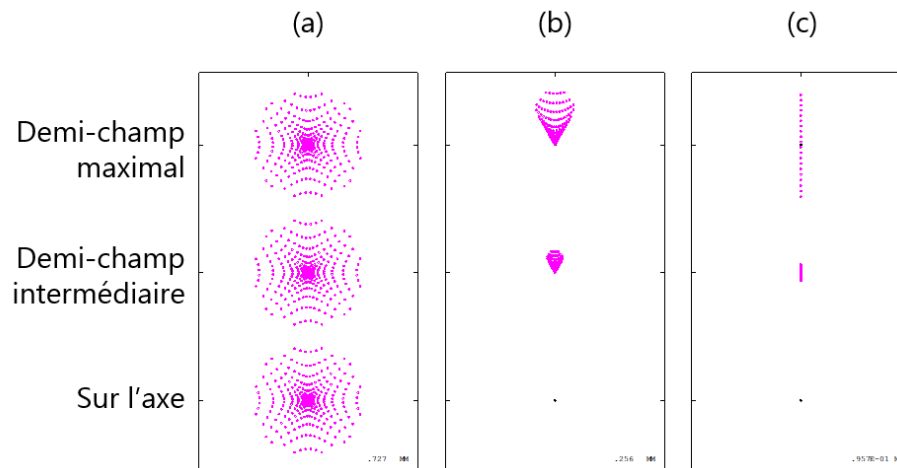


Figure 1.7 Exemple de spot-diagrams pour trois aberrations géométriques pures courantes. (a) aberration sphérique. (b) coma. (c) astigmatisme.

Le spot-diagram est représentatif de la forme générale de la tache sur le capteur. Contrairement au cas de la PSF, pour laquelle il n'est pas toujours évident de définir une taille, une métrique existe pour décrire et comparer les spot-diagrams : il s'agit du diamètre RMS (pour « *Root Mean Square* »). Il se calcule comme l'écart quadratique moyen (pondéré selon les longueurs d'onde) des positions des points d'impact des rayons selon les directions x et y par rapport au centroïde.

S'il n'y avait aucune aberration, le spot-diagram serait condensé en un unique point, quel que soit le champ et l'ouverture (diamètre RMS nul). Ainsi, pour limiter les aberrations dans un système optique, le critère d'optimisation conventionnel consiste en *minimiser la somme des carrés des diamètres RMS des spot-diagrams* calculés pour les champs considérés dans le système optique. Même s'il existe d'autres critères, la somme des carrés des diamètres RMS des spot-diagrams constitue la fonction de coût à minimiser la plus standard dans le cadre de la conception optique conventionnelle. Le logiciel de conception optique CodeV[®] utilise nativement l'algorithme de Levenberg-Marquardt (ou moindres carrés amortis, « *Damped least squares* ») pour cette minimisation (Levenberg, 1944) (Marquardt, 1963) (Dilworth, 1978) (Press, et al., 1992), mais d'autres algorithmes peuvent être utilisés ou implémentés (Houllier, et al., 2019) (Sahin, 2019).

Comme dans la plupart des optimisations complexes, la convergence vers un minimum global n'est pas garantie, d'autant plus que l'algorithme de Levenberg-Marquardt est un algorithme de minimisation locale. L'expérience d'un concepteur opticien est donc nécessaire, à la fois pour choisir un point de départ adéquat à l'optimisation (Côté, et al., 2021) et pour la diriger vers un minimum local acceptable. Pour justifier de « l'acceptabilité » de la solution retenue, celle-ci est évaluée grâce à différents critères.

1.1.3.2 Principaux critères d'évaluation

Il existe une multitude de critères permettant d'évaluer une solution optique. Deux d'entre eux permettent d'avoir une vision rapide des performances générales d'un système optique. Il s'agit :

- Des spot-diagrams. Tracés pour différents champs (et éventuellement différentes profondeurs de champ) ils témoignent de la présence des aberrations restantes par le biais de tracés de rayons. Si, à une conjugaison donnée, le diamètre RMS d'un spot-diagram est équivalent ou plus petit que le diamètre de la tache d'Airy, le système obtenu est alors quasi-idéal et sera considéré comme étant proche de la « limite de diffraction » ;
- Des *Fonctions de Transfert de Modulation* (FTM). Il s'agit du critère permettant de juger des performances d'un système optique en prenant en compte la diffraction (pour les champs choisis) dans le domaine des fréquences spatiales, décrit plus en détail ci-dessous.

Tout système optique défini par ses paramètres φ peut être assimilé (localement) à un système linéaire invariant par translation et décrit localement par ces deux critères. Notons ψ la configuration locale du système optique. Cette configuration désigne le champ et la profondeur de champ étudiés pour lesquels le système optique est localement considéré comme linéaire et invariant par translation. Sa réponse impulsionnelle locale est la PSF, notée $f_{\psi}^{\varphi}(x, y)$, où x et y désignent les coordonnées spatiales 2D dans le plan du détecteur. Dans le domaine de Fourier, le filtre linéaire (localement) représentatif du système à la configuration choisie est appelé *fonction de transfert optique* (FTO) et noté $\tilde{f}_{\psi}^{\varphi}(v_x, v_y)$ avec $\tilde{\cdot}$ désignant la transformée de Fourier et v_x et v_y les fréquences spatiales 2D. Dans toute la suite du manuscrit, une notation allégée où v représente le vecteur (v_x, v_y) ou parfois sa norme selon le contexte, sera préférée. La FTM, $|\tilde{f}_{\psi}^{\varphi}(v)|$ (avec $|\cdot|$ le module), est le module du filtre linéaire localement représentatif du système optique, donc une fonction 2D prenant des valeurs réelles entre 1 (valeur à la fréquence spatiale nulle car la composante continue est toujours transmise par le système optique) et 0 (valeur atteinte à la fréquence spatiale de coupure du système optique ou avant). A une longueur d'onde λ donnée, la fréquence de coupure optique est $(20N)/\lambda$, c'est-à-dire qu'aucune fréquence spatiale supérieure à celle-ci n'est transmise par le système optique. La FTM varie avec le champ, selon les aberrations présentes dans le système. Pour tout champ hors axe, elle est souvent représentée par deux de ses coupes. Un exemple de FTM est donné Figure 1.8(b). Considérons comme sur l'exemple un champ objet sur l'axe vertical Y :

- La FTM tangentielle est caractéristique de la performance du système pour des fréquences spatiales orientées selon ce même axe Y. Cela correspond à la transmission d'une mire (sinusoïdale en niveaux d'éclairement image) périodique suivant Y et invariante suivant X, donc de la même orientation horizontale que la mire (créneau « T » de la Figure 1.8(a) ;
- La FTM sagittale, aussi appelée radiale, est au contraire caractéristique de la performance du système pour des fréquences spatiales orientées selon l'axe perpendiculaire X. Cela correspond à la transmission d'une mire sinusoïdale périodique suivant X et invariante suivant Y, donc de la même orientation verticale que la mire créneau « R » de la Figure 1.8(a).

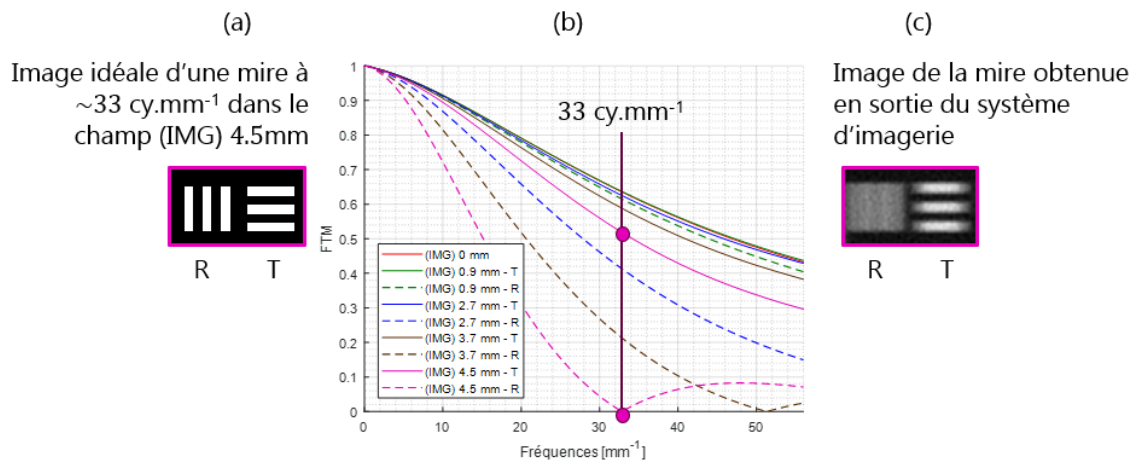


Figure 1.8 (a) Image idéale d'une mire à environ 33 cy.mm⁻¹ obtenue pour le demi-champ extrême « (IMG) 4.5 mm » (b) FTM du système imageant les mires créneaux horizontale et verticale (c) Images de mires créneaux obtenues en sortie du système d'imagerie.

Ce sont les FTM tangentielle et sagittales qui permettent d'évaluer facilement les performances d'un système optique. Si une FTM prend la valeur 0 à une fréquence donnée, inférieure à la fréquence de coupure du système, alors la fréquence n'est pas transmise par le système optique. Figure 1.8(a), même si la mire créneaux « R » à la fréquence spatiale 33 cy.mm⁻¹ est constituée de sinusoides de fréquences bien supérieures à la fondamentale (série de Fourier), il est possible de voir que l'annulation de FTM engendre une quasi-annulation du contraste de la mire « R » de la Figure 1.8(c)³. Si la FTO prend des valeurs négatives à la suite de l'annulation de FTM, il y a inversion de contraste. Ceci est visuellement (dans le domaine spatial direct) peu acceptable même si la FTM peut prendre des valeurs suffisamment hautes pour que le signal soit supérieur au bruit. Ainsi, même si l'optimisation est généralement réalisée sur les spot-diagrams et non sur les FTM, le concepteur optique essaie d'éviter au maximum ces inversions de contraste : vérifier et contrôler régulièrement le niveau des FTM lui permet de retenir les solutions pour lesquelles les FTM sont le plus élevées possible.

Pour conclure, nous avons vu dans cette section, les éléments principaux permettant de décrire, optimiser et évaluer un système optique :

- Pour décrire un système optique, il faut au moins connaître comment il est utilisé (distance entre l'objet et le système et type de l'observateur – œil ou capteur –, sachant que seul le second sera considéré ici), sa focale et son ouverture ;
- L'optimisation se fait sur les lentilles (matériaux, formes et positions) et les éventuels éléments optiques spécifiques dans le but de minimiser la somme des carrés des diamètres RMS des spot-diagrams, pour limiter les aberrations ;
- Le système est évalué en premier lieu par ses spot-diagrams et ses FTM.

³ Pour de telles mires créneaux, la FTM n'est pas la meilleure métrique caractéristique de la transmission de ces mires à travers le système optique. Nous lui préférons la fonction de transfert de contraste, qui sera introduite plus avant au Chapitre 2.

Le domaine de la conception optique est bien plus vaste que les quelques points traités, mais ce sont ces éléments qui seront utilisés dans la suite comme base pour décrire le modèle de formation d'une image.

1.2 Modèle de formation d'images d'un système d'imagerie hybride

Le système optique n'est pas le seul élément nécessaire à la formation d'une image numérique. Cette partie vise à positionner celui-ci au sein de la chaîne d'imagerie et à définir les éléments principaux de la formation d'une image pour un système d'imagerie hybride. Ceux-ci sont : la scène, le système optique, le capteur et le traitement associé.

1.2.1 De la scène au capteur

1.2.1.1 Ce qui est observé

Pour modéliser une chaîne d'imagerie, il faut dans un premier temps s'intéresser à ce qui est observé, la scène, et à la modélisation de cette dernière. Celle-ci peut être représentée soit dans le domaine direct, soit dans le domaine spectral. Dans le domaine direct, c'est l'image idéale de la scène, correctement échantillonnée sur le capteur (c'est-à-dire vérifiant la condition de Shannon-Nyquist), qui sera utilisée dans le modèle d'imagerie, afin de s'affranchir du grandissement (ou de la focale en infini/foyer) du système optique.

Dans le domaine spectral, la *densité spectrale de puissance* (DSP) *objet*, notée $S_{oo}(\nu)$ est la fonction caractéristique du contenu fréquentiel statistique de la scène idéale. L'image d'une forêt (Figure 1.9(a)), qui possède essentiellement des variations de niveau de gris selon la direction horizontale (à cause des troncs verticaux des arbres), n'aura pas la même DSP que l'image d'une étendue rocailleuse (Figure 1.9(b)), qui possède beaucoup de détails (rocaillieux) engendrant des variations rapides de niveau de gris indépendamment de la direction. La Figure 1.9(c) montre la coupe horizontale et verticale de la DSP de ces deux images. La coupe verticale de la DSP de l'image de la forêt est plus basse (pour les faibles et moyennes fréquences) que sa coupe horizontale : cela est probablement dû à la présence des troncs verticaux. Dans tous les cas, les quatre coupes de DSP ont une allure similaire : il s'agit d'une courbe d'allure décroissante, prenant des valeurs très importantes pour les basses fréquences, et plus faibles pour les hautes fréquences. Les variations rapides observables sont caractéristiques de chaque scène.

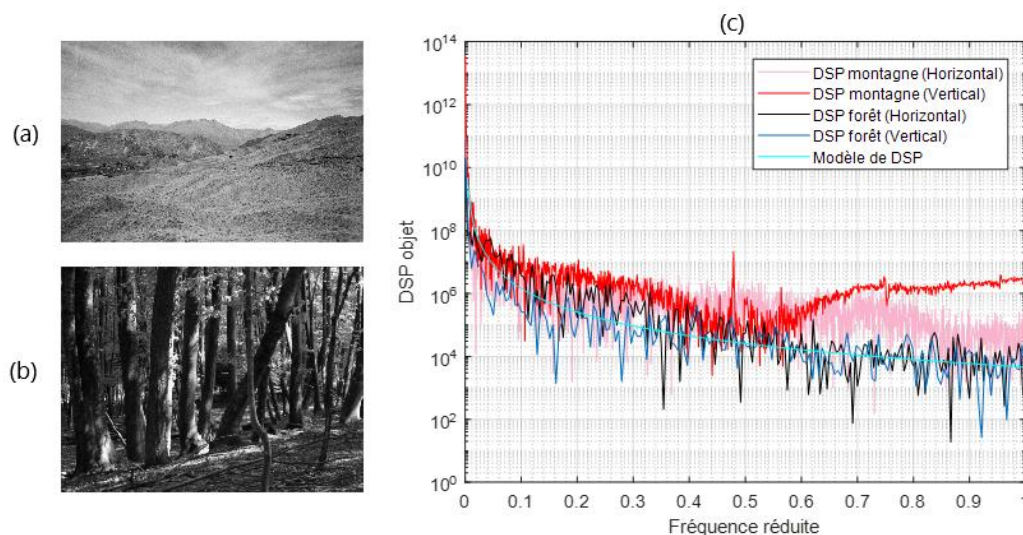


Figure 1.9 (a) Image d'une étendue rocailleuse en montagne (b) Image d'arbres en forêt (c) Coupes verticales et horizontales des DSP objet correspondant aux deux images et modèle de DSP en $v^{-2.5}$ (avec v la fréquence réduite). Les DSP objets sont tracés en fonction de la fréquence réduite en la fréquence de Nyquist du capteur (i.e. la fréquence multipliée par 2 fois la taille du pixel du capteur utilisé).

Dans le cas d'un système d'imagerie dont le but est d'imager des scènes diverses et variées, il est par exemple possible de se servir des propriétés statistiques d'un ensemble de scènes représentatives comme modèle pour l'ensemble des paysages observables. Il lui sera ici préféré un modèle plus général. Il existe plusieurs types de modèle de DSP (Kattnig, et al., 1997) (Champagnat, et al., 2009). Un des modèles les plus classiques utile à la description de scènes naturelles (van der Schaaf, et al., 1996) (Ruderman, 1997) (Balboa, et al., 2003) s'exprime à l'aide d'un unique paramètre κ : il donne la DSP objet $S_{oo}(v)$ proportionnelle à $v^{-\kappa}$. C'est ce modèle, de surcroît discrétisé, qui sera utilisé dans les prochains chapitres⁴.

Le paramètre κ du modèle proposé est représentatif des détails de la scène observée : si la scène comporte beaucoup de hautes fréquences, alors κ est faible (Figure 1.9(a)). Au contraire, si la scène comporte majoritairement des basses fréquences, κ est grand (Figure 1.9(b)).

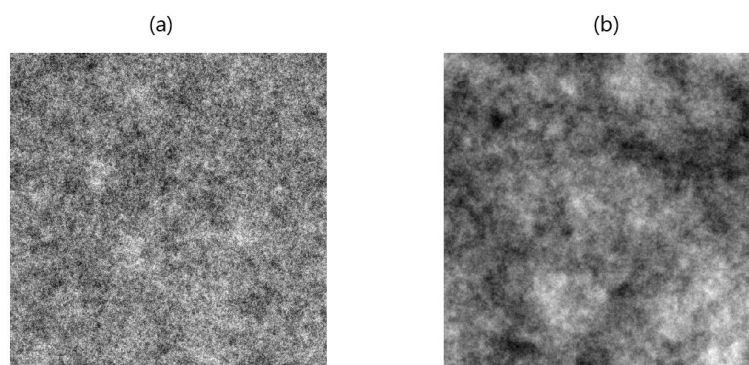


Figure 1.10 Simulation d'images de DSP discrétisées (a) $S_{oo}(v) \propto v^{-1}$ (b) $S_{oo}(v) \propto v^{-2.5}$.

⁴ En pratique, le modèle numérique de DSP est discrétisé. Pour éviter sa divergence à la fréquence nulle, la valeur de la DSP est fixée à zéro pour $v = 0$.

Le modèle en $\nu^{-\kappa}$ avec $\kappa = 2.5$ ayant été utilisé dans plusieurs travaux sur la co-conception (Falcón Maimone, 2017) (Burcklen, 2018), j'ai vérifié qu'il correspondait bien à des images de scènes naturelles extraites de la *SUN database* (une base de données créée pour la caractérisation des scènes (Xiao, et al., 2014)), dont font partie les images Figure 1.9(a-b). La courbe du modèle, Figure 1.9(c), se superpose bien aux DSP de ces scènes. C'est donc ce modèle de scène avec cette valeur de paramètre qui sera utilisé dans la suite.

1.2.1.2 Filtrage de la scène

La scène observée est ensuite filtrée par la FTO du système optique. Celui-ci forme une image sur le capteur, qui agit lui aussi comme un filtre $\tilde{d}(\nu)$, via l'intégration du signal sur la taille d'un pixel, qui produit un filtrage passe-bas. C'est donc l'ensemble de la FTO du système optique et de fonction de transfert du capteur qui filtre l'image. Cette fonction de transfert du système d'imagerie sera notée $\tilde{h}_\psi^\varphi(\nu)$ et définie dans le domaine de Fourier par

$$\tilde{h}_\psi^\varphi(\nu) = \tilde{f}_\psi^\varphi(\nu) \times \tilde{d}(\nu) , \quad (1.3)$$

où $\tilde{f}_\psi^\varphi(\nu)$ est la FTO du système optique de paramètres φ à la configuration ψ et de $\tilde{d}(\nu)$ la fonction de transfert du détecteur. C'est ce filtre qui atténue les contrastes présents dans l'image et la détériore en la rendant « floue ». L'allure de celui-ci dépend donc du capteur et en particulier de la taille du pixel qui détermine la *fréquence de Nyquist*, définie comme

$$f_N = \frac{1}{2px} \quad (1.4)$$

où px est le pas pixellique (ou *pitch* en anglais). La fréquence de Nyquist est donc la moitié de la fréquence d'échantillonnage $1/px$ et correspond à la fréquence maximale qui permet la description non ambiguë d'un signal périodique. Si des fréquences supérieures ou égales à la fréquence de Nyquist sont transmises par le système optique, il peut y avoir des problèmes de repliement de spectre (ou *aliasing*) créant des artéfacts d'objets non présents dans la scène à cause de fréquences trop importantes qui ne sont pas bien imagées par le capteur. Il est donc important d'effectuer un choix judicieux de la fréquence de Nyquist par rapport à la fréquence de coupure de l'optique pour éviter tout repliement de spectre. Ce sera le cas en choisissant la taille du pixel telle que la fréquence de Nyquist soit légèrement supérieure ou égale à la fréquence de coupure de l'optique. Cependant, il est plutôt courant au contraire de voir des systèmes optiques réels utilisés avec des capteurs dont la fréquence de Nyquist est trois ou quatre fois inférieure à la fréquence de coupure de l'optique. Cela permet d'obtenir un meilleur contraste à des fréquences spatiales intermédiaires, sachant que les problèmes de repliement de spectre restent le plus souvent anecdotiques pour deux raisons :

- En général, la FTM d'un système optique réel n'atteint pas la limite de diffraction. Les aberrations présentes dans le système font que celui-ci filtre fortement les hautes fréquences du contenu fréquentiel des scènes imagées ;
- La DSP des scènes imagées est décroissante avec la fréquence spatiale : si une scène contient peu d'objets présentant des variations de faible période, les problèmes de

repliement de spectre seront de toute façon peu présents, que les hautes fréquences soient transmises ou non.

Une fois le choix du rapport entre la fréquence de coupure de l'optique et de la fréquence de Nyquist effectué, l'allure du filtre linéaire décrivant le système d'imagerie dépend donc des variations de la FTM avec la fréquence spatiale, mais également des variations du filtre du capteur $\tilde{d}(\nu)$. Celui-ci dépend du capteur utilisé, c'est-à-dire du pas pixelique et de la taille et de la forme (souvent carrée) de la zone sensible (la photodiode) à l'intérieur du pixel qui sont liés au facteur de remplissage (rapport entre la surface sensible et la surface totale du pixel). Il dépend aussi de la sensibilité (dépendante de la longueur d'onde), et encore d'autres paramètres. Même si la réalité est souvent plus complexe (Estribeau, et al., 2005), la fonction de transfert du détecteur va être approximée dans les prochains chapitres à celle d'une matrice de pixels carrés avec un facteur de remplissage de 1, ce qui correspond pour la fonction de transfert du détecteur à un produit de sinus cardinaux (un horizontal et un vertical), dont la première annulation se fait à $2f_N$. Une coupe du module de la fonction de transfert est donnée Figure 1.11. Pour l'exemple, deux mires créneaux « parfaitement transmises » par le système optique sont dessinées sur la figure. La mire prune à la fréquence $f_N/2$ est bien échantillonnée et elle sera reconnaissable même si elle est décalée. En revanche, la mire bleue -à la fréquence de Nyquist- dépasse la limite de la reconnaissance : si une paire de ligne (un cycle) est exactement placée sur deux pixels, la mire se voit bien, mais un décalage d'une demi-période la fait se confondre avec un objet de fréquence nulle. Cette problématique de « phasing » explicite la nécessité de s'intéresser uniquement à des scènes dont le support du spectre est borné et strictement inclus dans $] -f_N, f_N[$, pour qu'il n'y ait pas de repliement de spectre (c'est-à-dire pour que le signal soit échantillonné sans perte d'information).

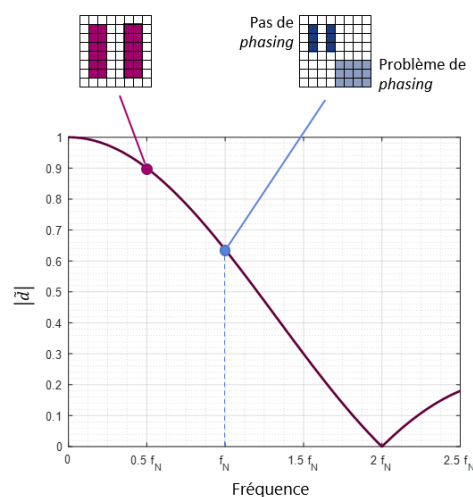


Figure 1.11 Coupe du module de la fonction de transfert $|\tilde{d}|$ d'un détecteur idéal.

1.2.1.3 Modélisation du bruit

Outre son filtrage par la fonction de transfert $\tilde{h}_\psi^\varphi(\nu)$, l'image idéale subit d'autres altérations qui empêchent sa bonne restitution : il s'agit du bruit. Il existe plusieurs types de bruit :

- Le bruit du capteur, constitué notamment du bruit de lecture, du bruit d'obscurité et du bruit de quantification, est un bruit additif inévitable dès lors que l'image est acquise sur un détecteur pixellisé. Cependant, les progrès effectués dans le domaine de la détection font que ce bruit est souvent négligeable devant les autres sources de bruit.
- Le bruit de photon est un bruit d'origine physique, inhérent à la nature de la lumière. Ce n'est pas un bruit additif et il suit une statistique de Poisson, ce qui fait que la variance de ce bruit est égale à sa moyenne : à dynamique de capteur égale, une image sombre sera naturellement moins bruitée (en nombre de photoélectrons) qu'une image claire. Cependant, cette image sombre sera tout de même perçue plus bruitée, les variations relatives étant plus fortes dans ce cas. Quand le nombre de photons est conséquent, la loi de Poisson tend vers une loi normale.

Pour une image de dynamique moyenne, le bruit de photons peut être raisonnablement assimilé à un bruit additif de variance déterminée par la moyenne du flux sur l'ensemble du capteur matriciel. Ainsi, sauf mention contraire, le modèle utilisé dans ma thèse pour le bruit dégradant l'image sera une approximation (souvent réalisée en traitement d'images) de la physique réelle du bruit. Celui-ci sera considéré comme un bruit blanc additif gaussien, de moyenne nulle et de variance constante sur tout l'image et notée σ^2 .

La définition du signal (l'image), processus aléatoire stationnaire de DSP $S_{oo}(\nu)$ et du bruit, processus aléatoire stationnaire de *DSP de bruit* constante $S_{bb}(\nu)$, permettent d'obtenir une définition du *rapport signal-à-bruit* (RSB) :

$$RSB = 10 \log_{10} \left(\frac{\int S_{oo}(\nu) d\nu}{\sigma^2} \right) \quad (1.5)$$

Ce RSB est exprimé en décibels et est caractéristique du bruit moyen dégradant l'image. Pour une scène bien éclairée, le RSB prend typiquement des valeurs autour de 34 dB. Il descend à 19 dB pour des scènes mal éclairées. L'intégrale simple utilisée ici pour la définition du RSB est une notation simplifiée 1D de la double somme discrète et limitée à des fréquences inférieures à f_N qui sera réellement utilisée pour les calculs numériques. Avec cette même notation, $\sigma^2 = \int S_{bb}(\nu) d\nu$.

Notons $O(r)$ (avec la notation r représentant le vecteur (x, y)) une image idéale échantillonnée de la scène de moyenne nulle et de DSP $S_{oo}(\nu)$ (processus aléatoire centré). Le système d'imagerie permet d'obtenir sur le capteur une image $O_c^{\varphi, \psi}(r)$, qui correspond à l'image idéale $O(r)$ filtrée par la PSF $h_\psi^\varphi(r)$ du système d'imagerie et bruitée par le bruit $b(r)$ de DSP $S_{bb}(\nu)$:

$$O_c^{\varphi, \psi}(r) = h_\psi^\varphi * O(r) + b(r) . \quad (1.6)$$

avec $*$ dénotant la convolution.

Il s'agit ici d'un modèle simplifié, ne prenant par exemple pas en compte la variation de la PSF dans le champ, c'est-à-dire que cette équation se limite à une configuration locale spécifique ψ du système optique. L'objectif de la conception optique classique est

de limiter au maximum la taille de $h_{\psi}^{\varphi}(r)$ pour que l'image $O_c^{\varphi,\psi}(r)$ ressemble le plus possible à l'objet $O(r)$, indépendamment du bruit. Une fois que l'image $O_c^{\varphi,\psi}(r)$ est acquise, il est possible de la traiter numériquement pour améliorer l'estimation de $O(r)$ grâce à la connaissance du modèle décrit équation (1.6).

1.2.2 Traitement numérique

Le traitement numérique d'une image peut avoir de multiples objectifs. Nous nous intéresserons dans ce manuscrit exclusivement à la problématique de la restauration d'une image, c'est-à-dire au fait de retrouver l'image idéale de la scène, malgré les défauts de l'optique et le bruit. Cela peut se faire par le biais d'une déconvolution.

1.2.2.1 Filtrage d'une image

Sauf mention contraire, nous allons considérer dans les prochains chapitres que la déconvolution (la méthode de restauration qui sera utilisée), se fait à l'aide d'un filtre linéaire. Notons $w(r)$ la réponse impulsionnelle du filtre de déconvolution et $\tilde{w}(\nu)$ sa transformée de Fourier. Alors l'estimée de $O(r)$ est :

$$\hat{O}_{\psi}^{\varphi}(r) = w * O_c^{\varphi,\psi}(r) = w(r) * [h_{\psi}^{\varphi} * O(r) + b(r)]. \quad (1.7)$$

L'*erreur quadratique moyenne* (EQM) de reconstruction est donnée par

$$EQM(\varphi, \psi) = E \left[\int |\hat{O}_{\psi}^{\varphi}(r) - O(r)|^2 dr \right] \quad (1.8)$$

où E représente l'espérance mathématique sur le bruit $b(r)$ et l'image idéale $O(r)$.

L'objectif de la déconvolution est de trouver le filtre permettant de faire en sorte que l'estimée de l'image soit la plus proche possible de l'image idéale. Un choix envisageable et pratique pour cette restauration est de chercher à minimiser l'EQM, pour qu'en moyenne (quadratique), l'estimée de l'image soit la plus proche possible de l'image idéale, au sens de l'EQM. Le meilleur filtre linéaire au sens de ce critère est le filtre de Wiener (Wiener, 1964),

$$\tilde{w}_{\psi}^{\varphi}(\nu) = \frac{\tilde{h}_{\psi}^{\varphi}(\nu)^*}{|\tilde{h}_{\psi}^{\varphi}(\nu)|^2 + \frac{S_{bb}(\nu)}{S_{oo}(\nu)}} \quad (1.9)$$

(avec $*$ désignant le conjugué complexe), qui est le meilleur filtre linéaire au sens du critère EQM, pour un système optique de paramètres φ et de configuration locale ψ . Celui-ci réalise le compromis idéal entre restauration du signal et limitation de l'amplification du bruit, pour que l'EQM soit le plus petit possible pour la configuration ψ .

Les débats autour de l'utilisation de l'EQM comme métrique quantitative ayant pour objectif de juger de la bonne restauration d'une image sont nombreux (Zhao, et al., 2017). En effet, avoir une bonne adéquation quadratique moyenne, pixel à pixel, entre l'image finale et la scène ne suffit pas toujours pour qu'elle soit conforme aux besoins d'un

observateur. D'autres métriques peuvent donc être adoptées (norme l_1 , index de similarité structurelle SSIM (Wang, et al., 2004)), mais leur utilisation reste relativement anecdotique face à l'EQM (ou norme l_2) car cette métrique possède de nombreux avantages (convexité, différentiabilité, etc.) malgré ses défauts reconnus.

Il existe aussi d'autres méthodes de reconstruction que la déconvolution avec le filtre de Wiener. La reconstruction avec un filtre de Wiener appartient en fait à un domaine plus large, celui de la résolution de *problèmes inverses*. Celle-ci se fait à l'aide de deux éléments : la connaissance du modèle direct (donc le modèle de formation de l'image sur le capteur) et la connaissance d'a priori (comme la DSP du bruit ou de la scène). Un « poids » plus ou moins important peut être accordé à ces a priori, via la régularisation. De nombreuses fonctions de régularisation différentes sont utilisées dans la littérature (Unser, et al., 2017). Certaines d'entre elles, comme la variation totale, possèdent des avantages non négligeables par rapport à l'utilisation d'un filtre de Wiener, notamment sur le traitement des zones homogènes d'une image (Lévêque, et al., 2021). Cependant, ces algorithmes de restauration, non linéaires, demandent un temps de calcul plus long.

Jusqu'au Chapitre 4 de cette thèse, seule la reconstruction par un unique filtre de déconvolution sera étudiée. Des processus de traitement plus complexes seront étudiés Chapitre 5, mais peuvent tous se rapprocher, localement, du traitement explicité dans cette section. A l'issue du processus de traitement d'image, l'image idéale $O(r)$ est donc filtrée deux fois : une première fois, optiquement, par le filtre du système d'imagerie $\tilde{h}_\psi^\varphi(v)$ et une seconde fois, numériquement, par le filtre de Wiener $\tilde{w}_\psi^\varphi(v)$.

1.2.2.2 Caractérisation d'un filtre pour le système hybride

Il est dès lors intéressant d'introduire la *FTM effective*,

$$\tilde{h}_{eff}^{\varphi,\psi}(v) = \tilde{w}_\psi^\varphi(v) \times \tilde{h}_\psi^\varphi(v) \quad , \quad (1.10)$$

qui décrit la capacité du filtre de déconvolution à restaurer les fréquences spatiales atténuées sur l'image floue $O_C^{\varphi,\psi}(r)$. De ce point de vue (et uniquement de ce point de vue), une FTM effective idéale devrait être égale à 1 pour toutes les fréquences spatiales. En effet, à l'issue du système hybride, l'objectif est, dans l'idéal, que toutes les fréquences présentes dans la scène n'aient pas été atténuées par les filtrages successifs.

Cependant, pour éviter une grosse amplification du bruit, un filtre de déconvolution tel que le filtre de Wiener limite le gain de restauration pour les fréquences spatiales où le bruit est supérieur au signal transmis par l'optique, ou proche de celui-ci. Cela conduit à une FTM effective inférieure à 1 pour ces fréquences spatiales, les autres fréquences où la FTM effective est proche de 1 étant correctement restaurées par le système hybride.

La FTM effective est donc le filtre caractéristique du système hybride tout entier. L'objectif classique du traicteur du signal est d'obtenir « les meilleures FTM effectives possible » (au sens du critère EQM) à partir des « meilleures FTM possible » généralement obtenues par le concepteur opticien au sens du critère de somme des diamètre RMS des spot-diagrammes sur l'ensemble du champ. Il s'agit d'une méthode « conventionnelle » de conception

de systèmes d'imagerie. Cependant, il est loin d'être évident que forcer l'obtention de ces « meilleures FTM possibles » comme étape intermédiaire à la conception des systèmes d'imagerie permette effectivement d'obtenir à la fin les meilleures FTM effectives possible au sens du critère EQM, donc les meilleurs systèmes hybrides au sens ce même critère.

1.3 Les particularités de la co-conception

La *conception conjointe*, ou co-conception est la démarche consistant à concevoir conjointement, c'est-à-dire simultanément, la partie optique du système d'imagerie et la partie traitement appliquée à l'image.

1.3.1 Passer de la conception optique conventionnelle à la co-conception

La différence principale entre la conception optique conventionnelle et la conception conjointe est la façon dont est utilisé le critère d'optimisation : alors qu'il est conventionnellement admis qu'un système d'imagerie est « bon » s'il possède de petits spot-diagrams, seule la qualité de l'image finale traitée importe en co-conception (quel que soit le critère – adapté à l'application précise visée – utilisé pour évaluer cette qualité). Cela signifie que le système optique peut être aberrant, et l'image sur le capteur floue, car seule compte la performance finale du système hybride entier.

Les spot-diagrams d'un système conventionnel et d'un système co-conçu sont présentés Figure 1.12 pour l'exemple. Figure 1.12(a), le système conventionnel possède peu de degrés de liberté et est optimisé sur le critère de minimisation de la taille des spot-diagrams. De manière classique, ce système possède des aberrations de champ visibles, car le spot-diagram s'allonge avec le champ. Figure 1.12(b), le système est pensé pour fonctionner avec un traitement numérique unique co-optimisé. Il possède le même nombre de degrés de liberté que le système conventionnel et des contraintes similaires sur la forme des optiques. Les spot-diagrams obtenus avec ce système sont extrêmement larges (facteur 10 environ par rapport au système conventionnel). Leur taille est essentiellement due à une forte aberration sphérique, qui est une aberration d'ouverture. Le système co-conçu est donc ici bien plus aberrant que sa version conventionnelle. Pour autant, les performances en terme d'EQM après traitement des images obtenues par les deux systèmes sont similaires.

Ainsi, en co-conception, seul le résultat final importe. De ce fait, les chemins empruntés pour l'optimisation de systèmes hybrides peuvent être très différents de ceux explorés dans le paradigme conventionnel.

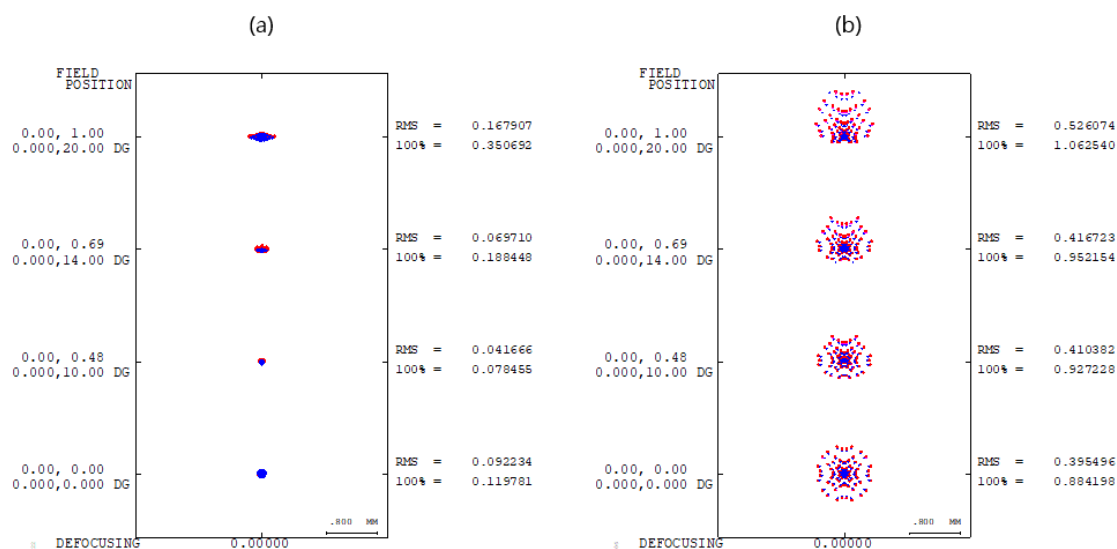


Figure 1.12 Spot-diagrams (a) d'un système conventionnel (b) d'un système co-conçu équivalent en performance après déconvolution. L'échelle indiquée est commune aux deux systèmes, de 0.8 mm.

1.3.2 L'utilité de la co-conception

Les possibilités offertes par la co-conception sont très vastes. Les deux principales sont :

- La diminution du coût du système d'imagerie à performance constante. Cela est similaire à une « approche frugale » (Druart, 2019), où le concepteur du système part de la description des besoins réels pour imaginer une solution épurée en co-concevant optique, capteur et traitement ;
- L'augmentation de performance. La co-conception offre de nouvelles possibilités où les limitations physiques conventionnelles de l'optique ne sont plus un frein. Il est par exemple envisageable d'ajouter des fonctionnalités aux systèmes d'imagerie, comme l'estimation de profondeur (Trouvé, 2012), ou, plus simplement, l'augmentation de profondeur de champ. Cette dernière problématique sera traitée aux Chapitre 2 et Chapitre 3.

1.3.3 Les limites de la co-conception aujourd'hui

Tous les avantages inhérents à l'approche de conception conjointe optique/traitement d'images vont de pair avec ses inconvénients : il s'agit d'un domaine à l'interface de deux domaines eux-mêmes extrêmement vastes et complexes. Attirées par les innovations potentielles apportées par la co-conception, les deux communautés l'étudient de part et d'autre. Se trouvent donc dans la littérature des études plutôt orientées « optique » (Vettenburg, 2010) (Diaz, 2011) (Falcón Maimone, 2017) (Burcklen, 2018) et « *codage du front d'onde* » (Dowski, et al., 1999) (Cohen, et al., 2014), et plus récemment d'autres plutôt orientées « traitements numériques » et « *deep learning* » (Sitzmann, et al., 2018) (Shang, et al., 2021) (Nehme, et al., 2021) (Sun, et al., 2021) (Liu, et al., 2021).

Si l'approche de co-conception n'est aujourd'hui pas encore généralisée, c'est qu'elle nécessite de l'expertise dans (au moins) deux domaines distincts. En particulier, concevoir des optiques complexes ne peut se faire sans le savoir et l'expérience du concepteur

opticien, qui choisit la configuration du système optique de départ en fonction des spécifications et guide son optimisation du début à la fin. Or, le logiciel de conception optique qu'il utilise (Zemax[®] ou CodeV[®] en général) n'est pas, actuellement, prévu de manière native pour intégrer un traitement numérique au système d'imagerie obtenu. Les optiques complexes nécessitant l'expertise d'un concepteur opticien sont donc encore très peu conçues.

Deux approches sont possibles et étudiées aujourd'hui pour pallier ce problème. La première est de tenter de passer outre l'expertise du concepteur opticien en simulant entièrement un système d'imagerie par tracés de rayon, mais sans passer par un logiciel de conception optique (Volatier, et al., 2019). L'autre option est de tenter d'intégrer l'approche de co-conception directement dans un logiciel de conception optique (Burcklen, et al., 2018). Cette méthode permettrait de continuer à bénéficier de l'expertise des concepteurs opticiens en leur permettant d'appréhender l'effet d'un traitement numérique sur le résultat final. Cette stratégie sera étudiée plus en détails au Chapitre 4.

1.4 Conclusion

La co-conception est le fait de s'intéresser à un système hybride optique/traitement entier au lieu de segmenter son étude en plusieurs sous parties, c'est-à-dire au lieu d'étudier séparément et de distinguer :

- Le système d'imagerie, constitué d'un système optique dont les lentilles sont à optimiser (classiquement, en minimisant la taille des spot-diagrams), et d'un capteur ;
- Le traitement numérique. Celui-ci peut par exemple prendre la forme d'un unique filtre de déconvolution dont les paramètres sont également à optimiser pour minimiser l'erreur sur l'image finale (quantitativement, l'EQM par exemple).

La différence principale entre une conception optique conventionnelle à laquelle est ajouté un traitement et la conception conjointe optique/traitement réside donc dans le choix d'optimiser tout ou partie du système hybride (Figure 1.13), le critère choisi et les moyens mis en œuvre pour y parvenir.

Bien qu'étudiée depuis déjà plus de vingt-cinq ans, la co-conception reste un domaine où beaucoup de choses restent à découvrir car son cadre et ses règles ne sont pas encore complètement établis. Logiquement, comme pour un système d'imagerie conventionnel, plus le système hybride est complexe et possède de degrés de liberté, plus il sera difficile à comprendre et étudier. C'est pour cette raison que l'étude de la co-conception a débuté avec la conception conjointe optique/traitement d'un unique élément optique (Dowski, et al., 1995), un masque de phase, au lieu de celle d'un ensemble de lentilles.

C'est ce type de co-conception « simplifiée » qui a été le plus largement étudié par la communauté, car il permet d'ajouter à l'optique des propriétés intéressantes, telles que l'augmentation de sa profondeur de champ. Cette problématique est analysée plus en profondeur au Chapitre 2, dans le cas d'un éclairage à spectre monochromatique. Le

Chapitre 3 étend cette analyse au cas d'un éclairage à spectre large. Des exemples de co-conception plus généraux, sans utilisation de masques de phase, sont ensuite présentés Chapitre 4. Enfin, la question de l'adaptation du traitement numérique a posteriori est étudiée Chapitre 5.

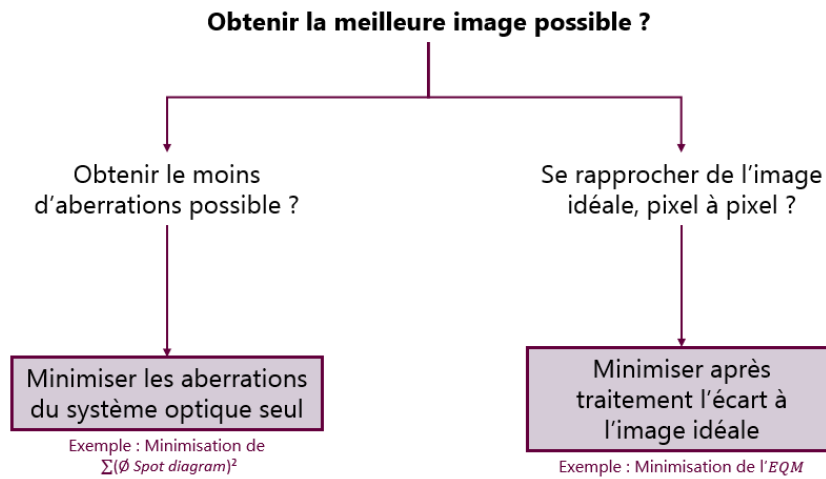


Figure 1.13 Résumé de la différence principale entre l'approche de conception optique traditionnelle et l'approche de conception conjointe explorée dans ce manuscrit.

Chapitre 2

Co-conception et mise en œuvre expérimentale de masques de phase binaires pour l'augmentation de la profondeur de champ

Le Chapitre 1 a permis de présenter les principaux éléments utiles à la conception conjointe de systèmes hybrides optique/traitement et à l'étude de ces systèmes co-conçus. Il est possible d'appliquer cette méthode à maints problèmes et systèmes d'imagerie. Ce chapitre s'intéresse en particulier à la problématique de l'extension de la profondeur de champ (PdC), l'une des plus courantes en co-conception. En effet, il est possible d'étendre la PdC d'un système d'imagerie sans pour autant réduire la quantité de lumière le traversant en plaçant un masque de phase co-conçu dans son diaphragme d'ouverture. Comme l'utilisation d'un tel masque rend l'image plus floue, une déconvolution doit être effectuée pour retrouver visuellement une bonne qualité image. L'idée de l'intégration d'un masque de phase dans un système d'imagerie date des années 1990, lorsque W. Thomas Cathey et Edward R. Dowski ont introduit le « masque de phase cubique » (Dowski, et al., 1995). Depuis, de nombreux masques ont été étudiés théoriquement et parfois implémentés en pratique, sans pour autant qu'aucune étude précise de leurs performances expérimentales ne soit menée.

L'objectif de ce chapitre est d'établir avec précision que le protocole de co-optimisation optique/traitement basé sur un modèle générique d'imagerie (comme présenté Chapitre 1) peut être utilisé avec confiance pour des applications réelles. Nous allons vérifier en particulier que, sous l'hypothèse d'un éclairage à spectre étroit, les masques de phase permettent bien d'étendre la PdC exactement de la quantité souhaitée. La section 2.1 explicitera le protocole d'optimisation numérique des masques de phase binaires pour l'augmentation de la PdC, en détaillant les a priori, notamment sur la DSP de la scène. Le démonstrateur utilisé pour la validation expérimentale, conçu par Hervé Sauer, est présenté section 2.2. Il permet d'établir les performances optiques des masques de phase grâce à des mesures de FTM (section 2.3) et à des images de scènes réelles (section 2.4 et 2.5). De plus, il sera montré dans ces dernières sections qu'ils sont robustes aux petits défauts de fabrication et à l'aberration sphérique résiduelle d'un système optique, ainsi qu'à leur utilisation

éventuelle à des longueurs d'onde (monochromatiques) peu éloignées de celles pour laquelle les masques ont été optimisés.

2.1 Principe de co-conception appliquée à l'augmentation de la profondeur de champ : optimisation de masque de phase binaires

2.1.1 Pourquoi des masques de phase binaires ?

Parmi les nombreuses structures de masques de phase existantes, les masques de phase annulaires binaires (Zalevsky, et al., 2006) (Zhao, et al., 2014) (Ryu, et al., 2017) (Katkovnik, et al., 2018) (Katkovnik, et al., 2019) ont l'avantage d'être bien plus faciles à fabriquer que des masques continus (Muyo, et al., 2004) (Castro, et al., 2007) (Caron, et al., 2008) (Zhou, et al., 2009) (Mo, 2012). De plus, contrairement aux masques de phase cubiques qui restent très étudiés (Dowski, et al., 1995) (Diaz, et al., 2009) (Pham, et al., 2020) (Chiu, et al., 2020) (Yu, et al., 2021), ils sont à symétrie de révolution, ce qui permet d'éviter toute distorsion de l'image. Ils ont également déjà été implémentés en pratique et ont montré de bonnes performances sur des applications spécifiques en infrarouge (Diaz, et al., 2011) (Elmalem, et al., 2016) ou dans le visible (Milgrom, et al., 2010) (Burcklen, et al., 2015) (Haim, et al., 2015) (Elmalem, et al., 2018).

Au Laboratoire Charles Fabry, une étude systématique de leur performance théorique et de leur robustesse à diverses aberrations a été réalisée par Rafael Falcón (Falcón Maimone, 2017). Il a en particulier étudié la question fondamentale de la PdC maximale accessible grâce à ces masques de phases annulaires et du nombre d'anneaux nécessaires pour atteindre un certain niveau de performance. Il a montré par simulation qu'une performance quasi-optimale peut être atteinte avec un nombre d'anneaux limité et qu'elle est robuste à une petite quantité d'aberrations.

C'est dans la suite directe de ces résultats que l'étude présentée ici est réalisée. En effet, l'étude proposée par Rafael Falcón (Falcón, et al., 2017) était basée sur des optimisations numériques supposant un modèle de scène générique, un certain niveau de bruit et un modèle d'imagerie théorique incluant quelques aberrations. Cependant, un certain nombre de questions persiste : comment des masques optimisés de cette manière fonctionnent-ils en pratique, sachant que le modèle de la scène utilisé pendant l'optimisation n'est peut-être pas conforme à la scène réelle ? Ces masques atteignent-ils vraiment exactement la plage de PdC visée ? Sont-ils robustes aux défauts de fabrication, aux aberrations ?

Afin de répondre à ces questions, cette section 2.1 donne les bases théoriques spécifiques à l'optimisation des masques de phases binaires pour l'augmentation de la PdC. Les sections suivantes présentent ensuite les résultats expérimentaux obtenus et les compare aux attentes théoriques.

2.1.2 Méthode d'optimisation spécifique à un masque de phase binaire

Les masques de phase étudiés dans ce chapitre sont des éléments optiques statiques modulant spatialement la phase. Ils consistent en une série de N régions annulaires concentriques, modulant la phase d'alternativement 0 ou π radians à une longueur d'onde nominale λ_R , comme montré Figure 2.1. Chaque région annulaire de phase constante est appelée « anneau ». Un masque de rayon R à N anneaux est paramétrisé par $N - 1$ paramètres libres correspondant aux rayons normalisés $\varphi = \{\rho_1, \dots, \rho_{N-1}\}$, où le rayon de la i -ième transition de phase est $r_i = \rho_i R$ et satisfait les conditions $0 < \rho_1 < \dots < \rho_{N-1} < \rho_N = 1$.

Ce sont ces masques qui vont être utilisés pour augmenter la PdC, et ce sont les paramètres φ qui vont être optimisés. Dans ce but, le masque est placé dans le diaphragme d'ouverture (aussi appelé « stop ») d'un système optique considéré par ailleurs comme idéal, c'est-à-dire sans autre aberration que l'aberration de défocus, qui est l'aberration faisant que la PdC est naturellement limitée.

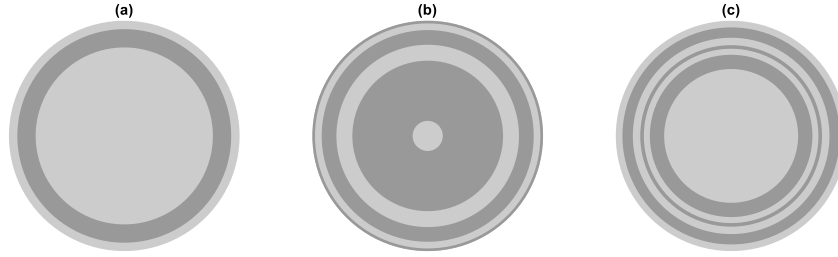


Figure 2.1 Les trois masques de phase étudiés dans ce chapitre : (a) le masque dit « à $1\lambda_R$ », (b) le masque dit « à $2\lambda_R$ », et (c) le masque dit « à $2.5\lambda_R$ ». Un anneau est défini comme une région annulaire de phase constante. Les régions gris foncé induisent un déphasage de 0 et les régions en gris clair un déphasage de π radians à la longueur d'onde nominale λ_R . (Les « $1\lambda_R$ », « $2\lambda_R$ » et « $2.5\lambda_R$ » dans les noms des masques correspondent aux plages de défocalisation visées, comme expliqué dans le texte).

Supposons qu'un objet à une certaine distance z_o d'un système d'imagerie de focale image f_{λ_R} est observé avec celui-ci. L'image est obtenue sur un capteur à la distance image fixée z_{i0} . Le système est au point, pour cette distance image z_{i0} , à la distance objet z_{o0} du système d'imagerie⁵ et un objet défocalisé est placé à $z_o = z_{o0} + \Delta z_o$. Le paramètre de défocalisation est défini comme la différence de chemin optique pic-à-vallée de l'aberration défocus de Seidel, dont il est possible d'établir une expression approchée simple pour une petite ouverture numérique image, une pupille de sortie éloignée du plan image et une faible variation de la défocalisation image induite par le décalage Δz_o de l'objet ($|\Delta z_o| \ll z_{i0}$) :

$$\psi(\Delta z_o) \approx \frac{(z_{i0} \times ON)^2}{2} \left(\frac{1}{z_{i0}} + \frac{1}{z_{o0} + \Delta z_o} - \frac{1}{f_{\lambda_R}} \right), \quad (2.1)$$

où ON est l'ouverture numérique image nominale du système optique. Ce paramètre de défocalisation ψ est égal à 0 quand $\Delta z_o = 0$, c'est-à-dire quand l'objet est au point de

⁵ z_{o0} et z_{i0} sont précisément les distances aux plans principaux objets et images (respectivement), la distance algébrique z_{o0} étant prise selon l'axe $-z$.

focalisation nominal. Si l'objet est déplacé de cette position, le système optique est alors défocalisé. La distance de défocalisation objet Δz_o induite doit être prise ici comme négative quand l'objet s'approche du système optique, et positive quand il s'en éloigne (vu les signes dans l'équation (2.1)). Cela est schématisé Figure 2.2.

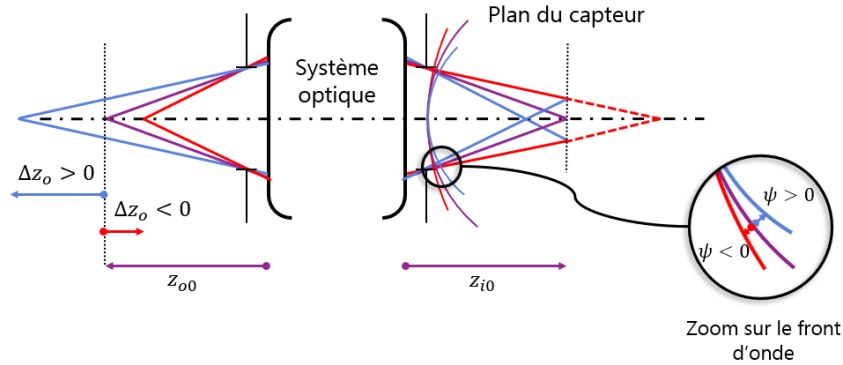


Figure 2.2 Schéma liant la défocalisation objet Δz_o au paramètre de défocalisation ψ .

L'objectif de la co-conception est, dans ce chapitre, d'augmenter la PdC par l'ajout d'un masque de phase. La PdC peut être définie du côté objet avec Δz_o mais cette grandeur dépend alors de l'ouverture numérique et de la focale du système optique. Au contraire, le paramètre de défocalisation de l'équation (2.1) est une métrique permettant de quantifier la PdC d'un système optique indépendamment de son ouverture numérique ou de sa focale, de telle manière que deux configurations de deux systèmes présentant la même valeur de paramètre de défocalisation ψ présentent des PSF (en coordonnées spatiales normalisées par le rayon de la tache d'Airy d'un système de même ouverture) équivalentes. Notons donc ψ_{max} la limite de défocalisation visée pour le système : le comportement d'un système hybride optimisé avec un masque de phase dont la plage de défocalisation visée est $[-\psi_{max}, \psi_{max}]$ ⁶ doit permettre l'obtention d'une image jugée de bonne qualité pour tout objet situé à Δz_o du point de focalisation tel que $|\psi(\Delta z_o)| < \psi_{max}$.

Pour cela, deux éléments du système hybride sont co-optimisés simultanément :

- Le masque de phase paramétrisé par φ et introduit dans le système optique idéal pour modifier ses PSF ou FTM sur la plage de défocalisation $[0, \psi_{max}]$;
- Le filtre de déconvolution $\tilde{w}_\varphi^\varphi(\nu)$ dont l'expression optimale (au sens de l'EQM introduit au Chapitre 1) dépend du masque introduit. L'objectif étant d'augmenter la PdC sans a priori sur la position des objets dans la scène (et même sans chercher à estimer ces positions), un seul et unique filtre est utilisé pour déconvoluer l'image obtenue sur le capteur.

Comme une infinité de défocalisations sont considérées sur toute une plage de défocalisation $[0, \psi_{max}]$, il est plus judicieux d'adapter la déconvolution à l'ensemble de la plage

⁶ Dans le cas considéré ici (éclairage monochromatique), considérer une plage de défocalisation $[-\psi_{max}, \psi_{max}]$ est équivalent à considérer une plage $[0, \psi_{max}]$, car il est possible de montrer que pour un système idéal sans autre aberration que le défocus, la PSF est la même pour $\pm\psi$.

de PdC visée plutôt qu'à un paramètre de défocalisation ψ_k particulier. C'est donc, dès lors, un filtre de Wiener moyen qui est préféré, car optimal au sens de l'EQM moyen sur l'ensemble de la plage de défocalisation (Diaz, et al., 2009). Il a une expression très proche du filtre de Wiener standard donné équation (1.9) permettant de minimiser $EQM(\varphi, \psi_k)$ à un paramètre de défocalisation ψ_k donné (équation (1.8)), mais permet pour sa part de minimiser la fonction d'erreur de reconstruction de l'image, $\sum_k EQM(\varphi, \psi_k)$, sur un ensemble discret de paramètres de défocalisation tel que $\psi \in \{\psi_1, \psi_2, \dots, \psi_K = \psi_{max}\} = \Psi$, avec K de nombre de valeurs de paramètre de défocalisation. Il a l'expression suivante :

$$\tilde{w}_{\Psi}^{\varphi}(\nu) = \frac{\frac{1}{K} \sum_{k=1}^K \tilde{h}_{\psi_k}^{\varphi}(\nu)^*}{\frac{1}{K} \sum_{k=1}^K |\tilde{h}_{\psi_k}^{\varphi}(\nu)|^2 + \frac{S_{bb}(\nu)}{S_{oo}(\nu)}}. \quad (2.2)$$

Les masques optimisés par Rafael Falcón (Falcón Maimone, 2017) le sont en considérant un modèle de DSP objet $S_{oo}(\nu) \propto \nu^{-2.5}$ (voir section 1.2.1.1 page 18) et un RSB de 34 dB. Le filtre présenté est le seul et unique filtre de déconvolution utilisé pour traiter globalement numériquement les images, quelle que soit la défocalisation de l'objet. Avec ce choix de filtre de déconvolution, les paramètres φ_{opt} du masque optimal sont optimisés sur le critère minimax :

$$\varphi_{opt} = \arg \min_{\varphi} \left\{ \max_k [EQM(\varphi, \psi_k)] \right\}. \quad (2.3)$$

2.1.3 Choix des masques étudiés

La variation de la qualité image comme fonction du nombre N d'anneaux du masque a été étudié par Rafael Falcón (Falcón Maimone, 2017) (Falcón, et al., 2017) avec une méthode d'optimisation globale. Il a été montré qu'en éclairage monochromatique à λ_R , pour une plage de défocalisation visée de $\psi_{max} = 1\lambda_R$, trois anneaux sont suffisants pour atteindre la performance maximale. Six anneaux sont préférables pour $\psi_{max} = 2\lambda_R$ et sept anneaux pour $\psi_{max} = 2.5\lambda_R$.

Les masques optimaux pour ces trois PdC sont présentés Figure 2.1, et les rayons normalisés de leurs anneaux sont donnés Tableau 2.1. Dans la suite, ils seront notés respectivement « masque à $1\lambda_R$ », « masque à $2\lambda_R$ » et « masque à $2.5\lambda_R$ ». Ces masques ont été optimisés en faisant l'hypothèse de leur utilisation dans un système optique idéal (sans aberration), pour imager une scène générique. L'objectif est ici de valider expérimentalement les performances obtenues.

Masque de phase	ρ_1	ρ_2	ρ_3	ρ_4	ρ_5	ρ_6
Masque à $1\lambda_R$	0.7684	0.9272	---	---	---	---
Masque à $2\lambda_R$	0.1307	0.6533	0.7917	0.9192	0.9771	---
Masque à $2.5\lambda_R$	0.5808	0.7047	0.7569	0.7879	0.8525	0.9424

Tableau 2.1 Rayons normalisés des trois masques de phase utilisés dans ce chapitre d'après (Falcón Maimone, 2017).

2.2 Mise en œuvre de l'expérience

L'objectif est de vérifier expérimentalement la capacité de ces masques de phase binaires à étendre la PdC sur la profondeur souhaitée. Pour cela, ils ont été fabriqués puis intégrés dans un système optique pour évaluer précisément leurs performances. L'ensemble est décrit dans cette section.

2.2.1 Fabrication des masques de phase

Les masques de phase binaires utilisés dans ce chapitre ont été gravés par Anne-Lise Coutrot, ingénieure du Laboratoire Charles Fabry, sur des substrats de quartz grâce à de la photolithographie UV associée à une gravure ionique réactive suivie d'une gravure par plasma à couplage inductif (en anglais *RIE-ICP*, voir Annexe C pour plus de détails sur la procédure). Comme ils sont utilisés avec un éclairage à spectre étroit centré sur la longueur d'onde nominale λ_R , la profondeur de gravure e est calculée pour que le déphasage entre deux anneaux soit de π radians, selon la formule :

$$e = \frac{\lambda_R}{2(n - 1)}, \quad (2.4)$$

où n est l'indice de réfraction du quartz à $\lambda_R = 625$ nm. Puisque le quartz est un matériau légèrement biréfringent et qu'un éclairage non polarisé est employé, il est possible d'approximer son indice par $n = \frac{3}{4}n_o + \frac{1}{4}n_e$ où n_o et n_e sont respectivement les indices de réfraction ordinaire et extraordinaire. Il faut donc une profondeur de gravure de $e = 573$ nm, sur laquelle une tolérance de fabrication de ± 20 nm est autorisée. Cette tolérance correspond à 3% de la profondeur de gravure totale et ne conduit à aucune modification significative des FTM simulées, tout en restant raisonnable compte tenu du processus de fabrication.

Tous les masques de phase ont été vérifiés à l'issue de leur fabrication avec un profilomètre mécanique 1D, pour vérifier la profondeur de gravure. Un exemple de résultat obtenu pour le masque à $2.5\lambda_R$ est donné Figure 2.3. Celle-ci permet de vérifier que le masque a bien la profondeur de gravure souhaitée. C'est aussi le cas du masque à $1\lambda_R$, dont la profondeur de gravure moyenne a été mesurée à 573 nm (soit exactement la profondeur visée). Le masque à $2\lambda_R$ dévie légèrement des spécifications, car une de ses marches est à 559 nm (pour l'anneau le plus large), et les deux autres marches sont à 566 nm et 550 nm (pour les anneaux les plus petits). Les simulations réalisées avec le logiciel de conception optique CodeV® montrent que ces modifications par rapport à la hauteur de marche idéale n'ont que peu d'impact sur les FTM, qui deviennent cependant légèrement asymétriques sur la plage de PdC (entre $-\psi_{max}$ et ψ_{max}).

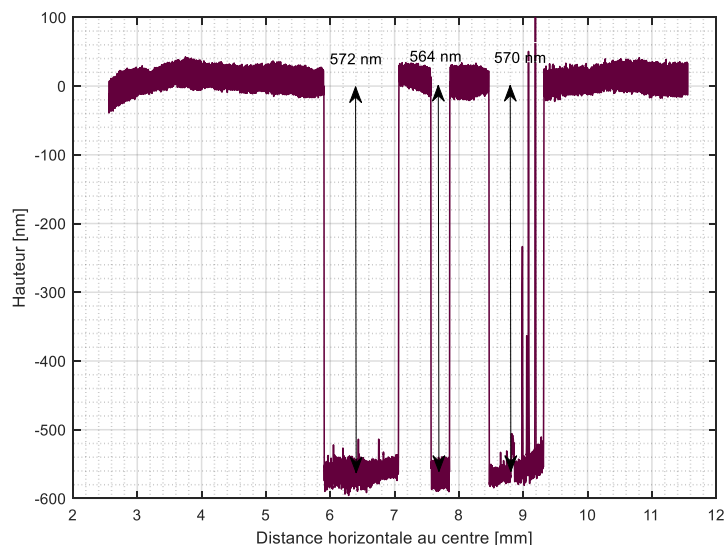


Figure 2.3 Un profil du masque à $2.5\lambda_R$. Les flèches donnent la hauteur moyenne de la marche estimée sur plusieurs profils.

Les masques ainsi fabriqués, correspondant bien aux masques optimisés, vont être intégrés dans un système optique dans le but d'évaluer leurs performances.

2.2.2 Présentation du démonstrateur

Lors de l'optimisation des masques de phase, plusieurs hypothèses ont été faites. La première est que les masques sont placés dans le diaphragme d'ouverture (stop) du système optique. La deuxième est que le système optique (sans le masque de phase) est idéal, c'est-à-dire limité par la diffraction. Cela signifie que les aberrations optiques sont considérées comme négligeables, et que la PSF à la limite de diffraction est correctement échantillonnée sur le capteur, soit que la fréquence de coupure de l'optique est (strictement) inférieure à la fréquence de Nyquist du capteur. Il a aussi été supposé que l'éclairage serait monochromatique, avec la profondeur de gravure des masques adaptée à la longueur d'onde d'éclairage.

Pour tester les masques de phase, j'ai utilisé et mis en place sur un banc optique un système optique répondant au maximum à l'ensemble de ces critères. Ce démonstrateur a été conçu par Hervé Sauer pour respecter les conditions d'optimisation des masques et sa monture mécanique a été conçue au bureau d'étude mécanique du Laboratoire Charles Fabry par Jean-René Rullier. Le système est conçu à partir de deux doublets du commerce, avec un petit champ de vue et une petite ouverture de manière à n'avoir presque aucune aberration (conditions paraxiales). La fréquence de coupure optique a été choisie pour vérifier la condition de Shannon-Nyquist avec un capteur CMOS au pixel de $3.45\ \mu\text{m}$.

Un schéma du système est donné Figure 2.4. Une des particularités de ce système est qu'il est télécentrique objet (comme sur l'exemple présenté Figure 1.2, page 8) : son grandissement, choisi égal à -1 , est indépendant de la position axiale de l'objet (c'est-à-dire de la distance de défocalisation objet Δz_o). Pour obtenir cette caractéristique, le premier doublet [Edmund Optics, de focale 250 mm et diamètre $\varnothing 40$ mm, voir élément (a) de la

Figure 2.4] fonctionne en configuration foyer/infini, avec le STOP du système optique (de $\varnothing 20$ mm) placé exactement dans son plan focal arrière [élément (b)]. Un emplacement pour le masque de phase (interchangeable), de diamètre $\varnothing 20$ mm est prévu le plus proche possible du STOP [élément (c)]. Enfin, le second doublet [Edmund Optics, de focale 250 mm et diamètre $\varnothing 25$ mm, voir élément (d)], travaillant en infini/foyer, permet la formation de l'image sur le capteur [élément (e)]. L'ensemble des optiques et du capteur, et en particulier la distance entre le second doublet et la caméra, sont fixés mécaniquement. La focalisation et la défocalisation sont donc réalisées en déplaçant l'objet sur l'axe par rapport à l'ensemble du système optique. Celui-ci est contenu dans une enceinte optomécanique [élément (f)] réalisant l'interface avec la caméra via une monture C. Cette enceinte, en plus d'éviter la problématique de la lumière parasite, autorise également l'intégration d'une lame d'aberration sphérique amovible [élément (g)]. Cette lame permet d'évaluer la robustesse des masques de phase à cette aberration, ce qui sera fait paragraphe 2.4.2.

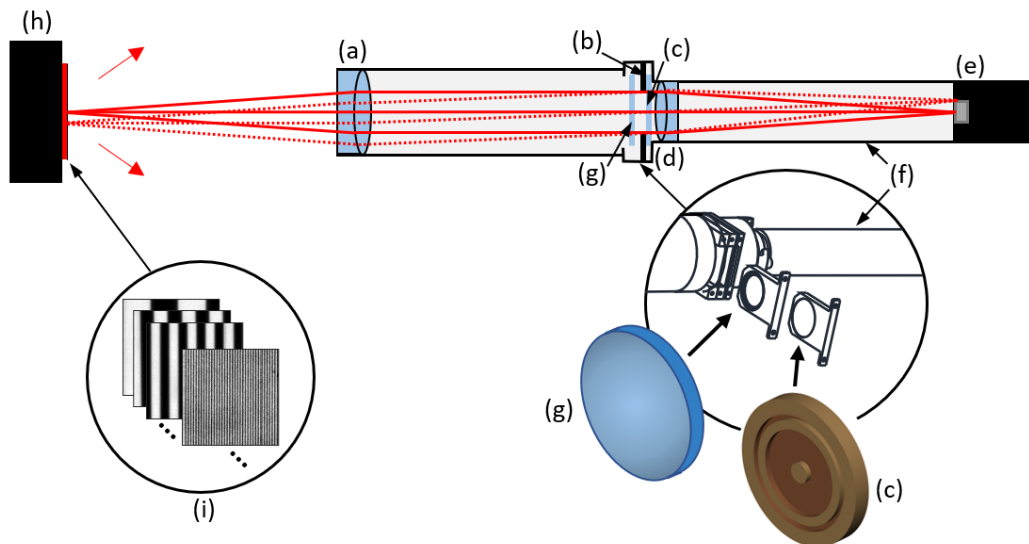


Figure 2.4 Schéma du système optique conçu pour l'étude des masques de phase : (a) premier doublet Edmund Optics, (b) STOP, (c) masque de phase amovible, (d) second doublet Edmund Optics, (e) caméra (f) boîtier optomécanique fermé, (g) lame d'aberration sphérique amovible (optionnelle), (h) rétro-éclairage rouge, et (i) scène, par exemple, une mire crêteau de transmission.

Le système optique ainsi conçu a un nombre d'ouverture, à sa conjugaison courante, de 12.5 (soit une ouverture numérique de $ON = 0.04$), et un champ objet et image de $8.5 \text{ mm} \times 7.09 \text{ mm}$. La scène est éclairée à l'aide d'une LED rouge de rétro-éclairage [élément (h)]. Cette LED, dont le spectre énergétique est donné Figure 2.5, possède un spectre étroit centré en $\lambda_R = 625 \text{ nm}$ et d'une largeur à mi-hauteur de 20 nm . A cette longueur d'onde $\lambda_R = 625 \text{ nm}$, la fréquence de coupure optique est de 128 mm^{-1} , tandis que la fréquence de Nyquist est 145 mm^{-1} : la PSF du système est donc échantillonnée correctement.

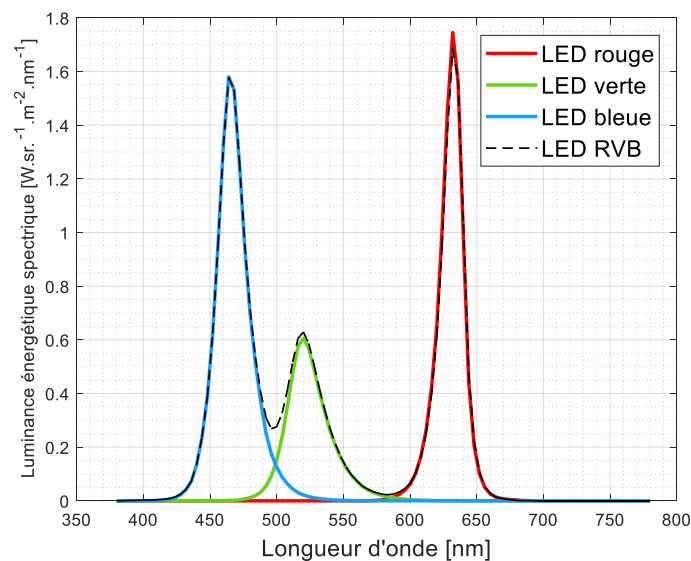


Figure 2.5 Spectre des LED. Les longueurs d'onde dominantes des maxima sont $\lambda_B = 470 \text{ nm}$, $\lambda_G = 528 \text{ nm}$ et $\lambda_R = 625 \text{ nm}$.

Ce démonstrateur remplit donc toutes les conditions pour permettre l'étude de masques de phase dans les conditions pour lesquelles ils ont été co-optimisés. Avec les paramètres du système, l'équation (2.1) permet de calculer la différence de chemin optique pic-à-vallée de l'aberration défocus correspondant à chaque distance de défocalisation objet Δz_o . Pour ce faire, il faut prendre z_o comme étant la distance entre l'objet et le plan principal objet et z_i comme étant la distance entre le plan principal image et le capteur. Par exemple, les distances de défocalisation objet de -0.5 , -1 , et -1.5 mm qui vont être considérées pour la mesure des FTM section 2.3, correspondent respectivement à des différences de chemin optique de $\psi = 0.6\lambda_R$, $1.3\lambda_R$ et $1.9\lambda_R$ (Annexe B.1).

2.3 Validation des masques de phase à l'aide des FTM

Quand les masques de phases fabriqués sont intégrés dans le système optique, ils modifient son comportement dans le but d'augmenter sa PdC. Une première étape de validation de l'efficacité des masques de phase consiste à vérifier que les FTM mesurées pour différentes valeurs du paramètre de défocalisation ψ correspondent bien à celles simulées numériquement. Il est ensuite possible de caractériser l'effet du système hybride (contenant le masque de phase) entier en analysant les FTM effectives après déconvolution pour différentes valeurs de défocalisation.

Ces deux méthodes ne permettent qu'une caractérisation partielle de l'évolution du comportement du système hybride à travers la PdC. Pour les compléter, une mire de profondeur de champ permettra de mesurer le comportement du système hybride à travers la plage de PdC à une fréquence spatiale donnée.

2.3.1 Mesures de FTM

La méthode expérimentale choisie pour mesurer les FTM est d'acquérir des images de mire créniaux. Le protocole est détaillé en Annexe D. Il permet de mesurer les FTM pour les différents masques de phase. Les résultats expérimentaux seront comparés aux FTM théoriques calculées sous CodeV[®], ce qui permettra de prendre en compte les légers défauts optiques de fabrication des masques et du système optique réel.

2.3.1.1 Sans masque de phase

Pour commencer, j'ai choisi de mesurer les FTM du système contenant une lame de quartz non gravée, dite « lame neutre », dans le but de caractériser le système optique sans masque de phase en gardant tous les autres paramètres inchangés. La Figure 2.6(a) représente les FTM théoriques (lignes pleines) et mesurées (lignes pointillées avec des croix) obtenues pour différentes positions de l'objet observé. Seules la position focalisée ($\psi = 0\lambda_R$) et les défocalisations croissantes $\psi = 0.6\lambda_R$, $1.3\lambda_R$ et $1.9\lambda_R$ sont ici considérées. Les valeurs de FTM sont représentées uniquement entre 0 et 0.5 pour faciliter la comparaison avec les autres masques.

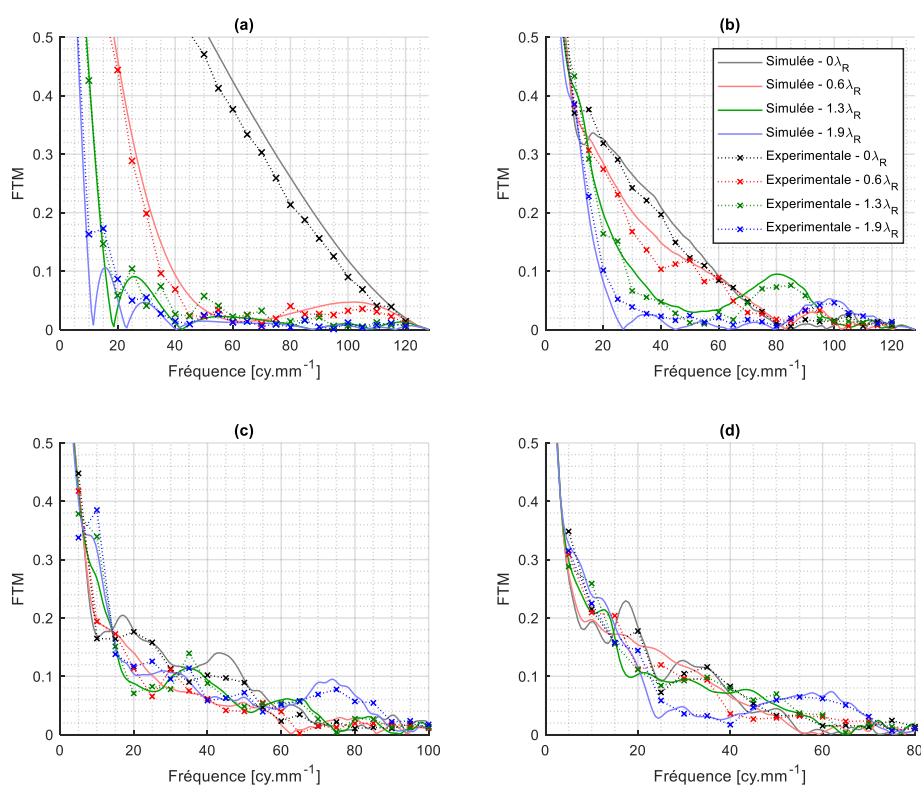


Figure 2.6 FTM expérimentales et théoriques pour (a) la lame neutre, (b) le masque à $1\lambda_R$, (c) le masque à $2\lambda_R$, et (d) le masque à $2.5\lambda_R$. Pour les courbes (c) et (d), l'axe des abscisses est coupé à respectivement 100 et 80 cy.mm^{-1} pour une meilleure lisibilité. La fréquence de coupure à la limite de diffraction est 128 cy.mm^{-1} . La légende donnée en (b) est la même pour tous les graphes.

La lame neutre permet de vérifier que les résultats théoriques et expérimentaux correspondent bien : la forme générale des FTM mesurées suit bien celle des FTM théoriques et les niveaux des FTM sont quasi égaux. La méthode de mesure des FTM est donc valide.

Cela permet aussi d'observer des résultats d'optique « classiques ». D'une part, au point de focalisation ($\psi = 0$), la FTM mesurée a l'allure d'une FTM à la limite de diffraction. D'autre part, en présence d'aberration de défocus, les FTM chutent brutalement pour les valeurs de ψ qui sont en dehors de la plage de PdC naturelle du système optique, selon le critère de Rayleigh ($|\psi| < \lambda_R/4$).

2.3.1.2 Masque de phase à $1\lambda_R$

Les FTM obtenues en insérant le masque à $1\lambda_R$ dans le système optique sont données Figure 2.6(b). Nous pouvons encore une fois observer que les courbes expérimentales suivent bien la forme générale et les niveaux absolus des FTM simulées. Cela montre donc que les FTM expérimentales se comportent comme prévu par simulation.

Le masque de phase à $1\lambda_R$ a été optimisé pour maintenir une bonne performance d'imagerie pour une plage de ψ égale à $[0, 1\lambda_R]$. Cependant, il faut noter que la réponse d'un masque de phase binaire en fonction de la PdC est indépendante du signe du paramètre de défocalisation ψ . La PdC totale du masque à $1\lambda_R$ est donc $[-1\lambda_R, 1\lambda_R]$, mais les mesures de FTM pour les distances positives de défocalisation objet (objet éloigné du système optique et $\psi < 0$) ne seront pas incluses pour plus de lisibilité.

Figure 2.6(b), la FTM obtenue pour le paramètre de défocalisation $\psi = 0.6\lambda_R$ (donc inclus dans la plage de PdC optimisée pour le masque à $1\lambda_R$) est assez proche de la FTM obtenue pour l'objet focalisé. Cela signifie que les performances d'imagerie seront similaires à $\psi = 0\lambda_R$ et $\psi = 0.6\lambda_R$. Cependant, en comparant à la Figure 2.6(a), nous pouvons aussi remarquer que ces deux FTM sont beaucoup plus basses la FTM à la limite de diffraction. Cela est dû à la présence du masque de phase, et c'est aussi la raison pour laquelle la déconvolution est nécessaire pour retrouver du contraste dans l'image.

Enfin, les FTM à $\psi = 1.3\lambda_R$ et $\psi = 1.9\lambda_R$ sont beaucoup plus basses puisque ces deux valeurs de ψ sont en dehors de la PdC visée pour l'optimisation du masque à $1\lambda_R$.

2.3.1.3 Masque à $2\lambda_R$

La Figure 2.6(c) représente les FTM pour le masque à $2\lambda_R$. Toutes les valeurs de ψ pour lesquelles les FTM sont mesurées sont cette fois contenues dans la PdC visée du masque. Toutes les FTM sont donc proches les unes des autres : la différence maximale entre les FTM est de 0.1 pour l'ensemble des fréquences, et même encore plus petite – autour de 0.05 – pour les fréquences moyennes entre 20 cy.mm^{-1} et 60 cy.mm^{-1} . Toutes les FTM gardent des valeurs significatives jusqu'à la fréquence spatiale 60 cy.mm^{-1} . De plus, les FTM mesurées suivent encore une fois les principales caractéristiques des FTM théoriques.

2.3.1.4 Masque à $2.5\lambda_R$

Le dernier masque testé est le masque à $2.5\lambda_R$, dont les FTM sont représentées Figure 2.6(d). Comme pour le masque à $2\lambda_R$, les FTM sont proches les unes des autres. Cependant, ce masque a été optimisé pour une plage de PdC plus grande, ce qui explique qu'il y ait quelques différences significatives entre les FTM pour certaines fréquences spatiales moyennes. Cela vient du fait que le compromis entre augmenter la PdC et garder du

contraste sur l'ensemble de la plage devient plus délicat : le problème devient difficile à résoudre pour un masque binaire.

Pour conclure, l'ensemble des FTM mesurées pour les différents masques et PdC ont un comportement proche de ce qui avait été prévu par simulation.

2.3.2 FTM effectives

Même si les FTM sont un bon moyen pour vérifier la conformité des masques fabriqués aux masques optimisés lors des simulation, celles-ci ne sont pas entièrement représentatives du système hybride entier. En effet, le système hybride inclut aussi une déconvolution. Une méthode pour représenter cette information est d'utiliser la FTM effective, produit de la réponse du système optique et du filtre de déconvolution (équation (1.10)). Il faut noter qu'en utilisant un filtre de Wiener « moyen » pour la déconvolution, certaines fréquences spatiales peuvent être « suramplifiées » (FTM effective supérieure à 1), ce qui conduit à une dégradation de l'image (avec l'apparition d'artéfacts, usuellement aux voisinages des transitions rapides dans l'image).

La Figure 2.7 représente les FTM effectives des systèmes hybrides contenant les trois masques de phase. Elles ont été tracées à partir des FTM théoriques et du filtre de Wiener moyen $\tilde{w}_\psi^\phi(\nu)$ défini équation (2.2). Pour cette représentation, le filtre de Wiener est calculé sous l'hypothèse d'une DSP objet $S_{oo}(\nu) \propto \nu^{-2.5}$ et d'un RSB égal à 34 dB, ce qui correspond au niveau de bruit observé en pratique sous de bonnes conditions d'éclairage. Les FTM effectives sont calculées pour cinq valeurs différentes du paramètre de défocalisation ψ , allant de $0\lambda_R$ (focalisation) à $2.5\lambda_R$.

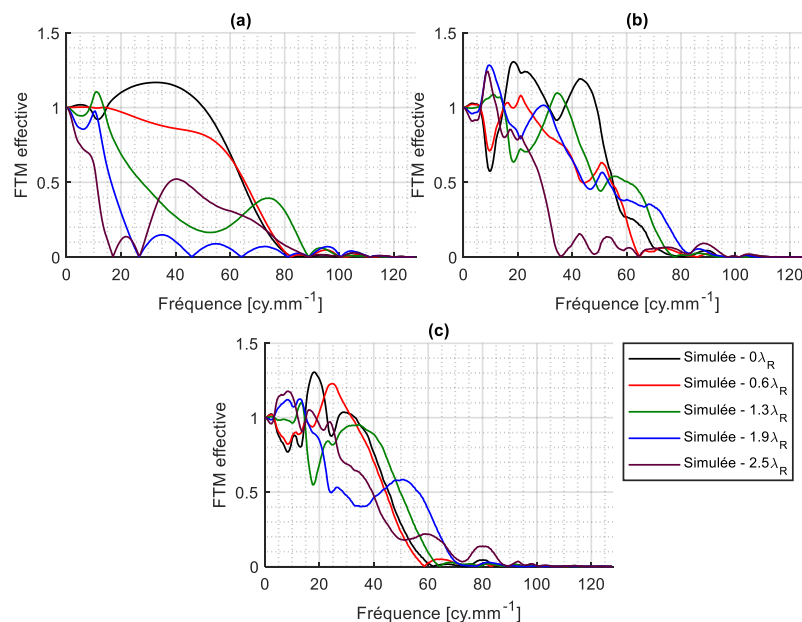


Figure 2.7 FTM effectives du système hybride simulée avec (a) le masque à $1\lambda_R$, (b) le masque à $2\lambda_R$ et (c) le masque à $2.5\lambda_R$.

2.3.2.1 Masque à $1\lambda_R$

La Figure 2.7(a) représente les FTM effectives pour le masque à $1\lambda_R$. Pour les deux valeurs du paramètre de défocalisation qui sont dans la plage de PdC visée, soit $0\lambda_R$ et $0.6\lambda_R$, les valeurs de FTM effectives sont assez proches de 1 jusqu'à 60 cy.mm^{-1} . Elles chutent ensuite et atteignent 0 à la fréquence spatiale 80 cy.mm^{-1} . Cela signifie qu'une bonne qualité image sera obtenue pour la plage de fréquences spatiales $[0, 60] \text{ cy.mm}^{-1}$.

Pour les valeurs du paramètre de défocalisation plus grandes que $1\lambda_R$, les FTM effectives sont très faibles puisque ces valeurs de défocalisation ne sont pas incluses dans la plage de PdC visée.

2.3.2.2 Masque à $2\lambda_R$

Avec le masque à $2\lambda_R$, la plage de PdC visée est deux fois plus importante. Figure 2.7(b), la FTM obtenue pour $\psi = 2.5\lambda_R$ est très basse, ce qui était attendu car cette valeur du paramètre de défocalisation est en dehors de la plage de PdC visée. Au contraire, pour toutes les valeurs du paramètre de défocalisation inférieures à $2\lambda_R$, les valeurs de FTM effective restent supérieures à 0.5 jusqu'à la fréquence spatiale 55 cy.mm^{-1} . Elles chutent et atteignent 0 à la fréquence spatiale 65 cy.mm^{-1} pour $\psi = 0.6\lambda_R$, et pour des fréquences spatiales supérieures à 65 cy.mm^{-1} pour les autres paramètres de défocalisation. Pour tous les paramètres de défocalisation inférieurs à $2\lambda_R$, la qualité image ne pourra donc être retrouvée que jusqu'à la fréquence 55 cy.mm^{-1} .

Ces observations mettent en évidence que la plage de fréquences sur laquelle il est possible de retrouver une bonne qualité image est inférieure à celle obtenue avec le masque à $1\lambda_R$. Cela était attendu : comme la plage de défocalisation visée est deux fois plus grande, maintenir la qualité image sur toute cette plage est plus difficile. En contrepartie, les courbes pour $\psi = 1.3\lambda_R$ et $\psi = 1.9\lambda_R$ sont, jusqu'à la fréquence 55 cy.mm^{-1} , bien au-dessus de celles obtenues Figure 2.7(a).

2.3.2.3 Masque à $2.5\lambda_R$

La Figure 2.7(c) représente les FTM effectives du masque à $2.5\lambda_R$. La courbe correspondant à un paramètre de défocalisation de 2.5λ est maintenant au-dessus de 0.5 jusqu'à la fréquence spatiale 40 cy.mm^{-1} , alors qu'elle était très basse sur la Figure 2.7(a) (masque à $1\lambda_R$) et la Figure 2.7(b) (masque à $2\lambda_R$) puisque les masques correspondants n'avaient pas été optimisés pour cette valeur du paramètre de défocalisation. Néanmoins, le niveau général des courbes est plus bas qu'à la Figure 2.7(b), car lorsque la plage de défocalisation visée est plus importante, le problème d'optimisation devient plus complexe.

Ainsi, pour résumer, les graphes de FTM effectives permettent de bien représenter le compromis qui existe entre l'extension de la plage de PdC visée et la qualité de l'image reconstruite. Les mesures et simulations ont permis de vérifier que, pour quelques valeurs choisies du paramètre de défocalisation, les FTM et FTM effectives ont bien les allures souhaitées. Dans la section suivante, les masques de phase vont maintenant être testés lorsque la défocalisation varie de manière continue.

2.3.3 Comportement à travers la profondeur de champ sur des images

La mesure du comportement des systèmes hybrides à travers la PdC constitue un élément de caractérisation supplémentaire. Pour vérifier ce comportement, j'ai utilisé une mire de PdC (*Edmund Optics* #54 – 440), qui est constituée d'une mire créneau dessinée sur une surface à 45° de l'axe optique. Quand cette mire est observée avec un système optique télécentrique objet (comme c'est le cas ici), elle présente une fréquence spatiale constante à 15 cy.mm⁻¹ et une distance axiale qui varie linéairement avec le champ.

2.3.3.1 Comparaison entre les systèmes d'imagerie

La Figure 2.8 représente les images de cette mire de PdC observées avec le système contenant la lame neutre (l'image n'est alors pas déconvoluée) et les trois masques de phase fabriqués (les images sont alors déconvoluées avec le filtre de Wiener moyen correspondant). La mise au point a été réalisée au centre du champ de vue. A gauche, la mire est plus proche du système optique, ce qui correspond à des distances de défocalisation objet négatives. A droite, la mire est éloignée du système optique, ce qui correspond donc à des distances de défocalisation objet positives.

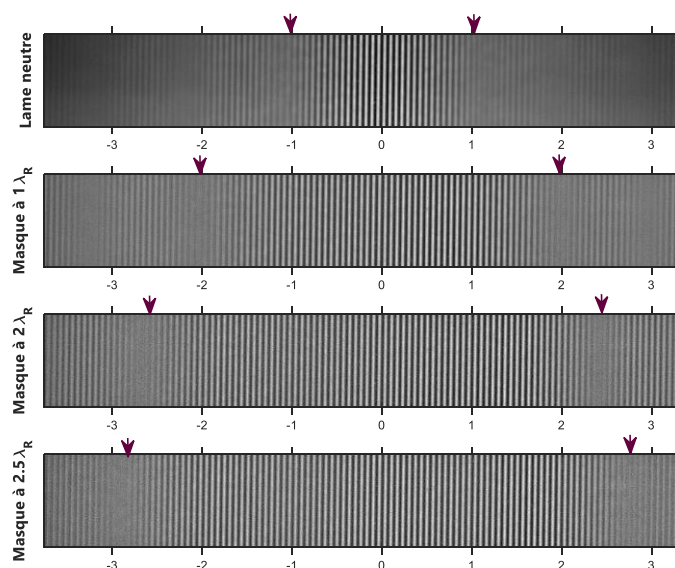


Figure 2.8 Images d'une mire de PdC (éclairée avec la LED rouge) obtenues avec différents masques de phase et après déconvolution (à l'exception de la première image, avec la lame neutre). L'axe des abscisses est en millimètres.

Quand la valeur absolue de la défocalisation augmente, nous pouvons observer que le contraste s'annule, ce qui indique que la FTM à la fréquence spatiale 15 cy.mm⁻¹ atteint 0 à certaines valeurs de défocalisation. En comparant les différentes images de la Figure 2.8, nous pouvons clairement observer que la distance de défocalisation objet Δz_o pour laquelle a lieu la première annulation de contraste augmente avec la plage de PdC pour laquelle le masque est optimisé : elle est de ± 1 mm pour la lame neutre, ± 2 mm pour le masque à $1\lambda_R$, ± 2.5 mm pour le masque à $2\lambda_R$ et ± 2.8 mm pour le masque à $2.5\lambda_R$. Cela correspond respectivement à des paramètres de défocalisation de $\psi \sim \mp 1.3\lambda_R$, $\psi \sim \mp 2.7\lambda_R$, $\psi \sim \mp 3.3\lambda_R$ et $\psi \sim \mp 3.7\lambda_R$. Ces annulations sont symbolisées par les flèches sur la Figure 2.8.

Il est aussi possible de remarquer que les images de la mire ne sont pas symétriques autour de 0 mm, alors qu'en théorie, le comportement d'un masque de phase binaire est parfaitement symétrique en fonction de la différence de chemin optique. Cela est probablement dû aux légers défauts du système optique et des masques de phase. En particulier, l'asymétrie est plus importante pour le masque à $2\lambda_R$, pour lequel il a été mesuré que la hauteur de ses marches entre les différents anneaux correspond le moins aux valeurs théoriques souhaitées, ce qui cause un déphasage différent de π radians (cf. section 2.2.1).

2.3.3.2 Mire de PdC et fonction de transfert de contraste

Pour un concepteur opticien, il est parfois intéressant d'avoir un aperçu de la PdC d'un système hybride durant sa conception, afin de prévoir quel sera l'impact de la défocalisation sur une mire de PdC. Dans ce but, il est possible de calculer sous CodeV[®] la fonction de transfert de contraste (FTC) du système hybride⁷ en fonction de la défocalisation objet. La FTC est le contraste local $\frac{\max - \min}{\max + \min}$ de l'image d'une mire créneau parfaite, alors que la FTM donne la modulation locale d'une sinusoïde parfaite. La FTC est donc un bon indicateur des zones où la mire créneau aura une bonne qualité visuelle après déconvolution.

Les FTC pour le masque à $1\lambda_R$ et le masque à $2.5\lambda_R$ sont tracées Figure 2.9, en vis-à-vis des images déconvoluées obtenues avec ces deux masques. Nous pouvons constater que les annulations de contraste des images correspondent exactement aux distances de défocalisation objet où les FTC théoriques atteignent 0. Cela confirme que les systèmes hybrides utilisant les masques de phase fabriqués ont vraiment le comportement prévu par la théorie.

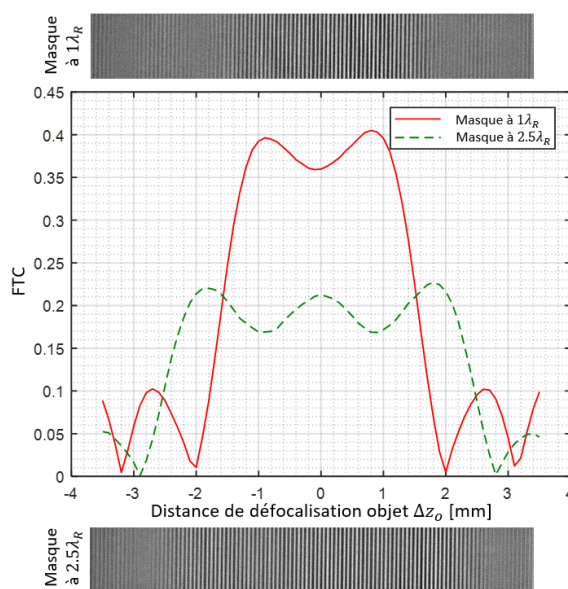


Figure 2.9 FTC calculées sous CodeV[®] à 15 cy.mm^{-1} en fonction de la distance de défocalisation objet, pour le système optique (simulé avec ses défauts) contenant le masque à $1\lambda_R$ ou le masque à $2.5\lambda_R$. Les images expérimentales déconvoluées correspondantes de la mire de PdC (éclairée avec la LED rouge) sont présentées.

⁷ Sous CodeV[®], cela correspond à calculer la FTM avec l'option SQW.

2.4 Validation des masques de phase sur des scènes réelles et robustesse

Pour valider expérimentalement la capacité des masques de phase binaires à augmenter la PdC, j'ai testé dans cette section les systèmes hybrides sur différentes scènes réelles. La première d'entre elles est un circuit imprimé, avec des composants électroniques de différentes hauteurs. La seconde scène est une scène naturelle composée de deux petites fleurs. Cette scène sera utilisée pour valider la robustesse des systèmes hybrides à l'aberration sphérique, qui est une aberration courante dans les systèmes optiques classiques.

2.4.1 Performances sur une scène réelle

2.4.1.1 Éléments d'intérêt de la carte électronique

Commençons par évaluer les performances d'imagerie d'un système hybride sur le circuit imprimé. Cet objet, photographié Figure 2.10, est intéressant pour cette étude car il contient plusieurs éléments distribués sur une profondeur de quelques millimètres, jusqu'à environ 2 mm. Le paramètre de défocalisation maximal atteint par les objets à différentes profondeurs est donc $\psi = 2.5\lambda_R$. Pour toutes les images de la Figure 2.11, le système optique a été focalisé (en utilisant la lame neutre) sur le haut de la carte. La zone de focalisation est située sur l'extrême gauche du champ de vue. Le bas de la carte électronique, localisé au centre du champ, est environ 2 mm plus bas que le haut de la carte.

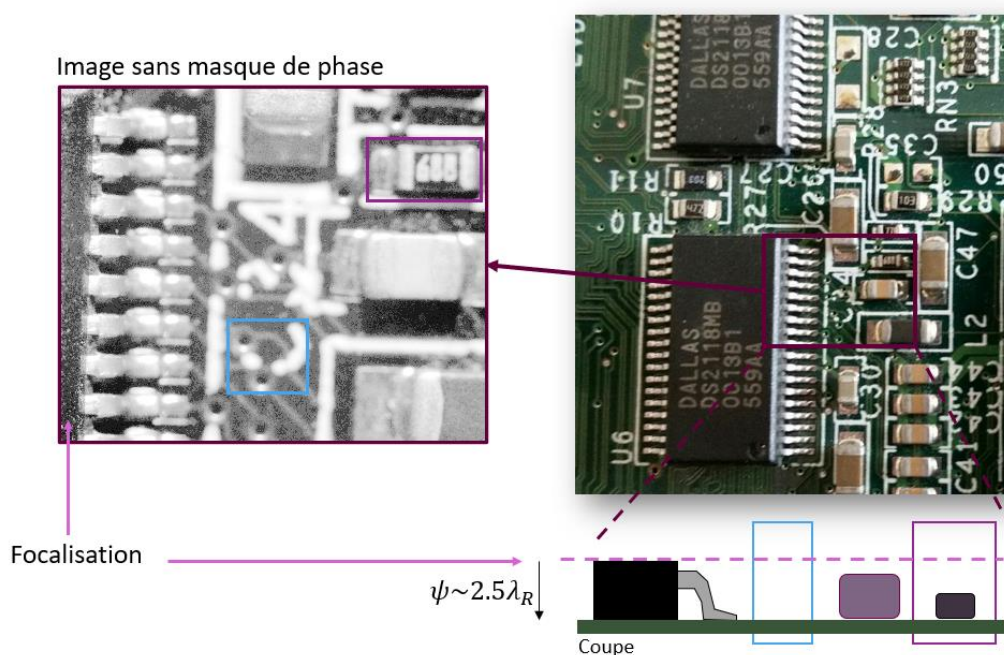


Figure 2.10 Carte électronique servant de scène pour l'étude des masques de phase. Les objets d'intérêt de la carte sont entourés et leur hauteur relative est schématisée.

Le circuit imprimé est éclairé à incidence oblique avec la même LED rouge (Figure 2.5) que celle utilisée précédemment avec la mire de PdC, centrée à $\lambda_R = 625$ nm. L'intensité de l'éclairage et le temps d'intégration de la caméra sont choisis pour maximiser la dynamique de l'image sur le capteur, tout en évitant la saturation. Le compromis est quelque peu difficile à trouver pour un objet comprenant plusieurs éléments métalliques ayant une

forte composante spéculaire, donc il reste plusieurs points de saturation sur les pattes du composant à gauche, et sur les trous dans la carte.

2.4.1.2 Comparaison des images de la carte électronique

La Figure 2.11(a) représente la carte observée avec le système et la lame neutre. À l'exception de la partie à l'extrême gauche – zone sur laquelle est focalisé le système – l'image est entièrement floue. Cela montre que la PdC du système conventionnel sans masque de phase est insuffisante pour couvrir toute la profondeur du circuit.

En gardant le même plan de focalisation, j'ai inséré les différents masques dans le système et déconvolué les images avec le filtre de Wiener correspondant. Les filtres sont construits avec la DSP objet générique $S_{oo}(\nu) \propto \nu^{-2.5}$ (selon la définition donnée section 1.2.1.1) et les FTM des systèmes optiques avec les paramètres théoriques des masques de phase. La DSP objet réelle étant inconnue, les filtres ainsi construits ne sont donc pas les filtres idéaux pour cette scène réelle. Cela permettra de vérifier la robustesse du système hybride à l'utilisation de filtres construits à partir du modèle de DSP choisi. Aussi, comme la dynamique de la scène a été largement limitée pour éviter la présence d'un trop grand nombre de points de saturation sur les parties métalliques, le RSB de la scène est réduit à une valeur proche de 28 dB (plutôt que les 34 dB initialement considérés). Cela est pris en compte dans le filtre de Wiener moyen en modifiant la DSP du bruit $S_{bb}(\nu)$, ce qui conduit à une meilleure qualité visuelle de l'image déconvoluée.

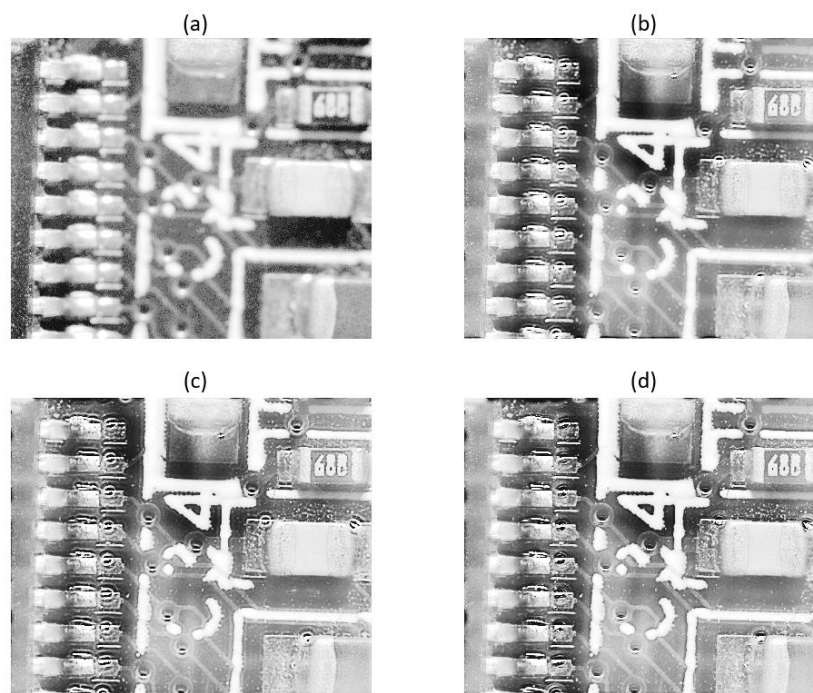


Figure 2.11 Images d'une carte électronique (éclairée avec la LED rouge) obtenues avec le système optique contenant (a) la lame neutre, (b) le masque à $1\lambda_R$, (c) le masque à $2\lambda_R$ et (d) le masque à $2.5\lambda_R$. Les images (b), (c) et (d) ont été déconvoluées avec un filtre de Wiener. L'histogramme de ces images a été égalisé pour une meilleure visualisation.

La Figure 2.11(a) représente l'image déconvoluée obtenue avec le masque à $1\lambda_R$. Nous pouvons observer en premier lieu que ce masque augmente clairement la PdC. Par

exemple, les lettres et les chiffres apparaissent avec plus de contraste. Cependant, le bas de la carte reste flou, car il n'est pas dans la plage de PdC optimisée. L'image devient plus nette avec le masque à $2\lambda_R$ (Figure 2.11(c)). Elle l'est encore plus avec le masque à $2.5\lambda_R$ (Figure 2.11(d)), dont la plage de PdC inclut les profondeurs de tous les objets sur la carte électronique.

Nous pouvons également noter quelques artéfacts de déconvolution autour des points de saturation, sur les pattes du composant de gauche ou au niveau des trous dans la carte. Ils pourraient être réduits en modifiant l'objet (peinture pour matifier le métal) ou en modifiant le traitement spécifiquement pour ces points.

2.4.1.3 Zoom sur la carte électronique

Pour mieux analyser l'augmentation de la PdC sur cet objet, deux sous parties de l'image ont été sélectionnées et apparaissent Figure 2.12. A la seconde ligne de cette figure, le masque à $1\lambda_R$ permet à la résistance observée d'être presque nette (Figure 2.12(c)), mais le bas de la carte est toujours flou (Figure 2.12(d)). Le masque à $2\lambda_R$, troisième ligne, rend la résistance totalement nette (Figure 2.12(e)) et le contraste de bas de la carte électronique est aussi amélioré (Figure 2.12(f)). Cependant, la déconvolution est sensible à la présence de points de saturation et crée des artéfacts circulaires visibles autour de ceux-ci. Figure 2.12(f), elle est aussi à l'origine une sorte d'artéfact annulaire autour de l'écriture (le « C » du « C34 » visible Figure 2.11). Cet artéfact peut se confondre avec une piste électronique, alors qu'il disparaît presque entièrement Figure 2.12(f), avec le masque à $2.5\lambda_R$ (dernière ligne). D'autres avantages du masque à $2.5\lambda_R$ peuvent être notés : par exemple, la longue poussière en haut à gauche de l'image de la résistance est plus nette.

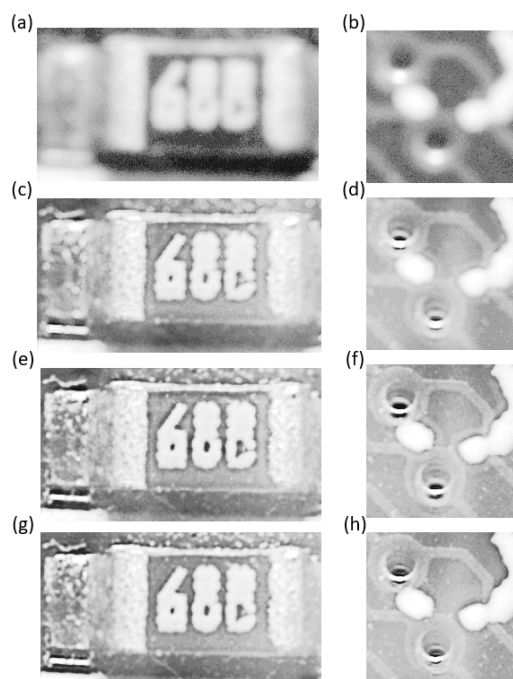


Figure 2.12 Zoom sur les images de cartes électroniques (éclairées avec une LED rouge) obtenues avec un système optique contenant différents masques et après déconvolution. Les histogrammes de ces images ont été égalisés pour une meilleure visualisation. Images zoomées (a, b) pour la lame neutre, (c, d) pour le masque à $1\lambda_R$, (e, f) pour le masque à $2\lambda_R$ et (g, h), pour le masque à $2.5\lambda_R$.

Ces deux sous-parties d'image confirment donc que la PdC est bien augmentée grâce aux systèmes hybrides avec masque de phase et déconvolution. La robustesse aux modèles de DSP objet (la DSP utilisée dans le filtre de déconvolution n'étant pas celle de la scène réelle) et de DSP de bruit (ajustée pour correspondre globalement à la luminosité de la scène) est confirmée. Cette étude montre également que l'extension de la PdC fonctionne mieux quand la plage de PdC visée par l'optimisation est égale à la profondeur réelle de l'objet.

2.4.2 Robustesse à de l'aberration sphérique

Il a été montré par simulation par Rafael Falcón (Falcón, et al., 2017) que les systèmes hybrides basés sur des masques binaires co-optimisés sont robustes aux aberrations résiduelles présentes dans un système d'imagerie réel et non prises en compte durant la phase d'optimisation. Cette section a pour objectif de confirmer expérimentalement ces résultats, avec un système optique réel et une scène réelle.

Dans ce but, une lame d'aberration sphérique avec un niveau d'aberration connu est insérée dans le système optique de la Figure 2.4. L'erreur correspondante sur le front d'onde s'exprime avec le coefficient de Seidel $W_s = \alpha \rho^4$, où $\rho \in [0,1]$ est la position radiale normalisée dans la pupille. Pour cette aberration, d'après le critère de Rayleigh, une erreur pic-à-vallée sur le front d'onde supérieure à $\lambda_R/4$ est considérée comme étant visible. Les concepteurs opticiens essaient généralement d'atteindre des valeurs inférieures.

Pour étudier l'impact de cette aberration, deux lames d'aberrations sphériques seront utilisées. Pour la première, $\alpha = -0.31\lambda_R$, ce qui est proche mais légèrement supérieur au critère de Rayleigh. La seconde lame génère une plus grande aberration, avec $\alpha = -0.62\lambda_R$.

2.4.2.1 Modifications à travers la profondeur de champ

Commençons l'étude de l'aberration sphérique grâce à la mire de PdC, quand la lame neutre est insérée dans le système optique : cela permet d'étudier l'impact de l'aberration sphérique sur le système sans masque de phase. La Figure 2.13 représente les mires de PdC et les FTC correspondantes – calculées sous CodeV® en fonction de la distance de défocalisation objet – lorsque le système contient la lame neutre seulement, ou la lame neutre avec les deux lames d'aberration sphérique. Nous pouvons observer que les courbes et les images correspondent exactement. Lorsqu'il n'y a pas de lame d'aberration sphérique, la FTC est presque symétrique autour du plan de focalisation. La légère asymétrie provient des défauts résiduels du système optique. Les premières annulations de contraste apparaissent autour de ± 1.2 mm, et il est possible d'observer des lobes de petites tailles dont le contraste est bien inférieur à celui du lobe central.

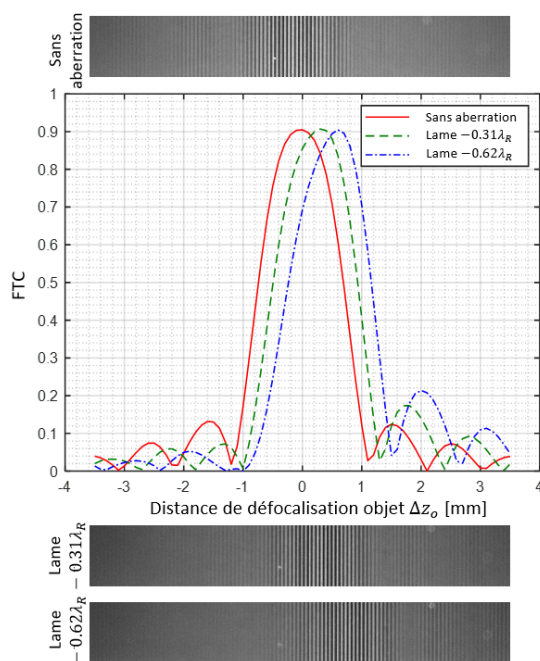


Figure 2.13 FTC calculées sous CodeV[®] à 15 cy.mm^{-1} en fonction de la distance de défocalisation objet, pour le système optique (simulé avec ses défauts) contenant la lame neutre, sans lame d'aberration sphérique, avec une lame d'aberration sphérique à $-0.31\lambda_R$ et avec une lame d'aberration sphérique à $-0.62\lambda_R$. Les images déconvoluées correspondantes de la mire de PdC (éclairée avec la LED rouge) sont présentées.

Ajouter la lame d'aberration sphérique à $-0.31\lambda_R$ déplace le plan de focalisation d'environ 0.3 mm. Cet effet est aussi observable sur l'image de la mire de PdC, pour laquelle les lobes secondaires apparaissent plus contrastés pour les distances de défocalisation objet positives, et atténuées pour les distances de défocalisation objet négatives. Le phénomène est encore plus évident en considérant la lame d'aberration sphérique à $-0.62\lambda_R$. Il peut aussi être utile de noter que dans les deux cas, le contraste du lobe central n'est pas affecté. Cela signifie qu'à ce niveau d'aberration sphérique, la FTC à la fréquence spatiale 15 lp.mm^{-1} n'est que peu affectée.

La mire de profondeur de champ est en suite observée avec le masque à $2\lambda_R$. De façon à évaluer la robustesse du système hybride, la présence d'aberration sphérique n'est pas prise en compte dans l'expression du filtre de déconvolution. De même que pour la lame neutre, la Figure 2.14 représente les mires de PdC et les FTC correspondantes – calculées sous CodeV[®] – lorsque le système contient le masque à $2\lambda_R$ seulement, ou le masque à $2\lambda_R$ avec les deux lames d'aberration sphérique.

Pour le masque à $2\lambda_R$, les courbes et les images correspondent exactement. En particulier, les distances de défocalisation objet pour lesquelles le contraste local s'annule sur les images correspondent bien aux annulations des FTC simulées. Comme dans le cas de la lame neutre, les annulations se décalent vers les distances de défocalisation objet positives. Un autre effet important doit être souligné : l'aberration sphérique rend la FTC asymétrique. Cependant, la propriété principale du système (homogénéité de la FTC à travers la PdC) est globalement conservée avec l'ajout de l'aberration sphérique.

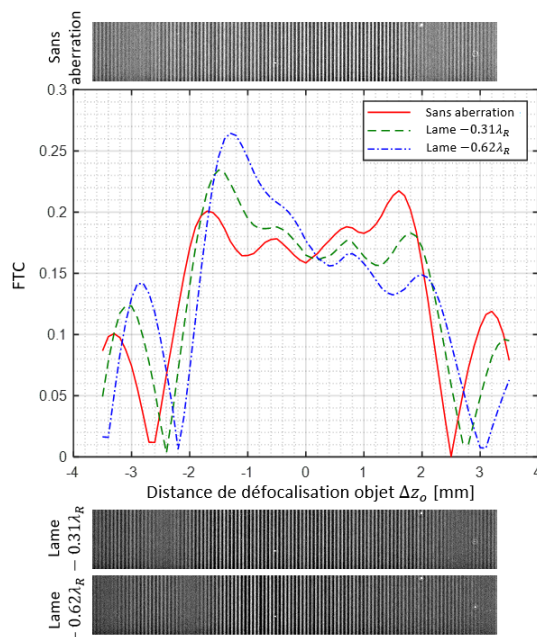


Figure 2.14 FTC calculées sous CodeV® à 15 cy.mm^{-1} en fonction de la distance de défocalisation objet, pour le système optique (simulé avec ses défauts) contenant le masque à $2.5\lambda_R$, sans lame d'aberration sphérique, avec une lame d'aberration sphérique à $-0.31\lambda_R$ et avec une lame d'aberration sphérique à $-0.62\lambda_R$. Les images déconvoluées correspondantes de la mire de PdC (éclairée avec la LED rouge) sont présentées.

2.4.2.2 Modifications sur une scène réelle

Il reste maintenant à vérifier l'influence de l'aberration sphérique sur une scène réelle. La scène choisie est constituée d'un bouton d'or à droite (un pétale fait environ 3 mm) au-dessus d'une pâquerette à gauche, comme le montre le schéma Figure 2.15. Le système est focalisé sur le pistil du bouton d'or, en utilisant la lame neutre. Cette scène a une profondeur de plusieurs millimètres et est éclairée avec la LED rouge. Les objets sont dispersés à travers la PdC : du point de vue de l'observateur, la pâquerette est derrière le bouton d'or, et l'étamine n°1 (selon les notations du schéma Figure 2.15) est plus en arrière que le pistil, lui-même en arrière par rapport à l'étamine n°2.

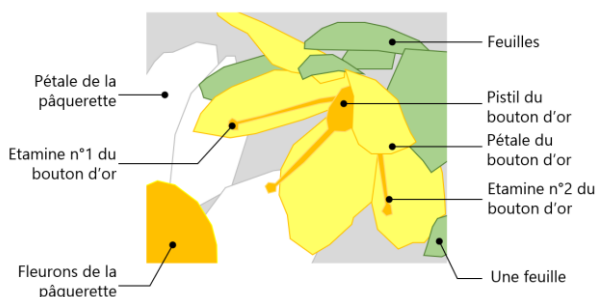


Figure 2.15 Détail des objets d'intérêt de la scène réelle pour l'étude de la robustesse à l'aberration sphérique.

La Figure 2.16(a) représente la scène observée avec la lame neutre et sans aberration. Le système a une PdC très limitée : le pistil du bouton d'or est net, mais pas l'étamine n°1 sur le pétale gauche, ni l'étamine n°2 sur le pétale droit. Lorsque la lame d'aberration sphérique à $-0.32\lambda_R$ est insérée, nous pouvons observer Figure 2.16(c) que l'étamine sur le

pétale gauche devient plus nette, tandis que celle sur le pétale droit devient floue. Cela est dû au fait, comme vu Figure 2.13, que l'aberration sphérique tend à décaler la zone de netteté vers les distances de défocalisation objet positives, c'est-à-dire, à l'éloigner du système optique. Le même effet, encore plus prononcé, s'observe Figure 2.16(e), où l'image est obtenue avec la lame neutre et la lame d'aberration sphérique à $-0.62\lambda_R$.

La Figure 2.16(b) est obtenue en insérant le masque à $2\lambda_R$ et aucune lame d'aberration dans le système optique. Le filtre de Wiener utilisé pour déconvoluer est celui utilisé durant l'optimisation du masque de phase : il ne prend en compte aucune aberration du système optique. Avec le masque et la déconvolution, l'augmentation de la PdC est bien visible sur cette image. Par exemple, les étamines au-dessus des pétales gauche et droit sont maintenant nettes. Les détails apparaissent plus clairement, en particulier sur certains fleurons de la pâquerette à gauche, ou sur les bords des pétales et la feuille en bas à droite de l'image. Quand les lames d'aberration sphérique à $-0.31\lambda_R$ (Figure 2.16(d)) ou $-0.62\lambda_R$ (Figure 2.16(f)) sont insérées dans le système hybride, la différence avec l'image obtenue avec le système sans aberration est faible. Avec aberration sphérique, il y a une légère baisse de netteté au niveau de l'étamine n°1. Pour le reste, les détails demeurent bien visibles, ce qui montre la robustesse du système d'augmentation de PdC à l'aberration sphérique (Ojeda-Castañeda, et al., 1986).

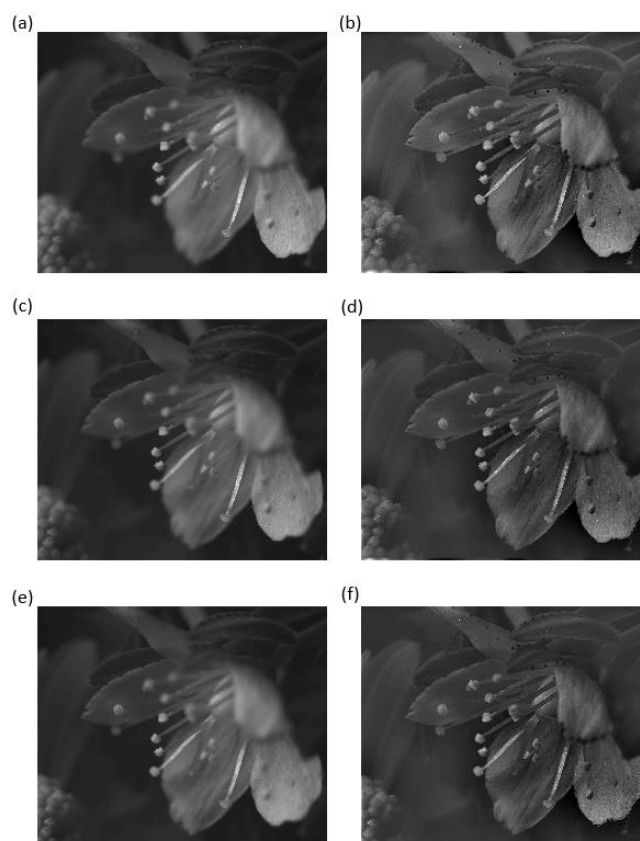


Figure 2.16 Image d'une pâquerette et d'un bouton d'or (éclairés avec la LED rouge) avec le système hybride quand (a) le système contient la lame neutre et pas de déconvolution (b) le système contient le masque à $2\lambda_R$ et la déconvolution associée. (c, d) les images sont les mêmes que (a) et (b) mais avec une lame d'aberration sphérique de $-0.31\lambda_R$. (e, f) les images sont les mêmes que (a) et (b) mais avec une lame d'aberration sphérique de $-0.62\lambda_R$.

Pour résumer, ces acquisitions d'images expérimentales démontrent la robustesse des systèmes hybrides basés sur l'optimisation conjointe d'un masque de phase binaire : même si l'aberration sphérique dépasse plus de deux fois le critère de Rayleigh, cela ne gêne pas significativement la déconvolution. La PdC obtenue reste proche de celle souhaitée et est bien supérieure à celle d'un système optique conventionnel. De même, une robustesse des masques optimaux à la coma et l'astigmatisme a été démontrée par simulation par Rafael Falcón (Falcón, et al., 2017).

2.5 Modification de la longueur d'onde d'éclairage de la scène

Les expériences, toutes réalisées avec un éclairage LED rouge, ont montré les bonnes performances des masques de phase fabriqués, et leur robustesse, notamment à l'aberration sphérique. Mais qu'en est-t-il de la robustesse de ces masques à une modification de la longueur d'onde d'éclairage ?

Pour répondre à cette question, j'utilise deux autres LED, bleue et verte, dont les spectres ont été donnés Figure 2.5 (page 37). Ces LED vont permettre l'éclairage de la mire de PdC puis d'une scène réelle, afin de vérifier expérimentalement la robustesse des masques de phase à un changement de longueur d'onde d'éclairage.

2.5.1 Comportement à travers la profondeur de champ

Comme pour les sections précédentes, une première analyse du comportement en fonction de la PdC est effectuée, d'abord théoriquement à l'aide des FTC, puis expérimentalement avec la mire de PdC. L'étude est réalisée aux trois longueurs d'onde dominantes des maxima des LED : $\lambda_B = 470$ nm, $\lambda_V = 528$ nm et $\lambda_R = 625$ nm.

2.5.1.1 Simulation de FTC à différentes longueurs d'onde

Pour le système optique avec la lame neutre, nous pouvons observer Figure 2.17 le comportement quasi symétrique (déjà observé) du système optique éclairé à la longueur d'onde λ_R , aussi bien à la fréquence spatiale 15 cy.mm^{-1} (Figure 2.17(a)) qu'à la fréquence spatiale 40 cy.mm^{-1} . A 15 cy.mm^{-1} , les premières annulations interviennent aux distances de défocalisation objet -1.25 mm et 1.25 mm. A 40 cy.mm^{-1} , comme la FTM d'un système optique parfait est plus faible pour les plus hautes fréquences spatiales, les premières annulations apparaissent plus tôt, à -0.5 mm et 0.5 mm.

Dans les deux cas, le système présente une aberration chromatique axiale repliée : l'éclairage vert permet la focalisation à une plus grande distance que l'éclairage rouge, qui permet lui-même une focalisation à une plus grande distance que l'éclairage bleu. Pour les trois longueurs d'onde, la distance entre les deux premières annulations de FTC est la même, mais la hauteur du pic de contraste maximum est différente. Pour les deux fréquences spatiales 15 cy.mm^{-1} et 40 cy.mm^{-1} , la valeur maximale de FTC est plus grande pour la longueur d'onde bleue, que pour la verte ou pour la rouge. Cela était prévisible, car lorsque la longueur d'onde est plus courte, la FTM à la limite de diffraction présente des valeurs plus importantes à une fréquence spatiale donnée.

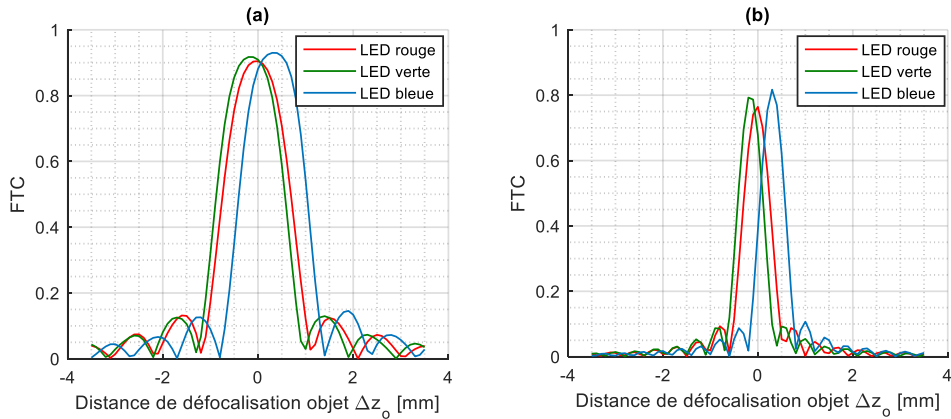


Figure 2.17 FTC du système optique sans masque de phase aux trois longueurs d'onde différentes $\lambda_B = 470 \text{ nm}$, $\lambda_V = 528 \text{ nm}$ et $\lambda_R = 625 \text{ nm}$, observées à (a) 15 cy.mm^{-1} , et (b) 40 cy.mm^{-1} .

Quand un masque de phase est intégré dans le système hybride, cela modifie son comportement à travers la PdC. Pour commencer, revenons un instant sur le comportement des masques à la longueur d'onde λ_R , qui est la longueur d'onde pour laquelle les masques ont été optimisés. La distance entre les deux premières annulations de contraste augmente avec la plage de PdC visée, aussi bien pour la fréquence spatiale 15 cy.mm^{-1} (Figure 2.18, première colonne) que pour la fréquence spatiale 40 cy.mm^{-1} (Figure 2.18, seconde colonne). Pour la première, cette distance est de 4 mm pour le masque à $1\lambda_R$ (Figure 2.18(a)), 5.2 mm pour le masque à $2\lambda_R$ (Figure 2.18(c)) et 5.8 mm pour le masque à $2.5\lambda_R$ (Figure 2.18(e)). A la fréquence spatiale 40 cy.mm^{-1} , la distance entre deux annulations est de 2.4 mm avec le masque à $1\lambda_R$ (Figure 2.18(b)), 3.6 mm pour le masque à $2\lambda_R$ (Figure 2.18(d)), et 4.2 mm pour le masque à $2.5\lambda_R$ (Figure 2.18(f)). Ces simulations confirment donc que, à la longueur d'onde nominale λ_R , la distance entre deux annulations augmente avec la plage de PdC visée, pour les deux fréquences spatiales étudiées.

De manière similaire, les simulations de FTC permettent encore une fois de vérifier que les masques de phase augmentent effectivement la PdC sur la plage souhaitée. En effet, avec le système optique considéré – et d'après l'équation (2.1) –, les masques à $1\lambda_R$, $2\lambda_R$ et $2.5\lambda_R$ doivent augmenter la PdC jusqu'à une plage de défocalisation objet de respectivement $\pm 0.8 \text{ mm}$, $\pm 1.6 \text{ mm}$ et $\pm 2 \text{ mm}$. Pour que l'image finale soit contrastée et sans artefacts après déconvolution, la FTC doit être constante et suffisamment élevée dans cette plage. Par exemple, pour le masque à $1\lambda_R$ à 15 cy.mm^{-1} (Figure 2.18(a)), la FTC est globalement plate entre ces deux maxima à $\pm 0.8 \text{ mm}$, ce qui correspond exactement à la plage de PdC visée. Cependant, la PdC réelle à cette fréquence est plus grande. Si nous la définissons comme la plage de défocalisation pour laquelle la FTC est supérieure à 0.36 (valeur obtenue pour $\Delta z_o = 0$, au point de focalisation), la nouvelle plage de PdC objet est alors $\pm 1.3 \text{ mm}$ à cette fréquence. Pour la fréquence spatiale 40 cy.mm^{-1} , la FTC est moins plate mais reste significative à l'intérieur de la plage de PdC visée (Figure 2.18(b)).

Considérons maintenant la longueur d'onde verte λ_V : les distances entre les deux premières annulations des FTC (pour tous les masques et les deux fréquences spatiales) sont similaires à celles observées pour la longueur d'onde nominale λ_R . De plus, les valeurs de FTC sont plus grandes qu'avec la longueur d'onde nominale. Cependant, leur variation avec

la PdC est largement moins plate et clairement asymétrique, car la hauteur de gravure du masque de phase n'est plus optimale. Cela sera probablement source d'artéfacts après déconvolution.

Ce problème est encore plus prononcé quand la longueur d'onde utilisée s'éloigne encore de la longueur d'onde nominale. A la longueur d'onde bleue λ_B , le comportement à travers la profondeur de champ est extrêmement asymétrique. La plage de PdC sur laquelle la FTC est plate est réduite. Par exemple, pour le masque à $2.5\lambda_R$ à 15 cy.mm^{-1} (Figure 2.18(e)), la plage de PdC après le système hybride est probablement plus proche de 1.5 mm que des 4.5 mm obtenus à la longueur d'onde nominale. Pourtant, les deux premières annulations restent les mêmes. Le problème est aussi présent à 40 cy.mm^{-1} (Figure 2.18(f)) : à la longueur d'onde λ_B , le comportement à travers la PdC commence à ressembler à celui obtenu sans masque de phase (Figure 2.17(b)). La plage de PdC n'est plus augmentée par le masque de phase à cette fréquence.

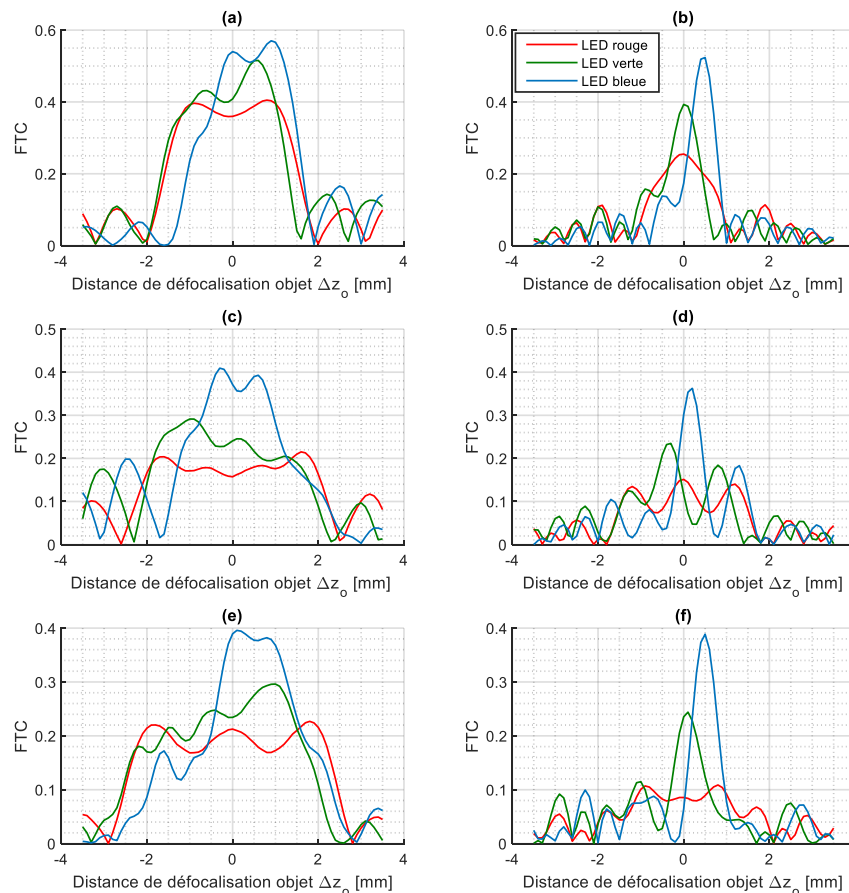


Figure 2.18 FTC du système optique contenant (a, b) le masque à $1\lambda_R$, (c, d) le masque à $2\lambda_R$ et (e, f) le masque à $2.5\lambda_R$ pour les trois longueurs d'onde $\lambda_B = 470 \text{ nm}$, $\lambda_V = 528 \text{ nm}$ et $\lambda_R = 625 \text{ nm}$. La légende est la même que celle de (b) pour tous les graphes. Les FTC sont observées à 15 cy.mm^{-1} (première colonne) et 40 cy.mm^{-1} (seconde colonne).

Pour conclure, les trois masques de phase étendent la PdC pour les deux fréquences spatiales choisies, lorsqu'ils sont utilisés à leur longueur d'onde nominale λ_R . Comme il

fallait s’y attendre, la capacité des systèmes hybrides à augmenter la PdC diminue dès lors que la longueur d’onde d’utilisation s’éloigne de la longueur d’onde rouge nominale. Elle reste significative dans le vert, mais est très faible dans le bleu. La section suivante s’intéresse à la vérification expérimentale de ce résultat.

2.5.1.2 Expériences : Mires de PdC à différentes longueurs d’onde

La Figure 2.19 représente les images de mire de PdC à 15 cy.mm^{-1} aux trois longueurs d’onde $\lambda_R = 625 \text{ nm}$, $\lambda_V = 528 \text{ nm}$ et $\lambda_B = 470 \text{ nm}$, pour les quatre configurations du système d’imagerie.

En premier lieu, le système sans masque de phase garde globalement la même PdC indépendamment de la longueur d’onde d’éclairage (voir Figure 2.19 – Pas de masque de phase (R-V-B)). La seule différence nettement visible est le déplacement de la position du contraste maximal. Il se fait légèrement vers les distances de défocalisation objet négative pour λ_V , et un peu plus fortement vers les distances de défocalisation objet positive pour λ_B . Les expériences avec le masque à $1\lambda_R$ (voir Figure 2.19 – Masque à $1\lambda_R$ (R-V-B)) valident aussi les simulations de la Figure 2.18(a). Par exemple, la plage de PdC est légèrement plus étroite lorsque l’éclairage est vert au lieu de rouge, et est clairement divisée par deux et décalée vers les distances de défocalisation positives quand l’éclairage est bleu. Pour le masque à $2\lambda_R$, une comparaison similaire entre l’expérience (voir Figure 2.19 – Masque à $2\lambda_R$ (R-V-B)) et la simulation (Figure 2.18(c)) est possible.

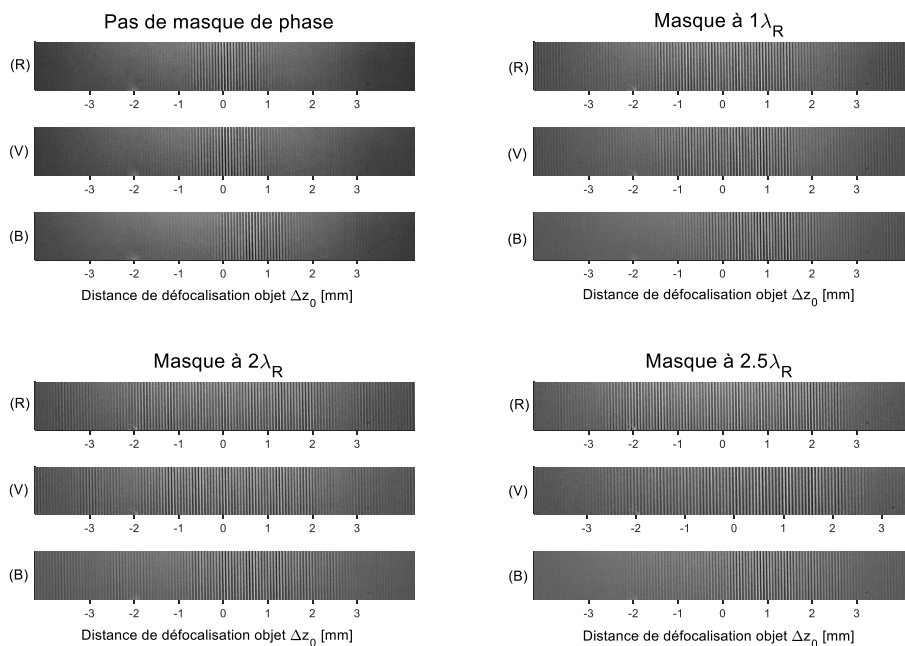


Figure 2.19 Images expérimentales de la mire de PdC à 15 cy.mm^{-1} pour les différents systèmes d’imagerie quand elle est éclairée à différentes longueur d’onde (R) $\lambda_R = 625 \text{ nm}$, (V) $\lambda_V = 528 \text{ nm}$ et (B) $\lambda_B = 470 \text{ nm}$. (Une déconvolution est effectuée lorsque les masques sont utilisés).

Pour le masque à $2.5\lambda_R$, les résultats expérimentaux (voir Figure 2.19 – Masque à $2.5\lambda_R$ (R-V-B)) valident encore une fois les simulations (Figure 2.18(e)). A la longueur d’onde d’éclairage λ_V , la plage de PdC est proche de celle obtenue avec un éclairage à λ_R . Nous pouvons néanmoins noter que, dans cette plage, le contraste n’est pas stable avec la

distance de défocalisation objet : il augmente de gauche à droite. Comme dans la simulation, la première annulation pour les distances de défocalisation positive est obtenue plus tôt à λ_V qu'à λ_R . Pour l'éclairage à λ_B , nous observons un « contraste à deux niveaux », avec un contraste faible pour les distances de défocalisation objet négatives, et un fort contraste pour les distances de défocalisation objet positives. De plus, les positions des annulations sont les mêmes à λ_B et λ_R , exactement comme observé Figure 2.18(e).

Ainsi, à 15 cy.mm^{-1} , les résultats expérimentaux sont en accord avec les simulations. Les masques de phase optimisés à λ_R sont donc robustes à leur utilisation à une autre longueur d'onde monochromatique uniquement si cette longueur d'onde est assez proche de λ_R . Dans les autres cas, cela induit une baisse de la qualité image sur la plage de PdC visée (comme observé à la longueur d'onde λ_V), ou même une réduction drastique de cette plage (comme observé à la longueur d'onde λ_B).

Comme élément de caractérisation final, j'ai testé les systèmes hybrides avec une scène réelle (contenant donc plusieurs fréquences spatiales) éclairées avec ces trois longueurs d'onde monochromatiques.

2.5.2 Validation expérimentale sur une scène réelle

Cette étude utilise le masque à $2\lambda_R$ uniquement, intégré dans le système hybride. Il s'agit de comparer son comportement à différentes longueurs d'onde monochromatiques à celui du système sans masque de phase. La scène imagée, Figure 2.20, est constituée d'un brin de laine entouré d'une chaînette. La focalisation est réalisée entre le quatrième et le cinquième maillon de la chaînette en partant de la gauche.

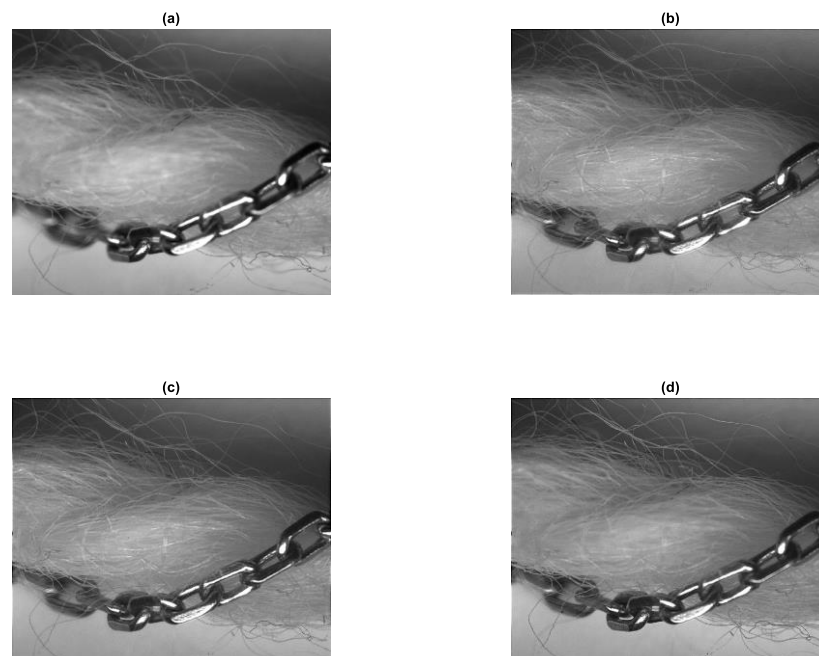


Figure 2.20 Image d'une scène (a) avec un système optique sans masque de phase, (b) avec le masque à $2\lambda_R$ et un éclairage à λ_R , (c) avec le masque à $2\lambda_R$ et un éclairage à λ_V , et (d) avec le masque à $2\lambda_R$ et un éclairage à λ_B . (b, c, d) sont déconvoluées.

Chaque maillon de la chainette fait environ 1 mm de long. Dans la partie gauche de l'image, les maillons sont éloignés du système optique (à environ 3 ou 4 mm derrière le plan de focalisation), tandis que les maillons sur la droite sont proches du système optique (2 à 3 mm devant le plan de focalisation). Le brin de laine étant large d'environ 2 mm, celui-ci est globalement défocalisé, à l'exception de ses côtés, en haut et en bas de l'image.

Sur la Figure 2.20(a), l'image obtenue à λ_R sans masque de phase n'est contrastée qu'au plan de focalisation (donc sur les maillons mis au point et les filaments du brin de laine en haut et en bas de l'image). Tous les autres maillons sont flous, les détails du métal ne sont pas visibles, et il n'est pas possible de distinguer les filaments de laine au centre de l'image.

Quand la scène est observée avec le masque à $2\lambda_R$ à λ_R (Figure 2.20(b)), la PdC est clairement étendue. Trois maillons supplémentaires sont maintenant nets, et les filaments du brin de laine au centre de l'image sont visibles. Cela confirme (encore une fois) l'extension de la PdC avec ce masque.

Il n'y a pas de différence notable avec l'éclairage à λ_V (Figure 2.20(c)) : la PdC est toujours améliorée. Ceci était prévisible grâce aux simulations : Figure 2.18(c-d), le masque à $2\lambda_R$ utilisé à λ_V augmente bien la PdC, mais avec une qualité image dépendante de la distance de défocalisation objet. Ainsi, une image contenant différentes fréquences spatiales à différentes défocalisations objet peut avoir une qualité image plus basse que lorsque la scène est éclairée à λ_R à certains endroits, et meilleure à d'autres. Ainsi, sur une image réelle, le masque de phase est robuste à son utilisation à λ_V , même si λ_V est 77 nm (16%) plus bas que λ_R .

Néanmoins, ce n'est pas le cas si la longueur d'onde monochromatique d'éclairage s'éloigne trop de la longueur d'onde nominale. La chute de qualité est importante à la longueur d'onde d'éclairage λ_B (Figure 2.20(d)) : les détails au centre de l'image ne sont plus visibles. Ainsi, le masque à $2\lambda_R$ n'est plus robuste à son utilisation à λ_B , qui est 155 nm (25%) plus petite que λ_R . Cependant, la qualité image semble être améliorée sur les zones focalisées de l'image (les maillons mis au point et les filaments du brin de laine en haut et en bas de l'image). Cela peut s'expliquer en observant les FTC aux deux fréquences 15 cy.mm^{-1} et 40 cy.mm^{-1} (Figure 2.18(c-d)). Le niveau de la FTC dans le plan de focalisation est deux fois plus important que la FTC obtenue avec le masque de phase à la longueur d'onde λ_R . Cela signifie que le contraste est alors trop haut après déconvolution. Comme l'œil humain préfère les forts contrastes, les zones focalisées apparaissent très nettes avec l'éclairage à λ_B .

Cette étude sur une scène réelle confirme les résultats obtenus par simulation et avec les expériences sur les mires de PdC. Un masque de phase peut atteindre la PdC pour laquelle il a été optimisé s'il est utilisé à la longueur d'onde nominale d'optimisation. Si la longueur d'onde diffère de la longueur d'onde rouge nominale, la qualité image diminue mais l'extension de PdC reste significative jusqu'aux longueurs d'onde vertes (-16%), avant de baisser fortement aux longueurs d'onde bleues (-25%).

2.5.3 Conclusion sur la robustesse à la longueur d'onde d'éclairage

Afin de vérifier la robustesse des masques de phase à d'autres longueurs d'onde monochromatiques, les masques optimisés pour être utilisés à λ_R ont été testés à deux autres longueurs d'onde monochromatique verte et bleue. Dans tous les cas étudiés, les expériences valident les résultats obtenus par simulation. Ainsi, si la longueur d'onde monochromatique d'éclairage diffère de la longueur d'onde nominale, la qualité image commence par décroître dans une plage de PdC globalement inchangée. Cependant, si le changement de longueur d'onde est trop important, la plage effective d'extension de PdC peut diminuer drastiquement, jusqu'à un facteur deux. Pour conclure, même s'il faut faire attention à ne pas utiliser un système hybride à une longueur d'onde trop différente de celle pour laquelle il a été optimisé, les propriétés d'extension de la PdC sont globalement robustes à un léger changement de longueur d'onde monochromatique.

2.6 Conclusion

Ce chapitre a permis d'étudier expérimentalement les performances réelles de systèmes hybrides d'augmentation de la PdC, basés sur des masques de phase binaires co-optimisés avec un modèle générique de DSP pour la scène. Les masques optimisés pour trois PdC différentes ont été fabriqués et insérés dans un démonstrateur, permettant à la fois la mesure des FTM et l'acquisition d'images de scènes réelles.

Cette étude a ainsi montré, qu'en pratique, une bonne qualité image est obtenue sur la plage de PdC visée exactement. Le système est robuste aux défauts de fabrication du masque de phase et aux caractéristiques d'imagerie pratiques, qui diffèrent de celles utilisées durant le processus d'optimisation (en particulier en ce qui concerne la DSP de la scène).

De plus, même si les masques sont optimisés pour un système optique sans aberration, ils sont robustes à une faible quantité d'aberration sphérique : lorsque le niveau d'aberration augmente, la PdC reste constante, avec une baisse de qualité image équivalente à celle observée pour un système optique conventionnel focalisé.

D'autre part, même si les masques sont optimisés pour une seule et unique longueur d'onde, les propriétés d'extension de la PdC sont globalement robustes à un changement de longueur d'onde monochromatique. Cependant, une trop grande différence entre la longueur d'onde d'éclairage et la longueur d'onde d'optimisation mène toujours à une perte de contraste au sein de la plage de PdC, allant jusqu'à une diminution drastique de sa largeur.

Ces résultats valident donc le protocole d'optimisation des masques de phase, basé sur un modèle générique de scène. Ils montrent aussi que ce protocole peut être utilisé avec confiance pour concevoir des systèmes hybrides à PdC augmentée pour des applications réelles.

Pour autant, les études menées dans ce chapitre se sont limitées à des études de robustesse sur un système explicitement réalisé pour correspondre au mieux aux conditions d'optimisation des masques. Même si des aberrations ont été volontairement ajoutées, ce chapitre s'est limité à l'utilisation des masques de phase avec un éclairage monochromatique. Or, il est très rare qu'une scène soit effectivement observée sous un éclairage monochromatique. Le prochain chapitre s'intéresse donc à la problématique de l'augmentation de la PdC dans le cas d'un éclairage à spectre large et d'un capteur panchromatique.

Chapitre 3

Co-conception de masques de phase binaires pour l'augmentation de la profondeur de champ dans le cas panchromatique

Dans le Chapitre 2, les masques de phase binaires ont prouvé leur capacité d'augmentation de la PdC dans un cas réel mais simplifié : ceux-ci fonctionnent très bien et exactement comme prévu avec un système optique « d'école » représentatif des conditions d'optimisation, et en éclairage monochromatique. Cependant, une baisse de performance apparaît quand la longueur d'onde d'éclairage change. Or, dans la plupart des utilisations « classiques » de systèmes optiques, l'éclairage est rarement monochromatique, et son spectre est étendu. L'objet de ce chapitre est de vérifier la capacité des masques de phase binaires à augmenter la PdC quand ils sont intégrés dans les systèmes d'imagerie panchromatiques.

Cette vérification passe par la démonstration, avec des simulations et expériences, que les masques optimisés pour un éclairage monochromatique sont globalement robustes à un éclairage à spectre large : ils produisent des images qui sont légèrement moins contrastées, mais aussi moins affectées par les artéfacts de déconvolution grâce au moyennage spectral.

Elle passe également par la démonstration du fait que des masques spécifiquement optimisés pour un éclairage à spectre large fonctionnent mieux sous ce type d'éclairage que des masques optimisés et utilisés en éclairage monochromatique, en particulier quand la plage de PdC visée est large. Ce résultat intéressant vient notamment du fait que les artéfacts de déconvolution sont significativement réduits avec un éclairage à spectre large.

Ce chapitre a donc pour objectif de montrer l'utilité de prendre en compte le spectre d'éclairage avec les caractéristiques de la scène et la plage de PdC visée pour co-optimiser efficacement un système hybride. Cela sera montré en effectuant une étude théorique et expérimentale des masques de phase co-optimisés pour augmenter la PdC et utilisés avec des capteurs panchromatiques. La première section vise à définir le modèle d'imagerie panchromatique et à présenter les masques de phase utilisés pour cette étude. Leur

robustesse au spectre d'éclairage va ensuite être étudié par simulation (section 3.2) et expérimentalement (section 3.3). Enfin, la possibilité de prendre en compte le spectre d'éclairage durant l'optimisation des masques de phase sera explorée par simulation (section 3.4).

3.1 Augmentation de la profondeur de champ pour des capteurs panchromatiques

Nous avons vu au Chapitre 2 que les masques de phase binaires peuvent augmenter la PdC en éclairage monochromatique. Comme la gravure est binaire, le déphasage dépend de la longueur d'onde et le comportement optimal est donc atteint pour seulement une longueur d'onde monochromatique. Pour limiter ce problème lorsque l'éclairage n'est pas monochromatique, des études ont été menées pour utiliser ces masques avec des capteur RGB, en les optimisant différemment pour les rendre efficaces à trois longueurs d'onde différentes (Milgrom, et al., 2010) (Elmalem, et al., 2013) (Haim, et al., 2015) (Milgrom, et al., 2020). Des capteurs RGB associés à la co-optimisation d'optiques chromatiques ont aussi été utilisés pour diverses applications (réduction du flou de mouvement (Elmalem, et al., 2020), estimation de profondeur (Trouvé, et al., 2013) (Garcia, et al., 2000)). De plus, plusieurs études empiriques d'application en imagerie panchromatique ont montré que les masques de phase binaires peuvent, en fait, fonctionner correctement en présence d'un éclairage à spectre large (Diaz, et al., 2011) (Burcklen, et al., 2015).

Dans la communauté scientifique étudiant les masques de phase binaires, il n'est donc par rare d'utiliser ces masques dans des conditions d'éclairages autres que purement monochromatique. Cependant, aucune étude n'a été menée pour établir précisément les différences entre l'utilisation des masques de phase en monochromatique et leur utilisation en spectre large. Cette première section vise à établir le cadre théorique utile à l'étude de l'utilisation des masques de phase binaires avec un capteur panchromatique.

3.1.1 Eclairage avec un spectre large

La principale différence entre un système monochromatique et un système panchromatique se situe dans l'expression de la FTO. En monochromatique, la FTO $\tilde{h}_\lambda(v_x, v_y)$ à une longueur d'onde fixée λ est donnée par la transformée de Fourier de la PSF monochromatique $h_\lambda(x, y)$ du système d'imagerie (Goodman, 2005) (Milgrom, et al., 2010) éclairé à la longueur d'onde monochromatique λ :

$$\tilde{h}_\lambda(v_x, v_y) = \iint_{\mathbb{R}^2} h_\lambda(x, y) \exp[-j2\pi(v_x x + v_y y)] dx dy \quad \text{avec} \quad \iint_{\mathbb{R}^2} h_\lambda(x, y) dx dy = 1. \quad (3.1)$$

Considérons que la scène vue par le système d'imagerie a une luminance énergétique spectrique moyenne $R_\lambda(\lambda)$ définie sur une plage spectrale $[\lambda_{min}, \lambda_{max}]$. De plus, la scène est considérée comme globalement neutre, ce qui signifie qu'elle rétrodiffuse un spectre moyen proportionnel à celui de la source d'éclairage (le soleil, ou une source de lumière artificielle). Enfin, la sensibilité spectrale du capteur sera notée $S(\lambda)$. La FTO polychromatique a donc l'expression suivante :

$$\tilde{h}(v_x, v_y) = \int_{\lambda_{min}}^{\lambda_{max}} E(\lambda) \tilde{h}_\lambda(v_x, v_y) d\lambda \quad \text{avec} \quad E(\lambda) = \frac{R_\lambda(\lambda) S(\lambda)}{\int_{\lambda_{min}}^{\lambda_{max}} R_\lambda(\lambda) S(\lambda) d\lambda}, \quad (3.2)$$

où $E(\lambda)$ dénote le spectre d'imagerie « effectif » normalisé. En pratique, pour des simulations numériques, cette intégration sur les longueurs d'onde est approximée par la discrétisation du spectre effectif (comme ce qui est fait dans CodeV[®] ou Zemax[®]). Dans le spectre visible, une discrétisation avec les longueurs d'onde séparées de 40 nm est suffisante dans la mesure où j'ai vérifié qu'une discrétisation plus fine ne modifie pas l'OTF polychromatique obtenue de plus de deux points. Notons Λ un tel ensemble de valeur discrétisée dans $[\lambda_{min}, \lambda_{max}]$. La FTO obtenue sur le capteur est modélisée par

$$\tilde{h}_\Lambda(v_x, v_y) = \sum_{\lambda \in \Lambda} E(\lambda) \tilde{h}_\lambda(v_x, v_y) \quad \text{avec} \quad \sum_{\lambda \in \Lambda} E(\lambda) = 1. \quad (3.3)$$

3.1.2 Aberration défocus en spectre large

La forme de la PSF et de la FTO ne dépendent pas seulement du spectre choisi pour l'éclairage mais aussi des aberrations du système optique. L'aberration la plus importante à considérer si l'objectif est d'augmenter la PdC est bien évidemment l'aberration défocus. En toute rigueur, lorsque l'éclairage n'est pas monochromatique, la focale image $f(\lambda)$ d'une optique varie avec la longueur d'onde. Le paramètre de défocalisation défini équation (2.1) doit prendre cette variation en compte, selon

$$\psi(\lambda, \Delta z_o) \approx \frac{(z_{i0} \times ON)^2}{2} \left(\frac{1}{z_{i0}(\lambda)} + \frac{1}{z_{o0}(\lambda) + \Delta z_o} - \frac{1}{f(\lambda)} \right). \quad (3.4)$$

Cependant, l'implémentation d'un véritable système d'augmentation de la PdC montrera que, pour l'objectif commercial utilisé, l'aberration chromatique axiale $\Delta f(\lambda)$ (et aussi sur les plans principaux ΔH et $\Delta H'$) est en fait négligeable puisqu'elle induit une variation de ψ nettement plus petite que le critère de Rayleigh (c'est-à-dire $|\Delta \psi'_{f(\lambda)_{induit}}| \ll \frac{\lambda_0}{4}$) pour l'ouverture numérique utilisée. Il sera donc suffisant de considérer $\psi(\Delta z_o) = \psi(\lambda_0, \Delta z_o)$, comme dans le Chapitre 2.

3.1.3 Masques de phase en monochromatique considérés pour l'étude

Dans un premier temps, les masques considérés pour cette étude seront, comme dans le Chapitre 2, des masques optimisés pour être utilisés en monochromatique. Cela permettra d'effectuer une étude de robustesse de ces masques pour leur utilisation en imagerie panchromatique.

Contrairement au chapitre précédent, seuls deux masques vont être étudiés, et à une autre longueur d'onde, $\lambda_0 = 545$ nm. La longueur d'onde choisie pour ce chapitre est plus centrée sur le spectre visible, ce qui permet de mieux bénéficier du moyennage spectrale. Elle est également plus petite que la longueur d'onde rouge considérée dans le Chapitre 2, ce qui permet de diminuer la profondeur de gravure et de faciliter la fabrication du masque. Le premier masque fabriqué pour ce chapitre, nommé « masque à $1\lambda_0$ » est optimisé pour une plage du paramètre de défocalisation de $[-1\lambda_0, 1\lambda_0]$, ce qui correspond à

étendre quatre fois la PdC naturelle de l'objectif. Le second, nommé « masque à $2\lambda_0$ », doit étendre huit fois la PdC naturelle de l'objectif et atteindre une plage du paramètre de défocalisation de $[-2\lambda_0, 2\lambda_0]$.

Ces deux masques, de nouveau fabriqué par Anne-Lise Coutrot au laboratoire Charles Fabry (voir Annexe C) ont les mêmes rayons normalisés que le masque à $1\lambda_R$ et le masque à $2\lambda_R$ (Tableau 2.1). Cependant, ils sont plus petits pour être utilisés sur un objectif du commerce et, pour que le déphasage entre deux anneaux soit de π à la longueur d'onde nominale λ_0 , il faut (d'après l'équation (2.4)) une profondeur de gravure de $e = 592$ nm. Ce résultat a été obtenu en considérant le masque gravé dans de la silice fondue (au lieu du quartz pour les masques du Chapitre 2) et l'indice de ce substrat à λ_0 égal à $n_{\lambda_0} = 1.4601$ (Refractive Index). Le premier objectif de ce chapitre est d'évaluer par simulation (section 3.2) et expérimentalement (section 3.3) les performances de ces masques de phase « monochromatiques » en imagerie panchromatique.

3.2 Performances des masques de phase « monochromatiques » en imagerie panchromatique

Comme la plupart des masques de phase (et en particulier les masques binaires) sont construits à partir d'une simple gravure binaire dans un substrat diélectrique donnant un déphasage de π radians à λ_0 , leur comportement change quand ils sont utilisés à une autre longueur d'onde. C'est ce qui a été montré lors de l'étude de robustesse à d'autres longueurs d'onde monochromatiques (plus petites que la longueur d'onde nominale) du Chapitre 2.

L'objectif de cette section est d'étudier en détail le comportement des masques optimisés à une longueur d'onde donnée λ_0 quand ils sont utilisés avec un éclairage à spectre large, pour évaluer leur robustesse à un éclairage plus réaliste. Cela est fait en deux étapes : l'étude des variations des FTM avec le spectre, puis l'évaluation des performances du système d'imagerie hybride entier (optique + traitement) via des simulations d'images.

3.2.1 PSF et FTM polychromatiques

3.2.1.1 FTM polychromatiques pour le masque à $1\lambda_0$

La capacité d'un masque de phase à améliorer la PdC peut facilement se déduire du comportement des FTM quand le paramètre de défocalisation ψ varie. Celles-ci sont représentées Figure 3.1(a) pour différentes valeurs du paramètre de défocalisation jusqu'à $\psi = 1.5\lambda_0$, avec la longueur d'onde d'éclairage de référence λ_0 . Comme observé précédemment, les FTM sont plutôt proches les unes des autres dans la plage de ψ visée (en l'occurrence $[-1\lambda_0, 1\lambda_0]$), mais s'écrasent en dehors de cette plage, par exemple à $\psi = 1.5\lambda_0$. De plus, dans ce système optique idéal où n'intervient que l'aberration défocus, les FTM correspondant à des défocalisations opposées ψ et $-\psi$ sont exactement superposées, car le déphasage introduit par les marches du masque de phase est de π radians.

Nous avons déjà vu au chapitre précédent, section 2.5, que ce n'est plus le cas lorsque la longueur d'onde monochromatique d'éclairage diffère de λ_0 . L'étude avait été réalisée avec deux longueurs d'onde inférieures à la longueur d'onde d'éclairage, via les FTC en fonction de la PdC. Nous nous intéresserons ici à l'allure des FTM (en fonction de la fréquence spatiale) en spectre large. Pour mieux comprendre leur allure, nous allons étudier les FTM en monochromatique en deux longueurs d'onde extrêmes du spectre visible, en plus des FTM à λ_0 . Considérons pour l'exemple les FTM à deux longueurs d'onde de part et d'autre de λ_0 : $\lambda_- = 450$ nm (Figure 3.1(b)) et $\lambda_+ = 650$ nm (Figure 3.1(c)). Il est évident que lorsque la longueur d'onde d'éclairage diffère de la longueur d'onde nominale, le déphasage entre les anneaux n'est plus π radians : il est multiplié par un facteur $\frac{\lambda_0}{\lambda} \times \frac{n_\lambda - 1}{n_{\lambda_0} - 1}$, où λ est la longueur d'onde d'éclairage réelle et n_λ est l'indice du matériau du masque à λ . Dans ce chapitre, les masques sont gravés dans de la silice fondue. Le coefficient $\frac{n_\lambda - 1}{n_{\lambda_0} - 1}$ peut alors être négligé, car, pour toutes les longueurs d'onde dans le spectre visible, la différence qu'il apporte sur le déphasage est faible ($< 4\%$) et inférieure à la différence apportée par un défaut sur la hauteur de marche de ± 20 nm (tolérance de fabrication).

Considérons en premier lieu le comportement du masque à $1\lambda_0$ à la longueur d'onde λ_- , Figure 3.1(b). La longueur d'onde d'éclairage étant différente de la longueur d'onde nominale, le comportement du masque n'est plus symétrique en fonction du signe du paramètre de défocalisation ψ . Une autre modification majeure est la suivante : la fréquence de coupure naturelle du système optique est modifiée et est maintenant égale à $f_- = 1/(\lambda_- F\#)$, où $F\#$ est le nombre d'ouverture de l'objectif. Elle est donc plus grande que la fréquence de coupure à λ_0 , $f_0 = 1/(\lambda_0 F\#)$, qui correspond à la fréquence réduite égale à 1 sur la Figure 3.1. C'est pour cette raison que, sur la Figure 3.1(b), les FTM n'atteignent pas 0 à la fréquence réduite 1. Une conséquence similaire est que la FTM à la position focalisée $\psi = 0$ est plus haute, comme le serait une FTM à la limite de diffraction dessinée avec la même échelle sur les abscisses. Par exemple, la FTM est égale à 0.26 à la fréquence réduite 0.25 quand la longueur d'onde d'éclairage est λ_0 (Figure 3.1(a)), mais est égale à 0.34 à la même fréquence réduite quand la longueur d'onde d'éclairage est λ_- . La FTM n'est pas seulement augmentée au point de focalisation, mais aussi pour d'autres paramètres de défocalisation, par exemple $\psi = 0.5\lambda_0$. Cependant, toutes les autres courbes s'écroulent, et en particulier celle à $\psi = +1\lambda_0$: le masque à $1\lambda_0$ ne peut plus étendre la PdC jusqu'à $\psi = +1\lambda_0$ lorsque la longueur d'onde d'éclairage est λ_- . De plus, les courbes de FTM couvrant la plage de PdC sont maintenant si différentes qu'il sera difficile pour un unique filtre de déconvolution de fonctionner correctement.

Considérons ensuite l'éclairage à λ_+ . Figure 3.1(c), les FTM atteignent 0 à la fréquence réduite 0.85, puisque la fréquence réduite à λ_+ est plus petite que f_0 . Cela a pour effet de regrouper les FTM pour les différentes valeurs de défocalisation. Dans ce cas particulier, la FTM à $\psi = 1.5\lambda_0$, qui est en dehors de la plage de PdC visée, est plus grande. Cependant, cette amélioration en termes de regroupement (qui facilite la déconvolution unique), ne vient pas sans une baisse significative du niveau global des FTM. A la fréquence réduite 0.5, les valeurs de FTM qui étaient plus grandes que 0.08 à λ_0 sont maintenant toutes

globalement plus petites. Ainsi, le masque à $1\lambda_0$ pourrait être utilisé à la longueur d'onde monochromatique λ_+ et augmenter la PdC aussi bien (voire mieux) qu'à λ_0 ... mais cela ne sera possible que si le RSB est suffisant pour assurer une déconvolution correcte, et que le support de la DSP de la scène $S_{oo}(\nu)$ n'est pas trop large (c'est-à-dire que la scène contient essentiellement des basses fréquences spatiales).

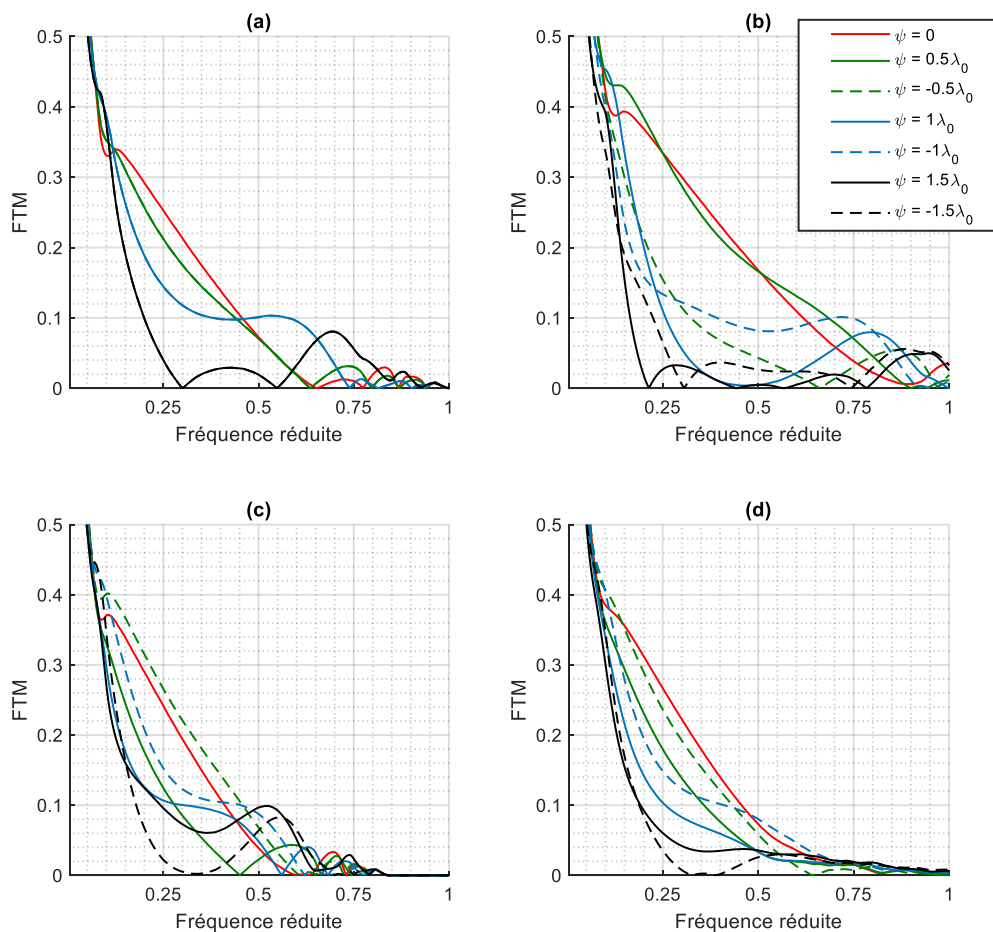


Figure 3.1 FTM pour plusieurs défocalisations pour le masque à $1\lambda_0$ intégré dans un système optique idéal imageant une scène éclairée avec différents spectres. (a) Éclairage monochromatique à λ_0 , (b) éclairage monochromatique à $\lambda_- = 450 \text{ nm}$, (c) éclairage monochromatique à $\lambda_+ = 650 \text{ nm}$, et (d) éclairage avec le spectre large du soleil. L'axe des abscisses est exprimé en fréquence réduite $\frac{f}{f_0}$, calculée à partir de la fréquence de coupure de l'optique à λ_0 et ouverture à $F\#$, $f_0 = \frac{1}{\lambda_0 F\#}$. Pour tous les graphes, la légende des ψ est la même que pour (b).

Ces courbes confirment que les masques de phases binaires perdent de leur efficacité s'ils sont utilisés avec un spectre d'éclairage étroit différent de celui avec lequel ils ont été optimisés, comme montré dans le Chapitre 2 (courbes de FTC, section 2.5 page 51). Elles permettent d'appréhender l'effet qu'aura un éclairage à spectre large sur les systèmes hybrides contenant un masque de phase, car un spectre large contient toutes ces longueurs d'onde monochromatiques.

Pour l'exemple, considérons ici un spectre d'éclairage large avec $R_\lambda(\lambda)$ égal au spectre du soleil (un simple modèle de corps noir à 5778°K) et $S(\lambda)$ à la sensibilité typique d'un capteur silicium (comme celui utilisé pour les expériences du Chapitre 2). Nous obtenons un spectre effectif du soleil $E(\lambda)$ présenté Figure 3.2. L'équation (3.3) permet d'obtenir les courbes de FTM correspondantes Figure 3.1(d). A $\psi = 0$, la moyenne pondérée (sur le spectre) des FTM est très proche de celle obtenue à la longueur d'onde monochromatique λ_0 . Par exemple, à la fréquence réduite 0.35, la FTM polychromatique est égale à 0.18 comme pour la FTM monochromatique à λ_0 , alors qu'elle est égale à 0.27 à λ_- et 0.15 à λ_+ .

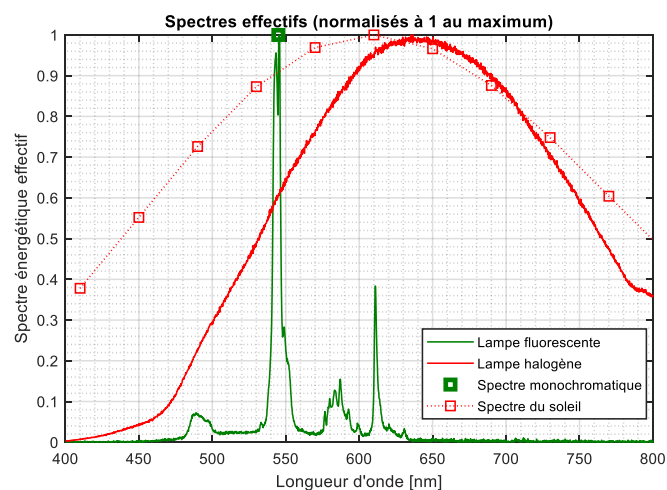


Figure 3.2 Spectres effectifs du soleil et monochromatique à λ_0 utilisés durant la validation théorique (section 3.2) et spectres effectifs d'une lampe fluorescente avec un filtre vert et d'une lampe halogène, basés sur leur spectre mesuré et utilisés durant les expériences (section 3.3). Par soucis de clarté, tous les spectres sont représentés normalisés à 1 au maximum.

De manière générale, pour l'ensemble des positions de défocalisation, les FTM sont lissées par le moyennage spectral (voir équation (3.3)). Il est donc possible de voir que les FTM polychromatiques sont plus proches les unes des autres qu'à la longueur d'onde λ_- et plus hautes que celle à λ_+ .

1.1.1.1 FTM polychromatiques pour le masque à $2\lambda_0$

Figure 3.3, le même jeu de courbes qu'à la Figure 3.1 est représenté, pour le masque à $2\lambda_0$. Les conclusions sont très similaires : pour l'éclairage monochromatique à λ_0 , le masque à $2\lambda_0$ peut étendre la PdC sur une plage de ψ de $[-2\lambda_0, 2\lambda_0]$ car les courbes de FTM sont proches les unes des autres (Figure 3.3(a)). Quand le masque est utilisé avec l'éclairage à λ_- , la meilleure FTM (obtenue pour $\psi = 0$) est plus haute, mais les FTM sont aussi plus écartées les unes des autres à travers la plage de défocalisation (Figure 3.3(b)). Quand le masque est utilisé à la longueur d'onde λ_+ , toutes les FTM sont plus proches les unes des autres, mais aussi très basses (Figure 3.3(c)).

Le masque à $2\lambda_0$ n'est donc pas efficace aux longueurs d'onde λ_- et λ_+ , mais a pourtant un comportement intéressant avec l'éclairage à spectre large (Figure 3.3(d)). Dans ce cas, les FTM sont la moyenne pondérée des FTM aux différentes longueurs d'onde constituant

le spectre. Il est particulièrement remarquable que les FTM polychromatiques sont moins « bosselées » que les FTM monochromatiques.

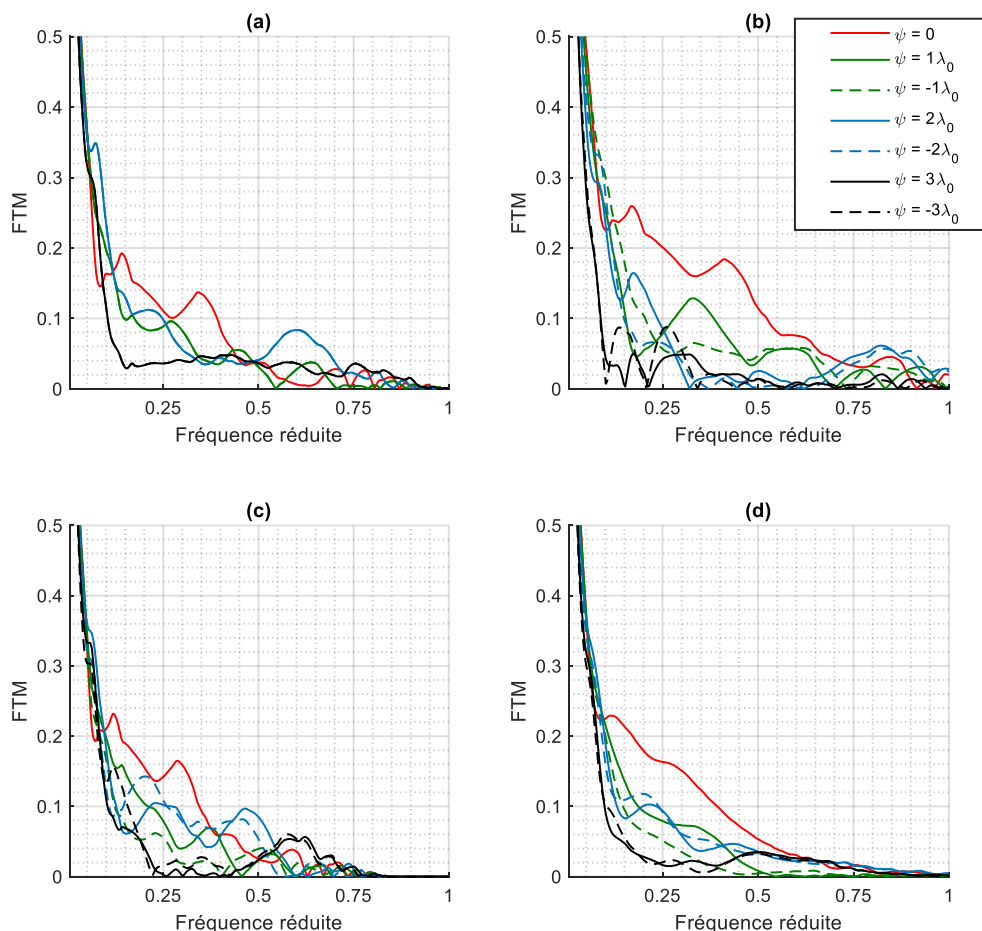


Figure 3.3 FTM pour plusieurs défocalisations pour le masque à $2\lambda_0$ intégré dans un système optique idéal imageant une scène éclairée avec différents spectres. (a) Eclairage monochromatique à λ_0 , (b) éclairage monochromatique à $\lambda_- = 450$ nm, (c) éclairage monochromatique à $\lambda_+ = 650$ nm, et (d) éclairage avec le spectre large du soleil. L'axe des abscisses est exprimé en fréquence réduite $\frac{f}{f_0}$, calculée à partir de la fréquence de coupure de l'optique à λ_0 et ouverture à $F\#$, $f_0 = \frac{1}{\lambda_0 F\#}$. Pour tous les graphes, la légende des ψ est la même que pour (b).

3.2.1.2 PSF en polychromatique

Une des principales caractéristiques des FTM polychromatiques est qu'elles sont lisses, aussi bien pour le masque à $1\lambda_0$ que pour le masque à $2\lambda_0$. Pour analyser comment cette caractéristique se transpose dans le domaine direct, il faut s'intéresser aux PSF. Les PSF d'un système optique idéal avec masque de phase étant ici toutes invariantes par rotation (quel que soit la défocalisation), elles peuvent être entièrement représentées par une coupe transversale passant par leur centre. C'est ce qui est fait sur la Figure 3.4, qui représente le profil de la PSF en fonction du paramètre de défocalisation ψ , pour deux éclairages différents. La coupe est représentée selon l'axe des ordonnées, et l'échelle de couleur donne l'éclairement énergétique local dans le plan image en normalisation de Strehl (c'est-

à-dire, divisé par l'éclairement énergétique maximum obtenu avec un système optique parfait de même ouverture numérique). Cette coupe de PSF est tracée pour toutes les valeurs du paramètre de défocalisation ψ allant de -1.5 à 1.5 fois les valeurs ψ_{max} des plages de PdC $[-\psi_{max}, \psi_{max}]$ pour lesquelles les masques ont été optimisés.

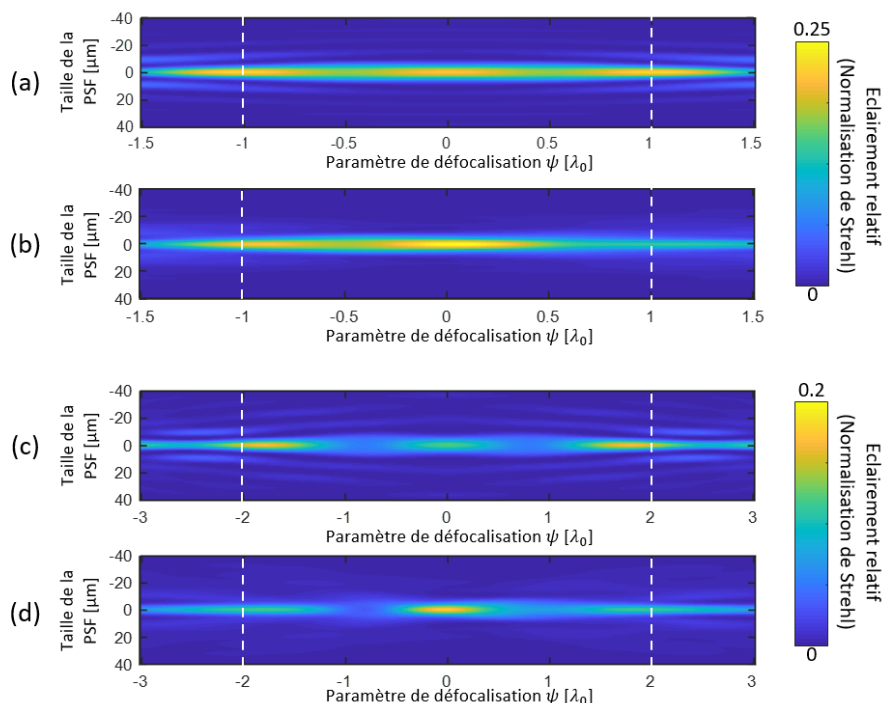


Figure 3.4 Coupe de la PSF en fonction du paramètre de défocalisation, pour différents éclairages et un système optique idéal avec un masque de phase. (a) Masque à $1\lambda_0$ à la longueur d'onde monochromatique λ_0 , (b) Masque à $1\lambda_0$ avec un spectre large, (c) Masque à $2\lambda_0$ à la longueur d'onde monochromatique λ_0 , et (d) Masque à $2\lambda_0$ avec un spectre large. Pour tous les graphes, les pointillés blancs marquent les limites de la PdC pour laquelle les masques ont été optimisés.

Ces graphes permettent de vérifier que la PSF pour le masque à $1\lambda_0$ sous éclairage à spectre large (Figure 3.4(b)) est légèrement moins symétrique selon l'axe des ψ que sous éclairage monochromatique à λ_0 (Figure 3.4(a)). Cependant, pour cette petite plage de PdC, les PSF restent similaires entre elles sur toute la plage de défocalisation et présentent moins d'anneaux concentriques contrastés pour chaque ψ .

De la même manière, le masque à $2\lambda_0$ utilisé avec un éclairage à spectre large (Figure 3.4(d)) a un comportement moins symétrique à travers la plage de défocalisation qu'avec l'éclairage monochromatique à λ_0 (Figure 3.4(c)).

La section suivante étudie sur les conséquences sur la qualité image des variations des FTM (ou des PSF) dans la plage de défocalisation. Ces variations (oscillations, rebonds), majoritairement présentes en éclairage monochromatique, peuvent induire des artefacts de déconvolution qui nuisent aux performances d'augmentation de PdC.

3.2.2 Performances d'augmentation de la PdC en imagerie panchromatique

L'objectif est maintenant d'analyser l'influence de l'éclairage sur le système d'imagerie entier, incluant à la fois le système optique et le processus de déconvolution. Cela peut se

faire par la simulation d'images à différentes défocalisations et sous différents éclairages. Pour cela, pour un paramètre de défocalisation choisi ψ , une image considérée comme « idéale » est convoluée par la PSF du système optique à la défocalisation ψ et avec l'éclairage voulu. Dans le cas de la simulation d'un système hybride, cette image est ensuite déconvoluée avec le filtre de Wiener adapté.

3.2.2.1 Simulations d'image pour le masque à $1\lambda_0$

La Figure 3.5(a) représente l'image obtenue avec un système optique sans masque de phase et focalisé ($\psi = 0$). Figure 3.5(d), le système est défocalisé de $\psi = 1\lambda_0$. Le flou dû à la défocalisation est alors évident.

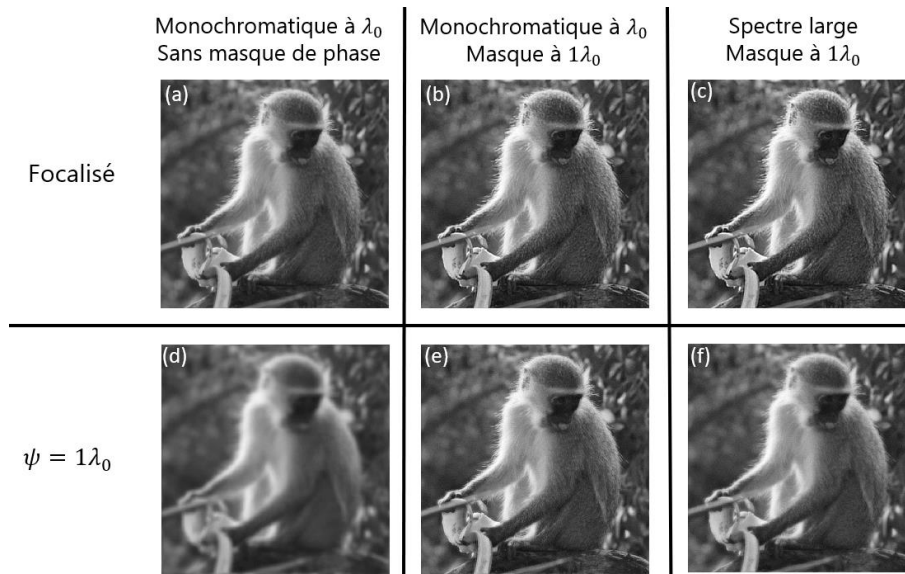


Figure 3.5 Simulation d'images défocalisées obtenues avec un système optique standard pour (a) un objet focalisé (d) un objet défocalisé à $\psi = 1\lambda_0$. Simulation d'images défocalisées obtenues avec un système hybride entier contenant le masque à $1\lambda_0$ (simulation de l'image floue et de la déconvolution) pour (b) l'éclairage monochromatique à λ_0 d'un objet focalisé, (c) l'éclairage à spectre large d'un objet focalisé, (e) l'éclairage monochromatique à λ_0 d'un objet défocalisé de $1\lambda_0$, et (f) l'éclairage à spectre large d'un objet défocalisé de $1\lambda_0$.

Les Figure 3.5(b) et Figure 3.5(e) représentent les images restaurées obtenues pour les deux mêmes valeurs de ψ , quand le système est équipé avec le masque à $1\lambda_0$ et la scène éclairée avec une lumière monochromatique à λ_0 . Le filtre de Wiener moyen défini équation (2.2) a été utilisé pour la déconvolution. Les Figure 3.5(c) et Figure 3.5(f) représentent les mêmes images quand l'éclairage est cette fois polychromatique, avec le spectre du soleil. La déconvolution est alors réalisée avec le filtre de Wiener moyen défini équation (2.2), mais avec les $\tilde{h}_{\psi_k}^\varphi(v)$ remplacés par les $\tilde{h}_{\lambda, \psi_k}^\varphi$ polychromatiques donnés équation (3.3).

L'observation des images sous éclairage à spectre large restaurées permet de remarquer qu'elles ont un bon contraste, même si le masque n'a pas été optimisé pour cet éclairage. Cela montre la robustesse du masque optimisé en monochromatique à λ_0 à un fort élargissement de la largeur du spectre d'éclairage. En particulier, les images focalisées ($\psi = 0$) Figure 3.5(b) et Figure 3.5(c) sont presque aussi contrastées que l'image obtenue sans masque de phase (Figure 3.5(a)). Cependant, pour le paramètre de défocalisation $\psi = 1\lambda_0$, l'image sous éclairage à spectre large (Figure 3.5(f)) est légèrement plus « floue » que celle

sous éclairage monochromatique à λ_0 (Figure 3.5(e)). Ainsi, comme prédit avec la forme de PSF sur la Figure 3.4(a-b), le masque à $1\lambda_0$ fonctionne légèrement mieux sous éclairage monochromatique à λ_0 que sous éclairage à spectre large.

Cette différence de performance peut être quantifiée par la pire qualité image sur la plage de PdC visée, définie à partir de l'EQM (équation (1.8)) par :

$$QI_{min} = \min_k \left[10 \log_{10} \frac{1}{EQM(\varphi, \psi_k)} \right] = 10 \log_{10} \frac{1}{\max_k EQM(\varphi, \psi_k)}. \quad (3.5)$$

Ces qualités images, calculées sous l'hypothèse d'une DSP objet proportionnelle à $\nu^{-2.5}$ et d'un RSB de 34 dB, sont données Tableau 3.1. La première ligne de celui-ci montre que $QI_{min} = 15.2$ dB sous éclairage monochromatique à λ_0 et que $QI_{min} = 13.2$ dB sous éclairage à spectre large. Cela confirme donc la différence de qualité observée sur les images.

Masque de phase	Eclairage monochromatique à λ_0 [dB]	Eclairage à spectre large [dB]
Masque à $1\lambda_0$	15.2	13.2
Masque polychromatique à $1\lambda_0$	14.3	15.2
Masque à $2\lambda_0$	13.5	12.0
Masque polychromatique à $2\lambda_0$	12.4	13.9

Tableau 3.1 QI_{min} pour les masques de phase optimisés sous l'hypothèse d'un éclairage monochromatique λ_0 (masque à $1\lambda_0$ et masque à $2\lambda_0$) et optimisés sous l'hypothèse d'un éclairage à spectre large (masque polychromatique à $1\lambda_0$ et masque polychromatique à $2\lambda_0$ qui seront introduits section 3.4). Ils sont utilisés sous éclairage monochromatique ou sous éclairage à spectre large. Les QI_{min} sont calculés sous l'hypothèse d'une DSP objet proportionnelle à $\nu^{-2.5}$ et d'un RSB à 34 dB.

1.1.1.1 Simulations d'image pour le masque à $2\lambda_0$

Pour le masque à $2\lambda_0$, l'amélioration de qualité visuelle est aussi largement remarquable en la comparant au système défocalisé sans masque de phase (Figure 3.6(d)), même si la performance du système focalisé sans masque de phase (Figure 3.6(a)) n'est pas retrouvée. Comme pour le masque à $1\lambda_0$, il y a quelques différences entre les images restaurées sous éclairage monochromatique (Figure 3.6(b-e)) et sous éclairage à spectre large (Figure 3.6(c-f)). En particulier, pour une défocalisation importante, l'image sous éclairage à spectre large (Figure 3.6(f)) est toujours plus floue qu'en monochromatique (Figure 3.6(e)). Cette différence est confirmée par les résultats quantitatifs donnés à la troisième ligne du Tableau 3.1 : $QI_{min} = 13.2$ dB pour un éclairage monochromatique à λ_0 , tandis que $QI_{min} = 12$ dB pour un éclairage à spectre large.

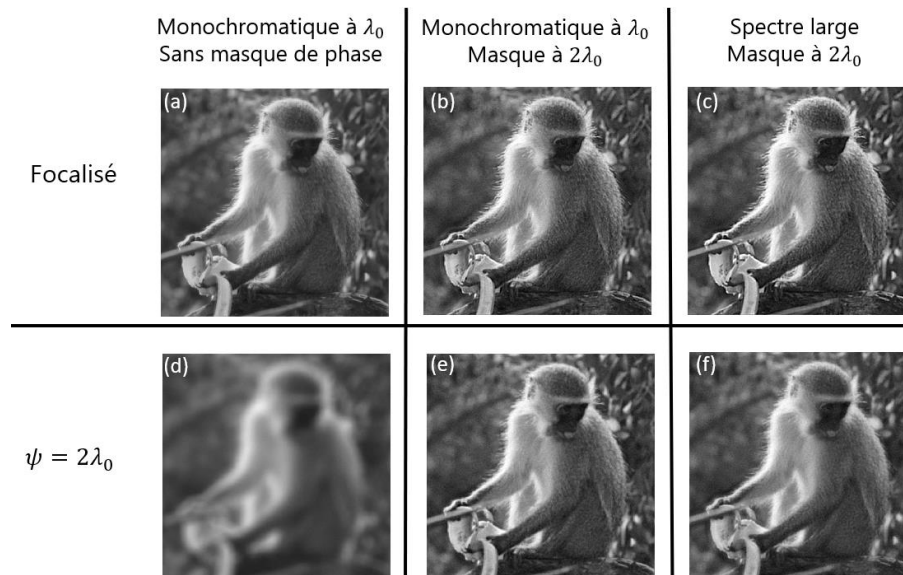


Figure 3.6 Simulation d'images défocalisées obtenues avec un système optique standard pour (a) un objet focalisé (d) un objet défocalisé à $\psi = 2\lambda_0$. Simulation d'images défocalisées obtenues avec un système hybride entier contenant le masque à $2\lambda_0$ (simulation de l'image floue et de la déconvolution) pour (b) l'éclairage monochromatique à λ_0 d'un objet focalisé, (c) l'éclairage à spectre large d'un objet focalisé, (e) l'éclairage monochromatique à λ_0 d'un objet défocalisé de $2\lambda_0$, et (f) l'éclairage à spectre large d'un objet défocalisé de $2\lambda_0$.

Cependant, nous pouvons observer des artefacts de hautes fréquences surtout présents sous éclairage monochromatique. Ils sont par exemple présents sur les bords de la banane du singe et au-dessus, au niveau de sa main droite sur la Figure 3.6(b). Le zoom effectué Figure 3.7(a) montre que ces artefacts sont plus présents que sous éclairage à spectre large (Figure 3.7(b)). Ceux-ci sont des inconvénients bien connus dans le cadre de la problématique de l'amélioration de la PdC avec des masques de phase dont les PSF (et FTM correspondantes) ne sont pas strictement invariantes avec la défocalisation (Demenikov, et al., 2010). Si la FTM moyenne utilisée dans la définition du filtre de Wiener moyen (équation (2.2) page 33) est trop différente de la FTM réelle à une valeur de ψ donnée, des artefacts de déconvolution peuvent apparaître pour cette valeur de ψ . Selon l'application, ces artefacts présents sur l'image peuvent être vraiment gênants, au point qu'une image légèrement floue lui serait préférable.



Figure 3.7 Zoom sur les images simulées d'objets focalisés lorsque le masque de phase utilisé a été optimisé pour le spectre d'éclairage également utilisé. (a) Eclairage monochromatique à λ_0 . (b) Spectre large.

Pour conclure, les simulations d'images confirment que les masques optimisés sous éclairage monochromatique sont robustes à leur utilisation sous un spectre large. De plus, les performances sous éclairage monochromatique et sous éclairage à spectre large se rapprochent quand la plage de PdC visée est plus importante. La différence principale est la présence d'artéfacts de déconvolution significatifs quand le système hybride est utilisé sous éclairage monochromatique. Au contraire, sous éclairage à spectre large, les images sont légèrement floues pour certaines valeurs de défocalisation, mais les artéfacts de déconvolution sont moins présents.

3.3 Validation expérimentale de la robustesse des masques gravé à λ_0 en éclairage à spectre large

Dans cette section, nous allons vérifier expérimentalement les conclusions obtenues grâce aux simulations d'image, sur un système optique réel. Celui-ci est décrit section 3.3.1, et les spectres utilisés sont présentés section 3.3.2. La scène est ensuite étudiée section 3.3.3.

3.3.1 Description du système optique

Le système hybride optique/traitement utilisé pour vérifier expérimentalement le comportement de masques de phase co-optimisés est constitué de deux blocs : un masque de phase et un objectif optique standard. L'objectif (*Edmund Optics* #59 – 873) a une focale fixe de $f_{\lambda_0} = 50$ mm. La position initiale de son diaphragme d'ouverture est modifiée par l'ajout du masque de phase dans un nouveau diaphragme positionné quelques millimètres devant l'objectif (Figure 3.8). Le diamètre du nouveau diaphragme d'ouverture est fixé à 4.5 mm (une valeur plutôt petite par rapport au diaphragme maximal initial) dans le but d'éviter tout problème de vignettage quand le diaphragme de l'objectif est entièrement ouvert. Cela correspond à un nombre d'ouverture de 11.1 et une ouverture numérique de 0.045 quand l'objectif est focalisé à l'infini. Une « *Black box Zemax*[®] » fournie par le constructeur de l'objectif a permis de vérifier que les aberrations de champ ne sont pas trop affectées par ce changement de position du diaphragme, et toujours faibles.

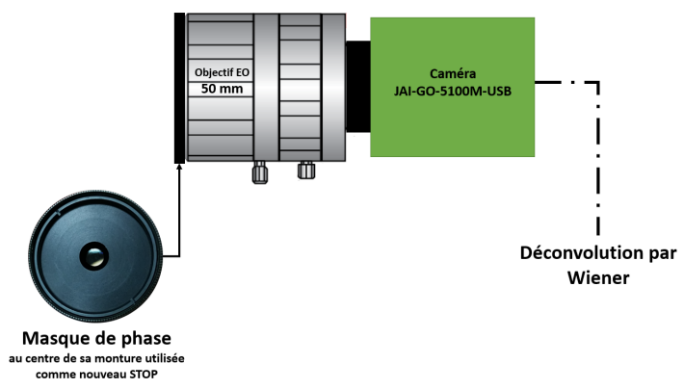


Figure 3.8 Schéma du système hybride évalué.

Avec le nombre d'ouverture fixé à 11.1, l'objectif a de bonnes caractéristiques optiques, avec les FTM proches de la limite de diffraction pour l'ensemble du champ de vue. Il est

utilisé avec le même capteur qu'au Chapitre 2, de taille 8.5 mm × 7.09 mm. Il possède des pixels de 3.45 μm , ce qui correspond à une fréquence de Nyquist de 145 $\text{cy}.\text{mm}^{-1}$. A $F/11.1$, cette fréquence de Nyquist est plus grande que la fréquence de coupure du système optique à la plus grande longueur d'onde du spectre visible, mais pas pour ses longueurs d'onde médianes ou les plus faibles. La PSF est donc correctement échantillonnée dans les rouges, mais un peu de repliement de spectre ne peut être évité pour des éclairages verts ou bleus.

Comme le système est utilisé sous éclairage à spectre large, il a fallu vérifier l'aberration chromatique axiale de l'objectif. La « *Black box Zemax*[®] » déjà mentionnée permet d'obtenir le décalage focal chromatique axial de l'objectif. Le résultat montre que l'objectif est bien optimisé pour le spectre visible puisque la courbe de décalage de focale est repliée et peu étendue. Donc, dans les conditions d'expériences envisagées, l'aberration chromatique axiale de l'objectif n'est pas significative et sera légitimement négligée.

3.3.2 Spectres d'éclairage utilisés

Pour comparer expérimentalement le comportement du système sous éclairage monochromatique et spectre large, j'ai sélectionné deux sources d'éclairage différentes, dont les spectres ont des propriétés similaires à celles des spectres utilisés pour les simulations de la section 3.2.

La première source est une lampe fluorescente commerciale standard basée sur un phosphore de terre-rare, créant un éclairage « blanc froid » typique, mais possédant un spectre de raies. En particulier, son spectre contient deux pics étroits à 542.4 nm et 546.5 nm produits par le terbium et le mercure. L'utilisation d'un filtre vert (*Edmund Optics* #46 – 546), centré sur la longueur d'onde $\lambda_0 = 545$ nm et de largeur spectrale 40 nm permet de sélectionner ces deux pics, afin de créer le spectre le plus monochromatique possible.

La deuxième source, utilisée comme « éclairage à spectre large », est une lampe halogène. Le spectre effectif $E(\lambda)$ des deux sources choisies, en considérant que les images sont acquises avec un capteur CMOS silicium, sont représentées Figure 3.2, page 65 (lampe fluorescente avec filtre vert et lampe halogène).

3.3.3 Etude de la scène

3.3.3.1 Description de la scène

Pour valider la robustesse des masques de phase à un éclairage à spectre large, j'ai créé une scène avec des objets à différentes distances de défocalisation. Ces objets sont des phrases écrites sur des feuilles de papier (de largeur ~ 6 cm) et placés à diverses distances de la caméra. Chaque objet contient quatre parties : une mire radiale sur le côté gauche, le « nom » du plan imagé écrit en grand, une phrase de taille de police moyenne, et un petit nombre. Chaque partie a son propre intérêt :

- La mire radiale permet une évaluation visuelle de la qualité de la reconstruction pour des fréquences spatiales variant graduellement ;
- La grande taille de police du nom du plan permet sa reconnaissance directe ;
- La phrase avec une police intermédiaire est du « Lorem ipsum ». Un texte en Lorem ipsum est un texte de mots latin aléatoires, qui nécessite donc une véritable lecture des caractères pour déterminer si la phrase est lisible ou non. La taille de police a été choisie pour que la phrase reste lisible avec une petite quantité de flou ;
- Enfin, le petit nombre est seulement lisible si l'image est nette.

La Figure 3.9 représente l'image de cette scène avec un système d'imagerie conventionnel (c'est-à-dire sans masque de phase ni déconvolution), sous éclairage quasi-monochromatique (voir Figure 3.2, lampe fluorescente). L'objectif est focalisé à 50 cm, sur le plan nommé « Focus plane ». Il a une PdC naturelle dans laquelle tous les éléments semblent nets. Cette PdC naturelle est délimitée par deux objets des deux côtés du plan focal. Le premier, nommé « First plane – no phase mask » est placé à 48.4 cm. Le second, nommé « Last plane – no phase mask », est placé à 51.7 cm (voir Annexe B.2).

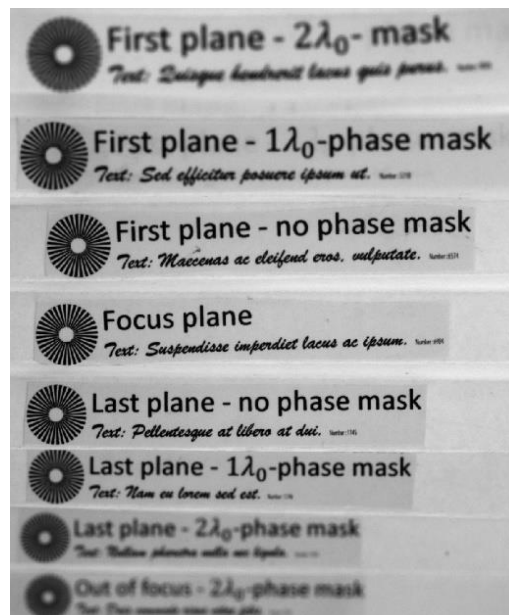


Figure 3.9 Scène imagée sans masque de phase et sous éclairage quasi-monochromatique.

L'ajout du masque à $1\lambda_0$ sur l'objectif a pour but d'augmenter la plage de PdC de 45.1 cm à 56 cm après déconvolution. Deux objets sont donc placés à ces distances pour contrôler le comportement du masque à $1\lambda_0$. Ils sont nommés « First plane - $1\lambda_0$ -phase mask » et « Last plane - $1\lambda_0$ -phase mask ». De même, en ajoutant le masque à $2\lambda_0$ sur l'objectif, la PdC doit s'étendre entre 41.1 cm et 63.7 cm après déconvolution. Deux objets sont placés à ces distances, et nommés « First plane - $2\lambda_0$ -mask » et « Last plane - $2\lambda_0$ -mask ».

3.3.3.2 Acquisitions dans les différentes configurations

Avec les deux spectres considérés et trois configurations d'imagerie (l'objectif sans masque de phase, avec le masque à $1\lambda_0$, ou avec le masque à $2\lambda_0$), il est ainsi possible d'acquérir six images. Les images acquises avec un masque de phase sont restaurées avec

le filtre de Wiener moyen adapté à chaque masque et au spectre d'éclairage avec lesquels elles ont été acquises. Pour ces filtres, la DSP de bruit blanc S_{bb} est fixée pour obtenir un RSB de 28 dB, ce qui correspond mieux aux conditions expérimentales réelles que le RSB de 34 dB considéré durant l'optimisation des masques.

La Figure 3.10(a) est l'image de la scène entière sous éclairage à spectre large avec le masque à $1\lambda_0$, et la Figure 3.10(b) est obtenue avec le masque à $2\lambda_0$. Nous pouvons remarquer que, même si les masques de phase ne sont pas optimisés pour un éclairage à spectre large, ils permettent d'obtenir les plages de PdC visées. Le texte du premier plan net du masque à $2\lambda_0$, non déchiffrable sans masque de phase (Figure 3.9), devient lisible avec l'utilisation du masque à $1\lambda_0$, et net avec celle du masque à $2\lambda_0$. Même le texte du plan « Out of focus - $2\lambda_0$ -phase mask » devient déchiffrable avec le masque à $2\lambda_0$, même s'il reste flou.

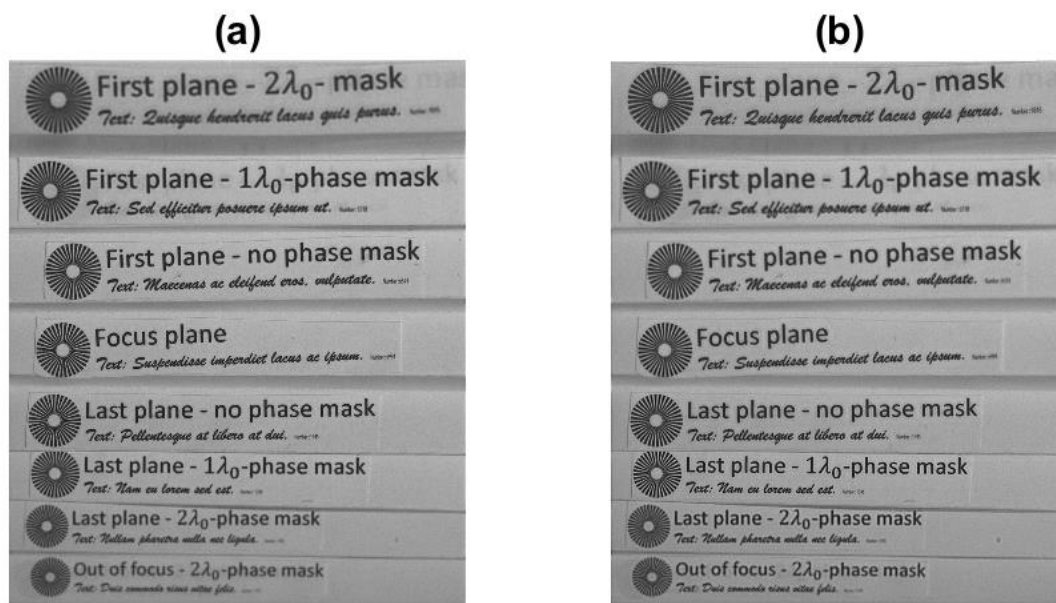


Figure 3.10 Images obtenues expérimentalement sous éclairage à spectre large, après déconvolution (a) avec le masque à $1\lambda_0$ et (b) avec le masque à $2\lambda_0$.

Considérons maintenant les détails de la scène, en commençant par l'une des mires radiales. Figure 3.11(d), sans masque de phase et sous éclairage à spectre large, la mire radiale du premier plan net pour le masque à $2\lambda_0$ (« First plane - $2\lambda_0$ -mask ») présente une inversion de contraste. Cette même mire ne présente seulement qu'une annulation de contraste quand elle est imagée avec le masque à $1\lambda_0$ (Figure 3.11(e)). Avec l'utilisation du masque à $2\lambda_0$ (Figure 3.11(f)), il n'y a plus aucune annulation sur la mire radiale.

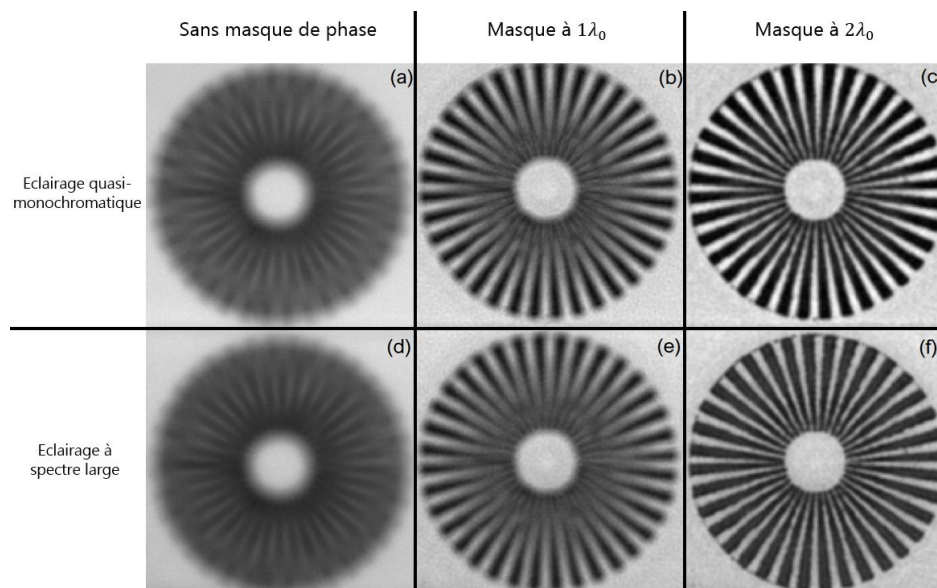


Figure 3.11 Zoom sur la mire radiale du « First plane - $2\lambda_0$ -mask » de la Figure 3.10, sous éclairage quasi-monochromatique (première ligne) et éclairage à spectre large (seconde ligne) dans différentes configurations. (a) et (d) Système optique sans masque de phase. (b) et (e) Système hybride avec le masque à $1\lambda_0$ et la déconvolution. (c) et (f) Système hybride avec le masque à $2\lambda_0$ et la déconvolution.

Néanmoins, comme nous l'avons vu section 3.2, le système hybride est légèrement moins efficace sous éclairage à spectre large que sous éclairage quasi-monochromatique à λ_0 . Le système optique sans masque de phase donne des résultats similaires quel que soit l'éclairage (Figure 3.11(a-d)). Cependant, avec le masque à $1\lambda_0$, les hautes fréquences sont mieux restaurées sous éclairage quasi-monochromatique (Figure 3.11(b)) que sous éclairage à spectre large (Figure 3.11(e)) puisque le centre de la mire radiale est plus flou dans le second cas. Le même genre de différence est observable pour le masque à $2\lambda_0$: la mire radiale est légèrement plus contrastée sous éclairage quasi-monochromatique (Figure 3.11(c)) que sous éclairage à spectre large (Figure 3.11(f)). Pour ce second éclairage et ce masque à $2\lambda_0$, la baisse de qualité sur les bords de la plage de PdC était attendue car déjà observée lors des simulations d'images (Figure 3.6(c-f)).

La Figure 3.12 représente un autre détail intéressant de la scène : il s'agit du petit nombre du premier plan net pour le masque à $1\lambda_0$ (« First plane - $1\lambda_0$ -phase mask »). Il n'est pas déchiffrable sans masque de phase quel que soit le type d'éclairage (Figure 3.12(a-b)). Avec le masque à $1\lambda_0$, le nombre « 5318 » devient lisible sous éclairage quasi-monochromatique (Figure 3.12(c)) et sous éclairage à spectre large (Figure 3.12(d)). La reconstruction est légèrement meilleure dans le cas monochromatique. Ainsi, le masque à $1\lambda_0$ est robuste à un éclairage à spectre large mais la qualité visuelle de l'image est réduite sur les bords de la plage de PdC.

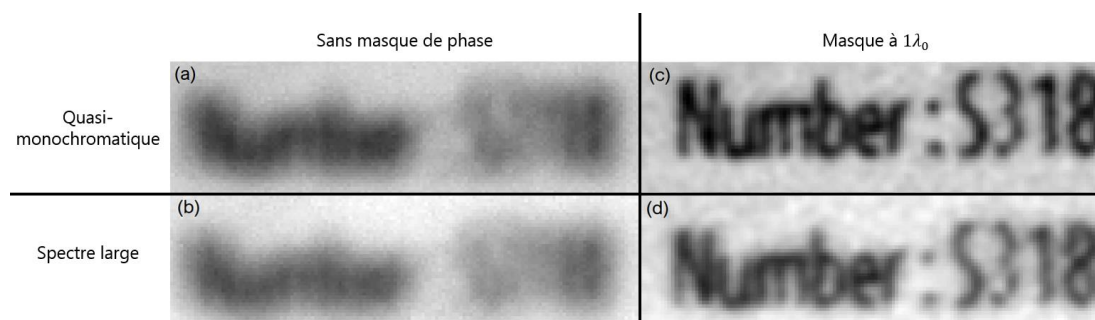


Figure 3.12 Zoom sur le nombre du « First plane - $1\lambda_0$ -phase mask » pour un éclairage quasi-monochromatique (première ligne) et un éclairage à spectre large (seconde ligne), avec différents systèmes d'imagerie. (a) et (b) Sans masque de phase. (c) et (d) Avec masque à $1\lambda_0$ et déconvolution.

Les deux masques sont donc robustes à un éclairage à spectre large, mais légèrement moins efficaces que sous éclairage monochromatique à λ_0 . Cependant, il a été noté précédemment que le processus de déconvolution produisait des oscillations visibles sur les images simulées pour certaines défocalisations spécifiques et sous éclairage monochromatique. Ces oscillations – des artefacts de déconvolution – sont clairement visibles expérimentalement. Sur la Figure 3.13(b), le texte sur le plan de focalisation obtenu avec le masque à $2\lambda_0$ sous éclairage quasi-monochromatique présente un halo blanc, alors que le texte est net lorsqu'il n'y a pas de masque de phase (Figure 3.13(a)). Ce halo n'est pas présent sous éclairage à spectre large (Figure 3.13(c)), la contrepartie étant que le texte est moins contrasté.

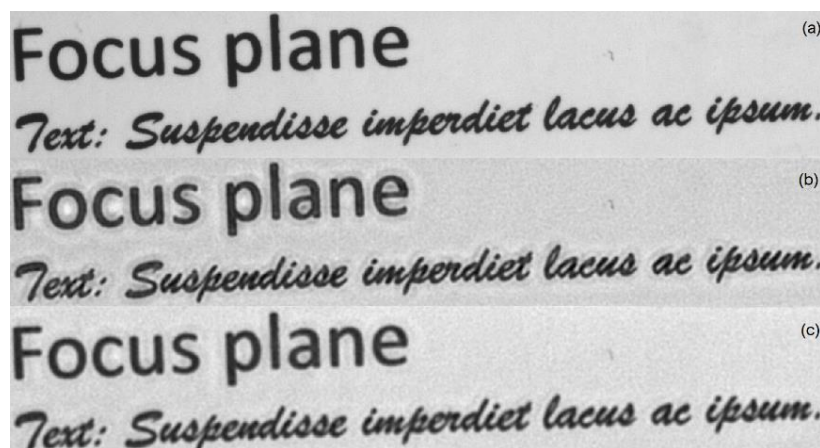


Figure 3.13 Zoom sur le texte du plan de focalisation, avec différents systèmes d'imagerie. (a) système optique sans masque de phase avec éclairage quasi-monochromatique, (b) système hybride avec le masque à $2\lambda_0$ et la déconvolution, avec éclairage quasi-monochromatique, et (c) système hybride avec le masque à $2\lambda_0$ et la déconvolution, avec éclairage à spectre large.

Pour conclure, cette partie a montré expérimentalement la robustesse des masques de phase à un éclairage à large spectre. La principale conclusion est la même que celle tirée des images simulées section 3.2 : avec un spectre large, les images restaurées sont légèrement plus floues aux bords de la plage de PdC, mais les artefacts de déconvolution sont réduits significativement.

3.4 Optimisation de masques de phase en supposant un éclairage à spectre large

Les masques de phase optimisés sous l'hypothèse d'un éclairage monochromatique sont robustes à un éclairage à spectre large. L'étude réalisée explique donc les bons résultats (quoique sous-optimaux) obtenus dans la littérature lors d'expérience réalisées sans forcer l'utilisation d'un éclairage monochromatique (Diaz, et al., 2011). Pour autant, plusieurs approches ont été étudiées pour amoindrir le problème de la sous-optimalité des masques dès lors qu'ils sont utilisés avec des longueurs d'onde très éloignées de celle pour laquelle ils ont été gravés.

Par exemple, il est possible d'utiliser une superposition de deux masques de phase binaires, un dit « positif » et un « négatif », pour forcer le déphasage à être proche de π radians pour trois longueurs d'onde RVB choisies, grâce au choix des matériaux et de leur dispersion (différents pour les deux masques) (Elmalem, et al., 2013). Il s'agit en fait d'une technique similaire à l'achromatisation d'un doublet, mais appliquée à la problématique des masques de phase binaires. Une autre méthode, dans le cas de l'utilisation d'un capteur couleur, peut être au contraire de faire en sorte que la réponse de l'élément chromatique soit la plus différente possible aux trois longueurs d'onde RVB : chaque canal de couleur focalise à une distance optimisée pour être la plus différente possible des autres canaux. Le contenu fréquentiel du canal le plus net est ensuite utilisé pour reconstruire l'image (Milgrom, et al., 2010) (Trouvé, et al., 2013) (Milgrom, et al., 2020).

Cette section étudie une troisième approche : il s'agit tout simplement de prendre en compte la largeur du spectre pendant l'étape d'optimisation pour vérifier si les masques de phase obtenus sont meilleurs que ceux obtenus dans une hypothèse monochromatique, lorsqu'ils sont utilisés avec un éclairage à spectre large.

3.4.1 Méthode d'optimisation en panchromatique

Pour effectuer l'optimisation d'un masque de phase sous l'hypothèse d'un spectre large un nouveau paramètre variable doit être pris en compte, en sus des rayons des anneaux du masque : il s'agit de sa hauteur de marche (commune à tous les anneaux). En effet, dans l'hypothèse monochromatique, choisir une hauteur de marche introduisant un déphasage de π radians est naturel. C'est la seule hauteur qui permet un comportement symétrique du masque de phase en fonction du paramètre de défocalisation, ce qui double la PdC atteignable. Sous l'hypothèse d'un spectre large, le choix n'est plus si évident. Après vérification, la hauteur de marche correspondant à un déphasage de π radians à la longueur d'onde barycentrique du spectre ne conduit pas à la qualité image maximale. Par conséquent, la hauteur de marche doit être considérée comme un paramètre libre dans l'optimisation des masques. En utilisant cette approche, deux masques sont optimisés sur les plages de PdC visées $[-1\lambda_0, 1\lambda_0]$ et $[-2\lambda_0, 2\lambda_0]$ (avec toujours $\lambda_0 = 545$ nm) et avec l'hypothèse du spectre d'éclairage du soleil (Figure 3.2). Ces deux masques seront appelés « Masque polychromatique à $1\lambda_0$ » et « Masque polychromatique à $2\lambda_0$ » dans la suite. Leurs paramètres sont donnés Tableau 3.2, comparativement aux paramètres des masques déjà étudiés en monochromatique.

Masque de phase	e	ρ_1	ρ_2	ρ_3	ρ_4	ρ_5
Masque à $1\lambda_0$	592	0.7684	0.9272	---	---	---
Masque polychromatique à $1\lambda_0$	722	0.2412	0.8416	---	---	---
Masque à $2\lambda_0$	592	0.1307	0.6533	0.7917	0.9192	0.9771
Masque polychromatique à $2\lambda_0$	647	0.0992	0.6391	0.8397	0.9410	---

Tableau 3.2 Rayons normalisés des masques de phase obtenus sous l'hypothèse monochromatique à λ_0 (masque à $1\lambda_0$ et masque à $2\lambda_0$) et sous l'hypothèse d'un spectre large (masque polychromatique à $1\lambda_0$ et masque polychromatique à $2\lambda_0$). La hauteur de marche optimale e est donnée en nanomètres.

3.4.2 Performances des masques optimisés en panchromatique

Considérons dans un premier temps le masque polychromatique à $1\lambda_0$. Sa hauteur de marche optimale, donnée Tableau 3.2, est significativement différente de celle obtenue pour le masque à $1\lambda_0$ (722 nm au lieu de 522 nm). De plus, les anneaux sont positionnés à des endroits différents. Les valeurs de QI_{min} calculées pour une image avec une DSP générique et un spectre large apparaissent à la deuxième colonne du Tableau 3.1 (page 69). La valeur obtenue avec le masque polychromatique à $1\lambda_0$ est significativement plus importante que celle obtenue avec le masque à $1\lambda_0$ (15.2 dB au lieu de 13.2 dB). Il y a donc un bénéfice important à prendre en compte, dès la phase d'optimisation, le véritable spectre qui sera utilisé.

Pour mieux illustrer ces résultats, j'ai simulé les images restaurées obtenues dans les différentes configurations en utilisant la scène du singe (aux deux premières lignes de la Figure 3.14). Quand le masque est optimisé pour le spectre d'éclairage utilisé dans les simulations – comme c'est le cas Figure 3.14(a) (éclairage monochromatique pour le masque à $1\lambda_0$) et Figure 3.14(d) (éclairage à spectre large pour le masque polychromatique à $1\lambda_0$) –, la qualité image minimale sur la plage de défocalisation QI_{min} est satisfaisante, et bien meilleure qu'à la Figure 3.14(b), où l'image est trop floue, et à la Figure 3.14(c) où des artefacts de déconvolution sont visibles.

Ces résultats sont confirmés et amplifiés lorsque $\psi_{max} = 2\lambda_0$. A la quatrième ligne du Tableau 3.2, nous pouvons observer que le masque polychromatique à $2\lambda_0$ a seulement cinq anneaux au lieu de six pour le masque à $2\lambda_0$. De plus, la hauteur de marche est significativement différente (694 nm au lieu de 522 nm). Sur la quatrième ligne du Tableau 3.1 page 69, nous observons que sous éclairage avec spectre large, la valeur de QI_{min} obtenue avec le masque polychromatique à $2\lambda_0$ est significativement plus grande que celle obtenue avec le masque à $2\lambda_0$ (13.9 dB au lieu de 12 dB). De manière intéressante, cette valeur est aussi plus importante que celle obtenue avec le masque à $2\lambda_0$ en présence d'un éclairage monochromatique à λ_0 (égale à 13.5 dB). Ceci est corroboré par les simulations d'images Figure 3.14, puisque la valeur de QI_{min} de la Figure 3.14(h) est 0.6 dB plus importante que la valeur Figure 3.14(e).

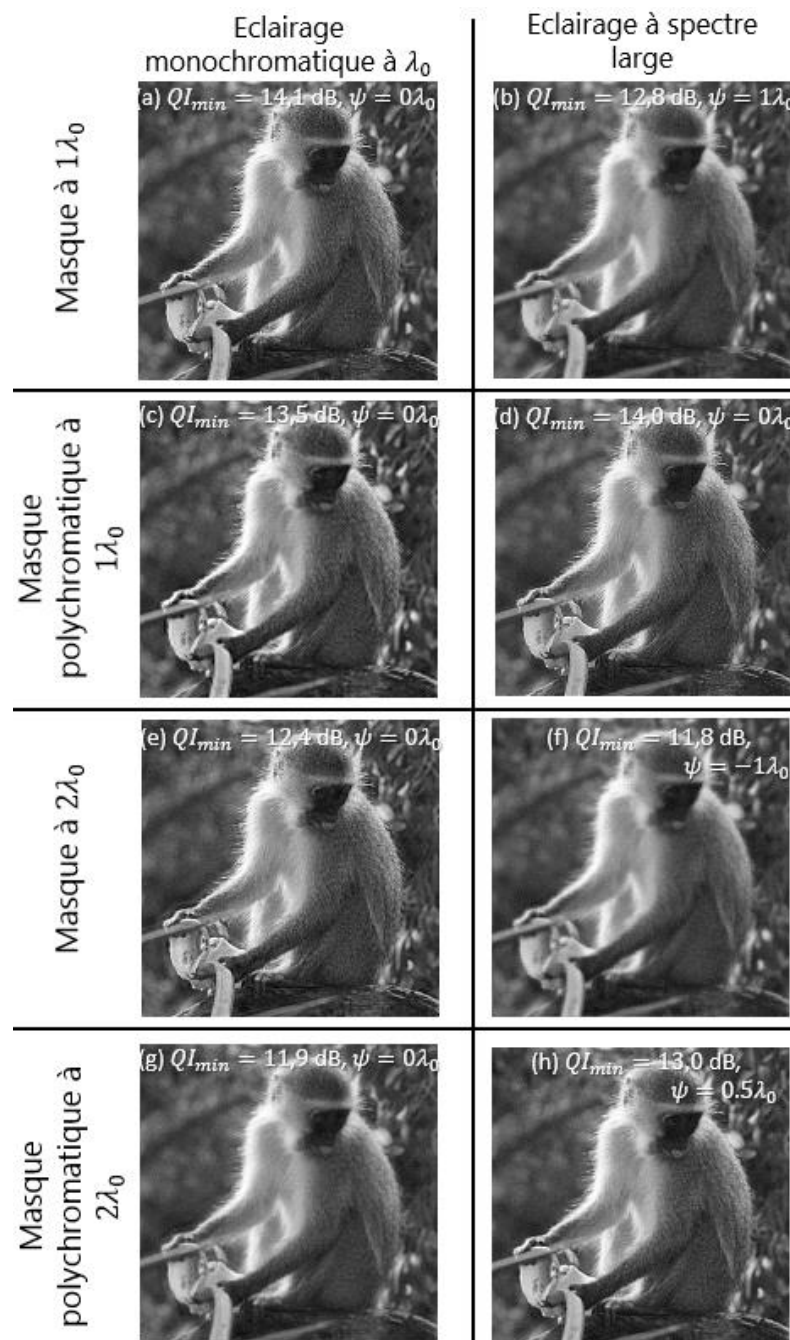


Figure 3.14 Images restaurées pour les différents éclairages (colonnes) et les différents masques (lignes). Dans chaque cas, les images correspondant aux pires QI à travers la PdC sont représentées. La valeur du paramètre de défocalisation ψ pour lequel est obtenue l'image, et la valeur correspondante de QI_{min} est donnée sur chaque image.

Ce résultat était inattendu car les masques de phase binaires sont pensés pour avoir une meilleure performance quand ils sont optimisés à une unique longueur d'onde, tandis que l'optimisation avec un spectre large est le résultat d'un compromis entre différentes contributions de longueurs d'onde. Cependant, il a été vu dans les sections précédentes que pour un éclairage à spectre large, les variations à travers la PdC de la FTM sont plus lisses, à cause de l'effet moyennant des différentes longueurs d'onde (voir Figure 3.1 et Figure 3.3). Ce moyennage est à l'origine du fait que les images sont plus floues mais ont moins d'artéfacts de déconvolution que sous éclairage monochromatique (voir Figure

3.13). Quand le masque est optimisé avec un spectre large plutôt qu'avec un éclairage monochromatique, « l'effet de flou » est réduit puisque le masque est mieux adapté à l'illumination réelle. En revanche, l'avantage d'avoir des FTM lisses perdure. Par conséquent, l'image Figure 3.14(h) est raisonnablement contrastée et sans artéfacts, tandis que la Figure 3.14(e) est sujette à de forts artéfacts, ce qui explique la différence sur les valeurs de QI_{min} .

Pour conclure, ces simulations ont montré que prendre en compte le spectre large d'éclairage durant la phase d'optimisation est important, en particulier quand la plage de PdC visée est grande. Cela permet d'obtenir de meilleures performances en termes de QI_{min} . De plus, l'extension de PdC est plus facile à atteindre avec un spectre large qu'en monochromatique, puisque cela réduit les artéfacts de déconvolution qui sont dus aux variations de la FTM avec la défocalisation en éclairage monochromatique.

3.5 Conclusion

Dans ce chapitre, l'optimisation et les performances de masques de phase pour l'extension de la PdC en présence d'un éclairage monochromatique ou d'un éclairage à spectre large ont été étudiées. Les simulations et expériences ont mis en évidence que les masques optimisés dans l'hypothèse monochromatique étaient robustes à leur utilisation sous un éclairage à spectre large. Ils produisent, après restauration numérique, des images qui sont légèrement moins contrastées que sous éclairage monochromatique, mais qui sont aussi moins affectées par des artéfacts de déconvolution grâce au moyennage spectral.

Quand les masques sont optimisés sous l'hypothèse d'un spectre large, leur performance en présence de ce type d'éclairage devient meilleure que celle des masques optimisés et utilisés sous éclairage monochromatique, en particulier quand la plage de PdC visée est large. Cet effet intéressant vient du fait que les artéfacts de déconvolution sont significativement réduits par l'éclairage à spectre large. Ces résultats sont importants car ils montrent qu'il est avantageux de prendre en compte la largeur du spectre d'éclairage au même titre que les caractéristiques de la scène et que la plage de PdC visée pour co-optimiser efficacement les systèmes hybrides d'augmentation de la PdC.

Les résultats obtenus dans le Chapitre 2 et le Chapitre 3 montrent aussi qu'il est possible de faire pleinement confiance au processus de co-optimisation des masques de phase binaires. Il s'agit de l'une des formes les plus simples de co-conception, et l'objectif du prochain chapitre sera d'élargir ces résultats à des systèmes d'imageries hybrides plus complexes.

Chapitre 4

Co-conception dans un logiciel de conception optique

Les chapitres précédents ont décrit une forme assez « basique » de co-conception qui consiste à co-optimiser un unique élément à intégrer à un système par ailleurs idéal. Cette approche a permis d'appréhender l'utilité de la co-conception pour l'augmentation de la PdC, et son efficacité dans des conditions réelles. Aussi pratique soit elle (notamment pour son côté « plug & play » car il suffit d'ajouter un masque dans la pupille d'un système hybride pour augmenter sa PdC) cette approche a plusieurs limites :

- Premièrement, le masque de phase est un élément optique spécifique. Sa fabrication nécessite donc de passer par des filières différentes de celles utilisées pour l'élaboration de systèmes optiques aux éléments optiques plus « classiques », ce qui peut engendrer des coûts supplémentaires.
- Ensuite, le masque de phase est co-optimisé en supposant son intégration dans la pupille d'un système considéré comme idéal. Si le système optique n'est pas idéal, alors le masque de phase ne peut plus être considéré comme optimal pour la configuration étudiée. De plus, s'il est placé dans un nouveau diaphragme d'ouverture, cela peut occasionner des problèmes de vignettage.
- De plus, le nombre de degrés de liberté utiles d'un masque de phase est limité par rapport à des systèmes optiques standard.
- Enfin, réaliser la co-optimisation d'un masque et du système associé hors d'un logiciel de conception optique nous prive de l'expertise d'un concepteur opticien.

Il faudrait donc plutôt, idéalement, co-optimiser l'ensemble d'un système hybride optique/traitement (au lieu d'un seul élément de celui-ci), et ce sans se priver ni de l'expertise d'un concepteur opticien, ni des possibilités offertes par un logiciel de conception optique. Initialement introduite par D.G. Stork et D. Robinson en 2006 (Robinson, et al., 2006) même si l'idée de la nécessité de prendre en compte l'ensemble du système existait avant (Fales, et al., 1984), cette approche de la co-conception reste encore relativement peu étudiée car elle nécessite un savoir-faire à la fois en traitement numérique des images et dans

l'utilisation des logiciels professionnels de conception optique. Il est en effet possible, dans certains cas, d'implémenter un critère de co-conception dans un logiciel de conception optique (en l'occurrence Zemax[®]) mais cela rend le processus d'optimisation dans le logiciel plus complexe, donc moins naturellement utilisable par un concepteur opticien. Les autres logiciels de conception optique tels que Synopsys CodeV[®] et Oslo n'ont pas, à ma connaissance, fait l'objet de publication sur leur utilisation en co-conception. En 2018, Marie-Anne Burcklen a introduit un critère de co-conception alternatif utilisable simplement (c'est-à-dire, seulement avec des critères classiques de conception optique) dans le logiciel de conception optique CodeV[®] (Burcklen, et al., 2018). Il s'agit donc d'une nouvelle approche de la co-conception.

L'objectif de ce chapitre est de présenter différentes approches de co-conception qui sont utilisables directement dans le logiciel de conception optique CodeV[®]. Ces approches seront comparées entre elles et comparées à une conception optique plus conventionnelle par le biais d'exemples. Tous les systèmes présentés seront conçus (ou co-conçus) avec des contraintes communes et un but commun, l'obtention du « meilleur système d'imagerie hybride possible quel que soit la position dans le champ ». Pour atteindre cet objectif, plusieurs méthodes vont être comparées : optimisation conventionnelle (section 4.1), co-optimisation par égalisation des FTM (section 4.2), et optimisation sur l'EQM (section 4.3). Nous verrons que c'est avant tout la « traduction » de ce que signifie « être le meilleur système d'imagerie » qui permettra de donner la préférence à l'une ou l'autre des méthodes de (co-)optimisation.

4.1 Description des systèmes conventionnels

Cette partie vise à définir les systèmes optiques dits « conventionnels » auxquels seront comparés les systèmes co-optimisés.

4.1.1 Optimisation conventionnelle et métriques de performance

4.1.1.1 Cadre des optimisations

Contrairement aux chapitres précédents où un masque de phase était le seul élément physique optimisable du système d'imagerie, les systèmes optiques conventionnels ont de nombreux paramètres variables. Que ce soit la courbure des lentilles, leur épaisseur ou leur matériau, tous sont susceptibles de modifier drastiquement la réponse du système optique. Deux éléments influent particulièrement sur la forme du système à l'issue du processus d'optimisation :

- Le point de départ de l'optimisation ;
- Le critère d'optimisation.

De plus, une limite doit être établie quant aux valeurs que peuvent prendre les différents paramètres variables : quel que soit le stade de conception du système d'imagerie, il faut prendre en compte le fait que celui-ci doit être, in fine, fabriqué. Par exemple, les lentilles ne doivent pas être trop fines, au centre comme au bord, pour ne pas être cassables. Elles

doivent également être fixables dans une structure mécanique : les distances inter-verres ne peuvent pas être nulles. Il est aussi possible de décider de limiter le prix du système optique, en favorisant des verres peu onéreux et un nombre limité de surfaces asphériques par exemple. Bien définir les limites est extrêmement important : c'est ce qui permet de comparer les systèmes d'imagerie entre eux « toutes choses égales par ailleurs ». En effet, il serait difficile de comparer les performances de systèmes dits « conventionnels » à ceux dits « co-conçus » s'il y avait par ailleurs de grandes différences dans leur prix de revient par exemple. Pour cette raison, tous les systèmes présentés dans ce chapitre vont avoir des limitations similaires dans leur version « conventionnelle » ou « co-conçue ».

Les systèmes présentés dans ce chapitre vont être optimisés à l'aide du logiciel de conception optique CodeV[®], quoique les méthodes utilisées et principes étudiés soient a priori transposables au logiciel Zemax[®]. Dans cette section, les différents systèmes sont optimisés « de manière conventionnelle », ce qui est ici défini comme suit :

- Sélection d'un point de départ d'architecture classique, pertinent compte tenu du choix de focale et d'ouverture. Le point de départ peut par exemple appartenir à la bibliothèque de systèmes optiques CodeV[®] ;
- Optimisation sur un critère conventionnel de conception optique : la minimisation de la somme des carrés des diamètres RMS des spot-diagrams.

Il faut noter que le logiciel CodeV[®] dispose nativement d'autres critères d'optimisation que celui basé sur le diamètre RMS des spot-diagrams. Il est possible de demander à CodeV[®] d'optimiser sur l'erreur de front d'onde (en anglais, *Wavefront error*, WFE) ou encore d'optimiser sur la maximisation des FTM à des valeurs de fréquences spatiales choisies. Seule l'optimisation sur les spot-diagrams, qui est la plus utilisée, sera considérée ici comme « conventionnelle »⁸, quoique des résultats similaires puissent être obtenus avec ces autres méthodes. Quelle que soit la méthode d'optimisation choisie, il est souvent nécessaire dans l'optimisation de contraindre certains paramètres, comme la focale à une valeur particulière définie par le cahier des charges, ou encore les épaisseurs en bord de lentilles à des valeurs strictement positives. Cela peut être fait en ajoutant au terme de base (la somme des carrés des diamètres RMS des spot-diagrams) quelques termes comme $p \times (f' - f'_{cible})^2$ (où p est une constante positive, définissant le « poids » de cette contrainte) ou bien en utilisant des méthodes mathématiques d'optimisation sous contrainte stricte comme la méthode des multiplicateurs de Lagrange. De telles contraintes ont bien évidemment été utilisées dans ce chapitre pour obtenir des systèmes réalistes respectant le cahier des charges ; c'est d'ailleurs tout l'intérêt d'utiliser des logiciels comme CodeV[®] ou Zemax[®] qui implémentent cette optimisation sous contraintes dans leurs algorithmes d'optimisation. Cette prise en compte des contraintes, très importantes en pratique, ne change toutefois pas la discussion sur l'optimisation conventionnelle ou l'optimisation conjointe du système optique et du post-traitement, et sera donc peu traitée dans le reste du manuscrit. L'appellation « optimisation conventionnelle » désignera donc ici le

⁸ Dans CodeV[®], pour optimiser un système de focale f donnée, cela s'obtient facilement par la commande `AUT ; EFL = ^f ; GO`.

fait que la somme des carrés des diamètres RMS des spot-diagrams est minimisée (avec des contraintes), ceci dans le but de trouver le meilleur système optique, au sens de ce critère, quel que soit le champ.

Dans le cadre d'une optimisation conventionnelle, le traitement numérique appliqué à l'image n'est pas optimisé. Cela n'empêche pas d'en appliquer un tout de même, afin de comparer correctement le comportement d'un système hybride optique/traitement où seul le système optique a été optimisé (cas conventionnel) à celui d'un système hybride où l'ensemble a été co-optimisé. Il convient donc de choisir un même traitement à appliquer aux systèmes étudiés.

Le filtre de Wiener moyen est un bon candidat, tant pour sa facilité de mise en œuvre que pour son temps de calcul, bien plus court que celui d'algorithmes récursifs de reconstruction de l'image (section 1.2.2). Le filtre de Wiener moyen qui sera utilisé ici est, par rapport à celui utilisé dans les chapitres précédents, adapté à la problématique de l'obtention du meilleur système d'imagerie quel que soit la position dans le champ. Son expression (équation (2.2) page 33) est inchangée, mais au lieu que le paramètre ψ_k désigne une PdC utile au moyennage, celui-ci désigne la position dans le champ. Un grand nombre de positions ψ_k doivent être considérées sur l'ensemble du champ pour garantir un bon moyennage. Le filtre de Wiener moyen ainsi défini permet de déconvoluer l'image obtenue, que le système optique soit optimisé de manière conventionnelle ou non. Il permet a priori d'améliorer la qualité de l'image, pour obtenir le meilleur système d'imagerie possible quel que soit la position dans le champ.

4.1.1.2 Métrique de performance

Afin de juger de la qualité du système obtenue, plusieurs métriques de performances sont nécessaires. CodeV[®] possède de nombreux outils permettant d'évaluer l'optique en cours de conception. En plus des classiques et nécessaires FTM et spot-diagrams (pour tous les champs souhaités), il est possible d'obtenir une compréhension plus complète du système optique en étudiant également le détail des aberrations, l'illumination relative ou encore le comportement face à une variation de température. Sous CodeV[®], la quasi-totalité des outils utiles à l'évaluation de la partie « optique » d'un système d'imagerie sont donc disponibles.

Cependant, aucune analyse nativement disponible ne permet d'apprécier l'effet du traitement qui sera appliqué sur l'image. De telles métriques ont été introduites dans les chapitres précédents : il peut s'agir par exemple de la FTM effective (produit de la FTM et du filtre de déconvolution) ou de la qualité image. La FTM effective est, comme déjà vu dans les Chapitre 1 et Chapitre 2, une métrique dépendant à la fois du système optique et du filtre de déconvolution. De ce fait, contrairement aux métriques « purement optique », cette dernière fait aussi, indirectement, intervenir le bruit dans le système, via de la façon dont il est traité par le filtre de Wiener. Comme celui-ci réalise un compromis entre reconstruction du signal et rehaussement délétère du bruit, il atténue les hautes fréquences. En effet, le signal est souvent faible pour les hautes fréquences (par suite de faibles valeurs de la FTM) tandis que la DSP du bruit est constante en fonction de la fréquence spatiale.

Il est possible de représenter sur le même graphe la FTM $|\tilde{h}_\psi^\varphi(\nu)|$ et le rapport $\sqrt{S_{bb}(\nu)/S_{oo}(\nu)}$, tous deux à la base du compromis réalisé par le filtre de Wiener (voir son dénominateur, équation (1.9) page 23). La Figure 4.1 compare les FTM et FTM effectives qui s'en déduisent dans deux cas de bruit et de déconvolution. La Figure 4.1(a) correspond au cas où la FTM effective est obtenue après déconvolution par un filtre de Wiener $\tilde{w}(\nu)$ dont le paramètre de régularisation est choisi pour obtenir une bonne reconstruction (au sens du critère EQM) lorsque le RSB est de 34 dB. Comme prévu, celle-ci atteint 1 pour les basses fréquences spatiales, ce qui est synonyme d'une reconstruction « parfaite » du signal à ces fréquences. Même si le bruit filtré (donné par $|\tilde{w}(\nu)|\sqrt{S_{bb}(\nu)/S_{oo}(\nu)}$) est augmenté en conséquence, il reste alors bien inférieur au signal. La FTM effective chute ensuite brutalement pour les hautes fréquences : le signal est peu réhaussé voire atténué pour éviter que le bruit ne devienne prépondérant. La chute de FTM effective intervient d'autant plus tôt (pour de faibles fréquences spatiales) que le RSB est faible, comme montré Figure 4.1(b), où le paramètre de régularisation du filtre de Wiener est réglé pour un RSB de 19 dB.

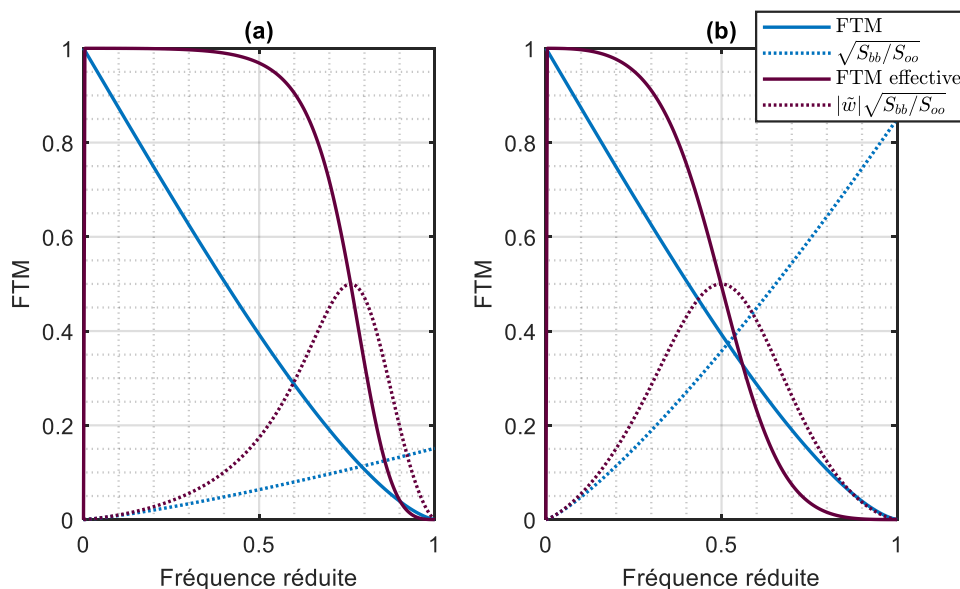


Figure 4.1 Exemple de FTM effective obtenue à partir d'une FTM à la limite de diffraction lorsque la régularisation du filtre de Wiener est choisie pour un RSB de (a) 34 dB et (b) 19 dB. La fréquence réduite est la fréquence normalisée à la fréquence de Nyquist du capteur, ici égale à la fréquence de coupure de l'optique à la limite de diffraction. La légende est la même en (a) et en (b).

Dans la suite, seules des FTM effectives pour un bon RSB, à 34 dB, seront considérées : les résultats sont en effet facilement extrapolables à des cas plus bruités représentatifs de mauvaises conditions d'imagerie. L'observation des FTM effectives, qui elles-mêmes se déduisent facilement des FTM, est donc un bon complément aux métriques purement optiques, car elles permettent de prendre en compte l'effet du traitement. Cependant, elles ne donnent qu'une information un peu abstraite de la qualité de déconvolution, car elles ne permettent pas de distinguer artéfacts de déconvolution, flou résiduel et bruit sur l'image finale déconvoluée. Dès lors, des simulations des images fournies par le système hybride global sont très complémentaires pour donner une idée plus « intuitive » de la qualité réelle d'imagerie.

Simuler des images est un outil efficace pour rendre compte de la qualité d'un système d'imagerie, même si une certaine subjectivité d'interprétation des images affichées sur l'écran de l'ordinateur peut intervenir dans le processus. Ces simulations peuvent être interprétées de manière qualitative et quantitative. Qualitativement, il est possible d'observer essentiellement trois types d'erreur : les artéfacts de déconvolution (dus à une déconvolution non adaptée), le flou de l'image (dû aux aberrations du système optique non suffisamment compensées par la déconvolution), et la présence de bruit. Calculer un EQM entre l'image idéale de la scène $O(r)$ et l'image finale déconvoluée $\hat{O}(r)$ ne permet pas de distinguer ces différents types d'erreurs mais offre une métrique globale utile pour la comparaison des systèmes d'imagerie.

Ces deux outils seront utilisés dans la suite pour comparer la réponse des systèmes sur un capteur entier. Il faut pour cela disposer d'une méthode permettant de simuler une image avec une PSF variant dans le champ. Le logiciel CodeV[®] dispose d'un outil pour simuler l'observation d'une scène avec un système optique⁹. Cela permet de prendre en compte l'effet de l'ensemble des aberrations, quel que soit le champ. L'image est ensuite bruitée (RSB à 34 dB) et éventuellement déconvoluée avec un filtre de Wiener moyen sur l'ensemble des champs.

Les métriques présentées dans cette section (FTM, FTM effectives et simulations d'images) vont être utilisées dans la suite de ce chapitre pour comparer les systèmes optiques optimisés de manière conventionnelle et les systèmes co-optimisés. Plusieurs systèmes vont être étudiés : un triplet de Cooke, une optique fish-eye et un système de visée.

4.1.2 Le triplet de Cooke, système conventionnel de base

Un « Triplet de Cooke » est un système optique dont le but initial était de servir d'objectif de photographie. Constitué de trois lentilles, il s'agit d'une combinaison optique simple mais reconnue pour sa bonne correction des aberrations sur un champ assez large (Taylor, 1923). Ses variantes ont fait l'objet de plusieurs études (Sharma, 1979) (Sharma, 1980) (Vasiljevic, 1999) et il est encore aujourd'hui utilisé pour l'amélioration de certains systèmes (Stangner, et al., 2018). Le triplet de Cooke est donc une « brique de base » de la conception optique conventionnelle, qu'il est intéressant d'étudier dans le cadre de la conception conjointe optique/traitement numérique.

4.1.2.1 Description du triplet conventionnel

Le système qui, dans la suite, va servir de base à la description des différentes méthodes d'optimisation, possède une focale de 50 mm. Il est ouvert à F/4 et possède un demi-champ de 20° (agrandi par rapport aux 14° initiaux de l'exemple CodeV[®] dont le triplet est dérivé). Nous allons considérer qu'il sera utilisé avec un capteur panchromatique de pixel de taille environ 5 μm , ce qui fixe la fréquence de Nyquist à $f_N = 100 \text{ cy.mm}^{-1}$.

⁹ Il s'agit d'un outil disponible depuis l'interface utilisateur (GUI) via Analysis > Diffraction > 2D Image Simulation, ou par la commande IMS.

Le triplet est optimisé de manière conventionnelle en laissant variable les distances inter-verres, les tailles, courbures et matériaux des verres. Les contraintes appliquées au système sont données Tableau 4.1, et trois longueurs d'onde du spectre visible sont considérées. Une fois l'optimisation réalisée, les matériaux sont choisis dans la bibliothèque de verres de CodeV[®], parmi les verres peu onéreux et courants des catalogues SCHOTT et OHARA. Une fois le choix des matériaux effectué, le système est ré-optimisé une nouvelle fois, ce qui permet d'obtenir le système présenté Figure 4.2 et décrit Tableau 4.2, dénommé « triplet de Cooke conventionnel ».

Contraintes appliquées	Mnémonique CodeV [®]	Taille [mm]
Epaisseur minimale au centre	MNT	1.3
Epaisseur maximale au centre	MXT	5
Epaisseur minimale en bord	MNE	1.3
Distance inter-verre minimale en bord	MAE	0.5
Distance inter-verre minimale au centre	MNA	0.5

Tableau 4.1 Contraintes appliquées aux triplets de Cooke durant leur optimisation.

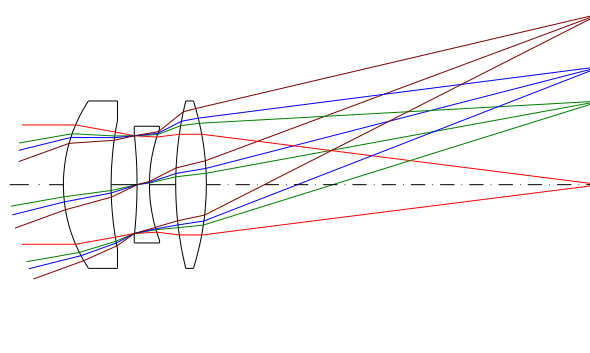


Figure 4.2 Schéma du triplet de Cooke conventionnel.

Surface	Rayon de courbure [mm]	Epaisseur [mm]	Verre
Objet	∞	∞	---
1	15.99	5.00	NLAF2
2	34.61	2.72	---
3 (Stop)	-49.47	1.3	NSF10
4	16.62	2.75	---
5	37.10	3.21	NLAF2
6	-29.05	41.50	---
Image	∞	-0.20	---

Tableau 4.2 Caractéristiques du triplet de Cooke conventionnel.

Il s'agit du triplet qui va être utilisé comme base d'optimisation des autres triplets de Cooke co-optimisés présentés dans ce chapitre. Nous allons maintenant en étudier les performances.

4.1.2.2 Utilité de la déconvolution pour un système conventionnel

Le triplet de Cooke conventionnel présente les caractéristiques standard d'une combinaison optique de ce type : sa structure permet une bonne correction des aberrations ce qui permet d'obtenir, sur l'axe, une FTM prenant des valeurs assez hautes (supérieures à 0.3 à la fréquence de Nyquist, Figure 4.3(a)). Cependant, ces bonnes performances se dégradent lorsque le champ augmente : le demi-champ de 14° présente une FTM qui s'annule (en sagittal) à la fréquence spatiale 40 cy.mm^{-1} . Quel que soit le niveau de bruit, cela signifie qu'à cette fréquence, pour cette position dans le champ et cette orientation en particulier, le signal est inférieur au niveau de bruit. En l'occurrence, le niveau de bruit représentatif d'un RSB de 34 dB est matérialisé par la courbe pointillée noire Figure 4.3.

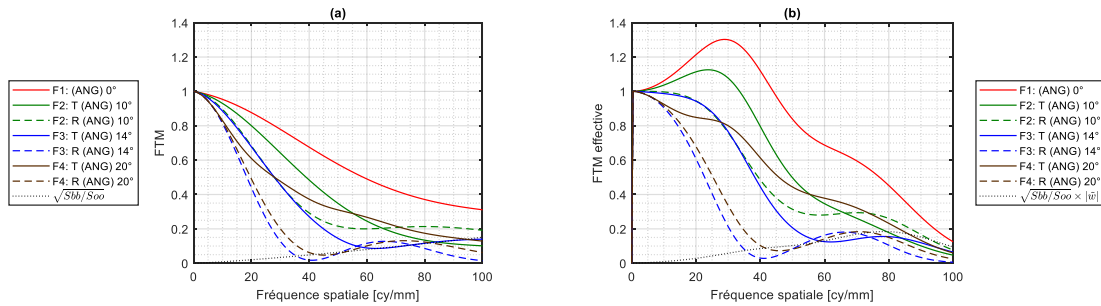


Figure 4.3 (a) FTM et (b) FTM effectives (pour un RSB à 34 dB) du triplet de Cooke conventionnel.

Les FTM seules ne sont pas représentatives des performances du système hybride optique/traitement entier. Afin que le système conventionnel soit entièrement comparable aux systèmes co-conçus qui seront présentés, il faut lui adjoindre le traitement par un filtre de Wiener moyen sur l'ensemble des champs. Le filtre utilisé pour l'obtention des FTM effectives de la Figure 4.3(b) est calculé à partir de 400 positions réparties sur l'ensemble du champ pour garantir sa symétrie de révolution malgré la grande variation des FTM dans le champ. Nous pouvons observer qu'à la fréquence de Nyquist 100 cy.mm^{-1} et dès 80 cy.mm^{-1} , l'ensemble des FTM effectives voient leur niveau baisser par rapport aux FTM correspondantes. Cela est dû au fait que le filtre de Wiener réalise un compromis (le meilleur au sens de l'EQM) entre reconstruction du signal et rehaussement du bruit. Au contraire, la FTM effective sur l'axe est réhaussée et dépasse 1 pour les fréquences spatiales inférieures à 45 cy.mm^{-1} , ce qui va engendrer, visuellement, un sur contraste. En effet, la FTM effective est représentative de la manière dont le système hybride filtre les fréquences spatiales et une valeur supérieure à 1 à une fréquence spatiale donnée indique qu'un signal à cette fréquence sera plus contrasté que ce qu'il ne devrait l'être idéalement. Le sur contraste est ici dû au fait que la FTM sur l'axe est supérieure à la « FTM moyenne » utilisée dans la définition du filtre de Wiener moyen, que nous définirons ici comme $\sqrt{\frac{1}{K} \sum_{k=1}^K \left| \tilde{h}_{\psi_k}^\varphi(v) \right|^2}$, avec $\psi_{k,k \in \llbracket 1, K \rrbracket}$ désignant les champs. De plus, les annulations de FTM sont toujours présentes sur les FTM effectives, ce qui signifie que le filtre de Wiener moyen ne permet pas la reconstruction à ces fréquences spatiales.

Ces observations peuvent être vérifiées grâce à des simulations d'images. La Figure 4.4 présente la scène utilisée pour la simulation d'images dans CodeV[®]. Il s'agit d'une grande image, de 5144×5144 pixels, pour obtenir un demi-champ de 20° sur la diagonale avec un pixel de taille proche de $5 \mu\text{m}$. Plusieurs imquettes sont sélectionnées sur celle-ci, pour vérifier la reconstitution des détails en centre champ, champ intermédiaire et champ maximal.



Figure 4.4 Image de la cathédrale de Gloucester servant de scène pour la comparaison des triplets de Cooke optimisés avec différentes méthodes. Trois imquettes sont sélectionnées pour leurs détails et leurs positions dans le champ (centre champ, champ intermédiaire, champ extrême).

La simulation de l'observation de cette scène à travers le triplet de Cooke conventionnel est réalisée avec le logiciel CodeV[®], avec 20×20 PSF variables dans le champ, afin de prendre en compte l'ensemble des défauts du système optique. L'image est ensuite bruitée de telle sorte que le RSB soit de 34 dB. Les imquettes ainsi obtenues sont présentées à la première ligne de la Figure 4.5. Il est possible d'observer que les imquettes paraissent floues, d'autant plus qu'elles correspondent à des champs importants. Le bruit apparaît assez peu, grâce au fort RSB.

Dès lors que l'image est déconvoluée (en l'occurrence avec un filtre de Wiener moyen construit à partir d'OTF correspondant à treize positions différentes dans le champ), le contraste est augmenté. Figure 4.5 (deuxième ligne), nous pouvons remarquer que le contraste n'est pas augmenté de façon homogène à travers le champ : l'imquette de champ central (Figure 4.5(d)) est plus contrastée qu'elle ne devrait l'être (selon l'image idéale de la Figure 4.4). L'imquette déconvoluée de champ intermédiaire (Figure 4.5(e)) paraît bien

reconstruite alors que l'imagette déconvoluée de champ extrême (Figure 4.5(f)) est à peine plus contrastée que l'imagette obtenue sans traitement (Figure 4.5(c)). Ces observations vérifient bien les conclusions apportées par les FTM effectives.

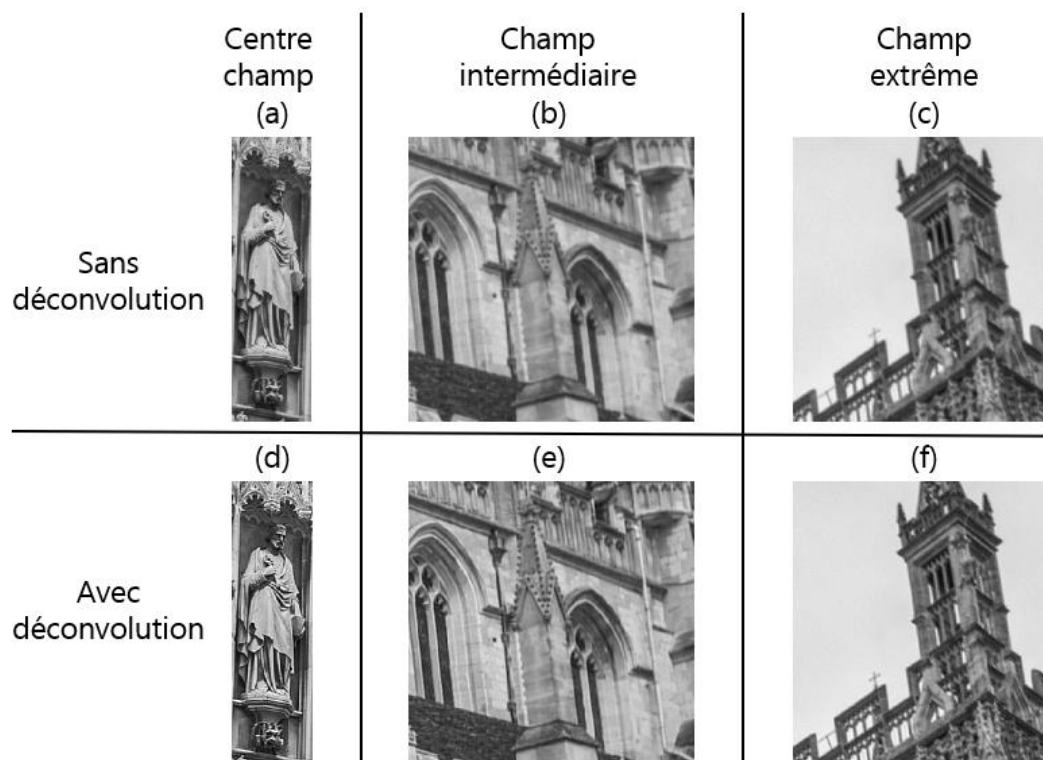


Figure 4.5 Détails de l'image de cathédrale obtenu avec le triplet de Cooke conventionnel pour un RSB de 34 dB, (a-b-c) sans déconvolution et (d-e-f) avec déconvolution.

En conclusion, l'utilisation du filtre de Wiener moyen, qui semble bien adapté à la problématique de l'obtention du « meilleur système d'imagerie quel que soit le champ » avec la contrainte de l'utilisation d'un unique filtre de déconvolution, présente plusieurs défauts pour ce triplet de Cooke conventionnel. Le contraste est trop rehaussé au centre du champ, et ne l'est pas assez en bord de champ. Il était possible d'établir ces conclusions grâce à l'observation des FTM effectives seules, car celles-ci sont très différentes les unes des autres. Malgré ces défauts, l'amélioration de la qualité visuelle liée à la déconvolution reste appréciable.

4.1.3 Expérience sur un système complexe : optique fish-eye

Le triplet de Cooke, principal objet d'étude de ce chapitre, est un système optique possédant (comme son nom l'indique) seulement trois lentilles. Pour cette raison, il peut être considéré comme un système optique plutôt simple. Dès lors, il est nécessaire de disposer d'autres systèmes optiques plus complexes pour vérifier toutes les conclusions liées à la co-optimisation des systèmes optiques qui seront établies dans ce chapitre. Dans ce but, cette section présente une optique « fish-eye » conventionnelle, représentée Figure 4.6. Comme pour le système précédent, le système initial a été extrait de la librairie CodeV[®] puis ré-optimisé afin de d'obtenir un optimum (local) selon le critère d'optimisation conventionnel de CodeV[®].

Ce système, de focale 25.26 mm et ouvert à $F/3.98$ est bien plus complexe à optimiser que le triplet de Cooke, du fait de son plus grand nombre de lentilles et du plus grand demi-champ considéré, de 85° . Le fish-eye conventionnel a été optimisé en considérant des contraintes différentes « par morceaux » : le bloc de tête n'a pas subi les mêmes contraintes (en termes de largeurs maximales et minimales pour les verres et entre-verres) que le bloc central ou les deux doublets collés finaux. Pour que le système conçu (ou co-conçu avec les mêmes contraintes) soit réaliste, il n'était en effet pas possible d'appliquer des contraintes similaires aux grandes lentilles de tête et aux autres éléments du système optique.

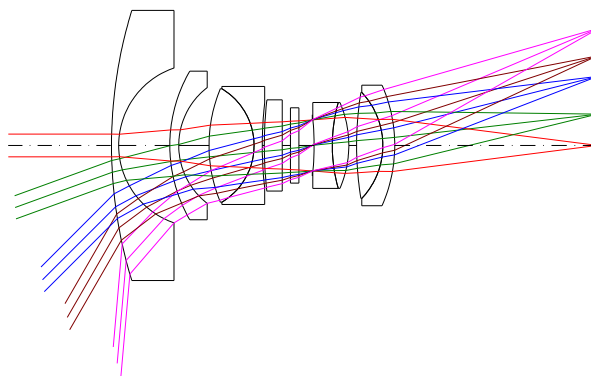


Figure 4.6 Schéma du fish-eye conventionnel.

Nous venons de voir, par le biais de l'étude du triplet de Cooke conventionnel, que les simulations d'images validaient les conclusions tirées des seules FTM effectives. Nous allons donc nous concentrer sur cette métrique pour décrire le fish-eye conventionnel, qui sera ici utilisé avec un capteur de fréquence de Nyquist $f_N = 100 \text{ cy.mm}^{-1}$. Figure 4.7(a), les FTM du fish-eye conventionnel présentent des niveaux globalement équivalents du champ central jusqu'à un demi-champ d'environ 45° . La FTM chute plus rapidement pour les demi-champs supérieurs, le demi-champ maximal engendrant une FTM très faible dès 20 cy.mm^{-1} et s'annulant à 62 cy.mm^{-1} .

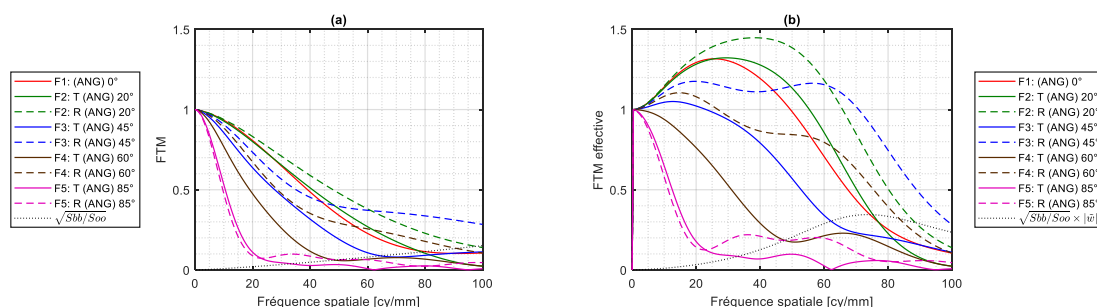


Figure 4.7 (a) FTM et (b) FTM effectives (pour un RSB à 34 dB) du fish-eye conventionnel.

La déconvolution par un filtre de Wiener moyen permet de remonter le contraste du système hybride « optique fish-eye/traitement ». Cela peut se voir par le biais de l'observation des FTM effectives, Figure 4.7(b). Comme un filtre de Wiener moyen est utilisé, la déconvolution des images de ce système présentant des FTM éloignées les unes des autres va apporter des conclusions similaires à celles établies avec le triplet de Cooke conventionnel. Par exemple, les demi-champ allant de l'axe à 20° se verront sur-contrastés, car les

FTM effectives correspondantes sont largement supérieures à 1 pour les faibles fréquences spatiales (inférieures à 50 cy.mm^{-1}). Comme le demi-champ 45° est proche de la FTM moyenne, la FTM effective correspondante est proche de 1 pour les faibles fréquences spatiales, ce qui laisse présager une bonne reconstruction des images pour ces champs. En revanche, le demi-champ le plus important présente, pour la FTM effective comme pour la FTM, une annulation. Aucune reconstruction n'est donc possible à cette fréquence spatiale.

Pour conclure, le système conventionnel fish-eye optimisé présente des caractéristiques similaires au triplet de Cooke : ses FTM, globalement hautes et similaires entre elles pour les champs intermédiaires, sont disparates dès lors que l'ensemble du champ est considéré. La FTM sur l'axe est généralement plus haute que la moyenne, tandis que les FTM de champ extrême sont plus basses, jusqu'à présenter des annulations. Utilisés avec le traitement numérique simple qu'est le filtre de Wiener moyen, ces systèmes hybrides voient leurs performances globalement améliorées, mais cela ne se fait pas sans une accentuation des disparités déjà présentes. Cette hétérogénéité engendre, sur les images, des sur- ou sous-contrastes visibles.

4.1.4 Cas pratique d'une optique de visée

Pour achever cette section de présentation des systèmes conventionnels servant de base à l'étude de la co-optimisation, nous allons étudier une optique pour jumelle optique. Ce système, dont le schéma est présenté Figure 4.8, a été conçu à Thales LAS pour présenter d'excellentes performances sur l'axe (compte tenu des contraintes par ailleurs imposées sur le prix ou l'encombrement) lorsque l'objet observé se trouve à l'infini.

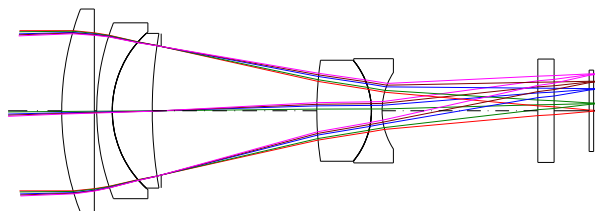


Figure 4.8 Schéma du système de visée conventionnel.

Dans ce chapitre, les systèmes conventionnels présentés jusqu'à maintenant avaient pour objectif d'être « les meilleurs possibles quel que soit la position dans le champ ». C'est globalement l'objectif atteint par ce système de visée, à l'infini. Il est possible de l'observer grâce aux courbes de FTM Figure 4.9(a), tracées jusqu'à la fréquence d'intérêt pour ce système de visée, 56 cy.mm^{-1} . Figure 4.9(b), en ajoutant un traitement numérique (déconvolution par le filtre de Wiener moyen calculé sur l'ensemble des champs), les FTM effectives calculées lorsque le RSB est fort (34 dB) sont toutes relativement proches de 1 jusqu'à la fréquence d'intérêt, à 56 cy.mm^{-1} .

Pour ce système spécifiquement, nous allons nous intéresser à un « ajout de fonctionnalité », l'augmentation de sa PdC. En l'état actuel, le système présente des performances moindres lorsque l'objet est à 100 m (au lieu de se trouver à l'infini). En effet, Figure 4.9(c), les FTM sagittales des plus grands champs (demi-champs image de 3.7 mm et 4.5 mm)

présentent des annulations. Figure 4.9(d), ces annulations se retrouvent sur les FTM effectives après déconvolution par le même filtre que celui utilisé dans le cas d'objet à l'infini.

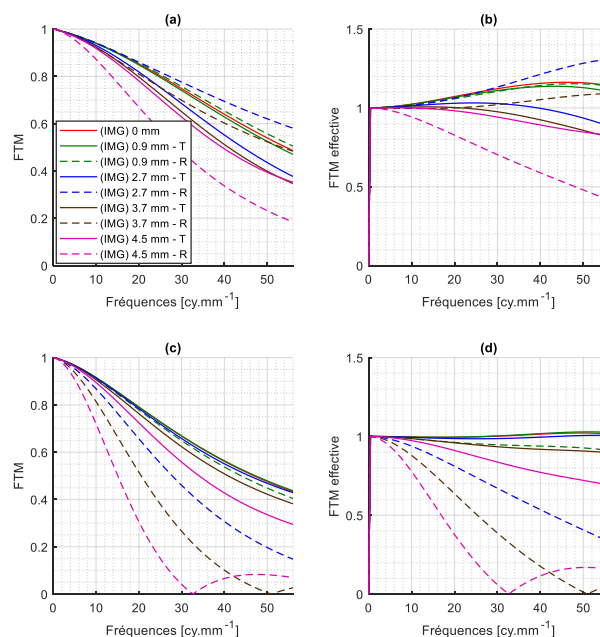


Figure 4.9 (a-c) FTM et (b-d) FTM effectives (pour un RSB à 34 dB) du système de visée conventionnel. (a-b) Cas d'un objet à l'infini et (c-d) Cas d'un objet à 100 m. La légende est la même pour tous les graphes.

L'objectif recherché spécifiquement pour ce système de visée sera, grâce à la co-conception, d'augmenter sa PdC jusqu'à 100 m. L'objectif est de vérifier qu'il est possible de faire cela sans masque de phase, directement dans le logiciel de conception optique Co-deV[®].

Les trois systèmes présentés dans cette section vont donc servir de base à l'optimisation conjointe optique/traitement d'image. Ils constituent la « base conventionnelle » utile à l'étude de nouveaux critères de co-optimisation et des performances des systèmes hybrides résultants. Dans un premier temps, c'est le critère de co-optimisation « par égalisation des FTM » qui va être étudié section 4.2, puis le critère EQM, section 4.3.

4.2 Critère alternatif : égalisation des FTM

4.2.1 Description du critère d'égalisation des FTM

4.2.1.1 Origine du critère

L'objectif de l'optimisation des systèmes hybrides de ce chapitre est d'obtenir « le meilleur système d'imagerie possible quel que soit le champ ». En ce sens, il est possible de penser que ce « meilleur système » devrait bénéficier de performances équivalentes en tout point du champ, après déconvolution. Comme nous avons décidé, dans ce chapitre, d'utiliser un filtre de déconvolution unique, cela revient à optimiser le système optique selon deux contraintes générales :

- L'égalisation des FTM selon l'ensemble des champs, pour qu'une fois la déconvolution par un filtre unique effectuée, les performances soient les mêmes pour l'ensemble des champs. Cette égalisation des FTM se fait via la mise en place de contraintes d'optimisation particulières forçant les FTM à être égales entre-elles à quelques fréquences spatiales choisies ;
- La maximisation des valeurs de FTM pour obtenir le meilleur RSB possible sur l'image brute.

Ces deux objectifs de co-optimisation seront traduits et raccourcis en la simple formulation « co-optimisation par égalisation des FTM ». Il faut néanmoins noter que la maximisation des valeurs de FTM est un point très important de cette technique d'optimisation.

En plus de bien correspondre à l'objectif d'obtention du « meilleur système d'imagerie possible quel que soit la position dans le champ », ce critère de co-conception peut être vu comme un critère alternatif à l'utilisation de l'EQM qui a été utilisé dans les Chapitre 2 et Chapitre 3 pour co-optimiser les masques de phase binaires d'augmentation de la PdC. En effet, nous avons vu dans ces chapitres que la co-optimisation réalisée pour avoir des performances équivalentes sur toute une plage de PdC a conduit à l'homogénéisation des FTM sur cette plage de PdC. De manière similaire, une optimisation sur l'EQM pour avoir des performances équivalentes pour tous les champs (et éventuellement sur une certaine PdC) doit mener à une certaine homogénéisation des FTM pour les champs considérés.

C'est la recherche d'un critère de co-conception implémentable sous CodeV[®], alors même que les logiciels de conception optique ne prennent pas nativement en compte le traitement numérique des images, qui a mené Marie-Anne Burcklen et al. à imaginer ce critère (Burcklen, et al., 2018). Il est possible de le mettre en œuvre de plusieurs manières différentes.

4.2.1.2 Implémentation du critère

Plusieurs méthodes sont possibles pour co-optimiser en pratique les systèmes optiques sous CodeV[®] selon un critère d'égalisation des FTM. La première d'entre elles, facilement accessible dans le GUI (l'interface graphique de CodeV[®]), permet de minimiser l'écart quadratique moyen entre certains points de FTM choisis (plusieurs FTM en plusieurs fréquences spatiales) et des valeurs cibles (une pour chaque fréquence spatiale considérée). Cela peut donc tendre globalement à égaliser les FTM entre elles (en les égalisant « quadratiquement » à des valeurs cibles) et à maximiser les valeurs de FTM (en choisissant des valeurs cibles importantes), comme le veut le critère d'égalisation des FTM défini précédemment. Toutefois, cette méthode n'est pas la plus efficace pour forcer les FTM à être égales entre elles.

Une seconde méthode, celle étudiée par Marie-Anne Burcklen (Burcklen, et al., 2018), est basée sur la possibilité, dans CodeV[®], d'écrire sa propre fonction d'erreur utilisateur, à minimiser. Au lieu de la simple somme pondérée des carrés des diamètres RMS des spot-diagrams, la fonction d'erreur présentée dans (Burcklen, et al., 2018) y ajoute des termes quadratiques supplémentaires liés à l'égalisation des FTM. La maximisation des valeurs de

FTM se fait quant à elle naturellement, par la minimisation de la taille RMS des spot-diagrams. Il faut cependant alors s'assurer que les spot-diagrams ont une signification physique réelle, ce qui n'est pas systématique lorsque le système incorpore un élément optique particulier, tel qu'un masque de phase binaire (cas qui ne sera pas traité dans ce chapitre).

Enfin, une troisième méthode consiste à utiliser la solution « contraintes utilisateurs seulement » également proposée sous CodeV[®]. La fonction d'erreur a alors pour seul but de remplir l'intégralité des contraintes écrites par l'utilisateur dans sa routine d'optimisation : les contraintes d'inégalités sont relâchées si elles sont vérifiées et les contraintes pondérées prennent une importance plus ou moins grande dans le critère optimisé selon leur distance à la valeur cible (via un terme quadratique $p \times (C_{trt} - C_{trt_{cible}})^2$). Dans le cadre de la co-optimisation par égalisation des FTM, les contraintes à remplir sont les suivantes, pour les fréquences spatiales choisies :

- Egalisation des FTM à la valeur de la FTM centre champ. Afin de garantir l'égalité des FTM quel que soit l'azimuth, ce sont les valeurs des FTM tangentielles et sagittales, ainsi qu'à 45° qui sont contraintes (contraintes pondérées) ;
- Borne inférieure sur la valeur de la FTM centre champ (contraintes d'inégalités).

En pratique, pour cette dernière méthode, il est très efficace de contraindre les FTM sur seulement deux ou trois fréquences spatiales. C'est cette méthode qui sera utilisée dans la suite pour la co-optimisation par égalisation des FTM, parce qu'elle est très simple à mettre en œuvre dans une routine d'optimisation, que les modifications des poids associés à chaque contrainte peuvent se faire de manière intuitive et qu'elle est efficace pour atteindre l'objectif fixé. Cette méthode va donc être mise en œuvre pour co-optimiser dans le champ le triplet de Cooke et l'optique fish-eye (section 4.2.2) et homogénéiser les performances du système de visée (section 4.2.3).

4.2.2 Systèmes optiques aux performances homogènes dans le champ

Lorsqu'un critère de co-conception par égalisation des FTM est utilisé, il faut choisir quelles sont les performances à égaliser. En l'occurrence, nous allons nous intéresser dans un premier temps à l'homogénéisation des performances dans le champ. Cette section a pour but d'établir les modifications apportées aux systèmes conventionnels par l'optimisation selon un tel critère d'égalisation des FTM, aussi bien sur un système « simple » (le triplet de Cooke, section 4.2.2.1) que sur un système « complexe » (l'optique fish-eye, section 4.2.2.2).

4.2.2.1 Triplet de Cooke égalisé

C'est le triplet de Cooke conventionnel qui sert de point de départ à la co-optimisation du triplet de Cooke par égalisation des FTM. Cela permet de vérifier qu'il est possible de trouver un nouveau compromis acceptable (sur la forme de l'architecture retenue) en termes de co-conception depuis une conception optique plus traditionnelle. Pour l'optimisation, les rayons de courbure, distances inter-verres et matériaux des lentilles sont laissés variables. Les mêmes contraintes que le système conventionnel sont appliquées, sur

les valeurs minimales et maximales que peuvent prendre les distances (Tableau 4.1). Après quelques itérations d'optimisation, les matériaux sont choisis parmi ceux proposés par CodeV[®], en prenant garde à sélectionner – comme pour le triplet de Cooke conventionnel – des matériaux peu onéreux et de grande disponibilité commerciale. Cela permet d'aboutir au triplet Figure 4.10 et dont les caractéristiques sont données Tableau 4.3. La nouvelle configuration obtenue a une forme proche du point de départ d'optimisation. La principale différence réside dans la lentille biconvexe centrale, dont le matériau a été modifié (NSF8 au lieu de NSF10) et qui est devenue plus imposante.

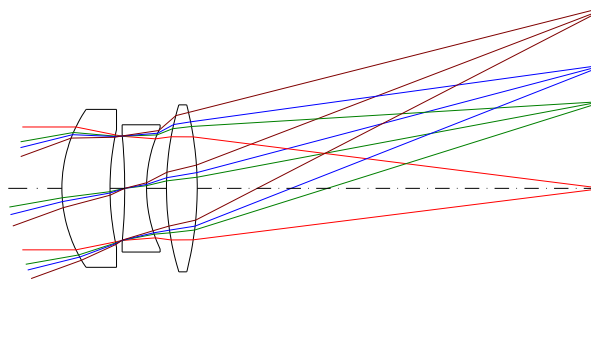


Figure 4.10 Schéma du triplet de Cooke optimisé avec le critère d'égalisation de FTM.

Surface	Rayon de courbure [mm]	Epaisseur [mm]	Verre
Objet	∞	∞	---
1	14.39	4.90	NLAF2
2	27.42	1.50	---
3 (Stop)	-57.93	2.22	NSF8
4	14.44	2.04	---
5	29.37	3.13	NLAF2
6	-34.37	41.06	---
Image	∞	-0.18	---

Tableau 4.3 Caractéristiques du triplet de Cooke optimisé par égalisation des FTM.

La Figure 4.11(a) présente les FTM obtenues pour ce triplet de Cooke optimisé par égalisation des FTM. Contrairement aux FTM très disparates du système conventionnel (Figure 4.3(a)), ces courbes de FTM sont très proches les unes des autres, ce qui valide le fonctionnement du critère utilisé sous CodeV[®] durant la routine d'optimisation. Aucune FTM (en aucun champ, et ni en tangentiel ni en sagittal) ne s'annule. En revanche, il faut aussi noter qu'elles sont, en moyenne, bien plus basses que dans le cas conventionnel. Par exemple, la FTM sur l'axe, généralement assez haute dans un cas conventionnel, prend des valeurs inférieures à 0.2 dès la fréquence spatiale 40 cy.mm^{-1} , alors que la fréquence de Nyquist est de 100 cy.mm^{-1} . Elle passe en dessous de la courbe représentative du bruit à 60 cy.mm^{-1} . Ce n'était pas le cas pour le triplet de Cooke conventionnel.

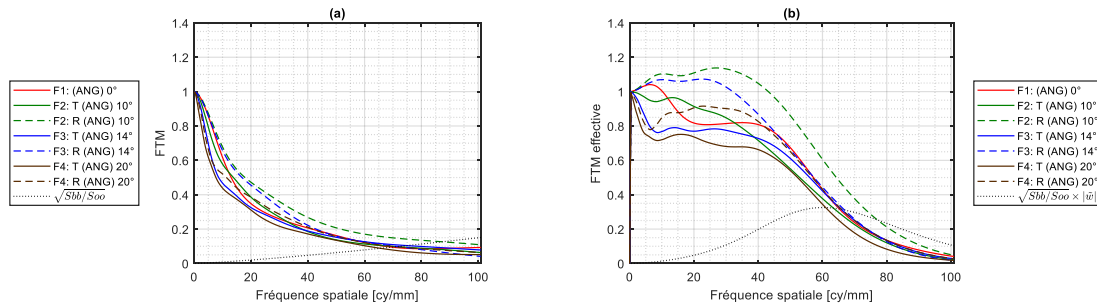


Figure 4.11 (a) FTM et (b) FTM effectives (pour un RSB à 34 dB) du triplet de Cooke optimisé par égalisation des FTM.

Le système d'imagerie co-conçu par égalisation des FTM est donc moins bon que son pendant conventionnel, avant déconvolution. Cela peut être quantifié par la qualité image moyenne définie sur l'ensemble des champs par,

$$QI_{moy} = 10 \log_{10} \frac{1}{\text{mean}_k EQM(\varphi, \psi_k)}. \tag{4.1}$$

et donnée Tableau 4.4 pour les triplets de Cooke étudiés. Il faut noter ici que, contrairement aux Chapitre 2 et Chapitre 3 où les performances étaient comparées en termes de qualité image minimale sur la PdC, c'est la qualité image moyenne qui est utilisée ici. Cela permet de mieux comparer les systèmes conventionnels et co-conçus entre eux, en particulier sur leur performance dans le champ, qui, dans le cas conventionnel, est très hétérogène. Cette hétérogénéité entraîne l'apparition, pour certaines positions dans le champ, de performances extrêmes (aussi bien maximales que minimales) qui seraient naturellement défavorables au cas conventionnel si les systèmes étaient comparés avec la métrique QI_{min} . Pour bien comparer les performances moyennes des systèmes, c'est donc l'équation (4.1) qui sera utilisée.

En moyenne, le triplet de Cooke co-optimisé par égalisation des FTM permet d'obtenir (toujours sans déconvolution) une qualité image inférieure de 1.3 dB au triplet de Cooke conventionnel.

QI_{moy}	Conventionnel	Egalisation des FTM
Avant déconvolution	12.9 dB	10.9 dB
Après déconvolution	13.5 dB	13.5 dB

Tableau 4.4 Comparaison des performances moyennes (sur l'ensemble du champ) en termes de QI pour le triplet de Cooke conventionnel et le triplet de Cooke optimisé par égalisation des FTM.

Cette différence de performance peut aussi se justifier par le diamètre RMS des spot-diagrams qui sont bien plus imposants – d'un facteur 5 environ – dans le cas co-conçu (Figure 4.12(b)) que dans le cas conventionnel (Figure 4.12(a)). La forme des spot-diagrams Figure 4.12(b) est caractéristique d'une grande aberration d'ouverture (telle que l'aberration sphérique), ce qui signifie que la méthode de co-optimisation par égalisation des FTM a délibérément ajouté des aberrations au système initial, mais essentiellement des aberrations invariantes dans le champ, a priori pour être en mesure de diminuer les aberrations de champ.

Néanmoins, l'étude de ce triplet de Cooke co-optimisé par égalisation des FTM ne saurait être complète sans lui adjoindre le traitement pour lequel il a été co-optimisé : le filtre de Wiener moyen. Figure 4.11(b), les FTM effectives obtenues après déconvolution sont, quel que soit le champ, proches de 1 jusqu'à la fréquence spatiale 40 cy.mm^{-1} . Cela signifie que la reconstruction sera bonne pour tous les motifs de fréquence inférieure à 40 cy.mm^{-1} , quel que soit l'emplacement de ces motifs sur le capteur. Ce n'était pas le cas dans la version conventionnelle du Triplet de Cooke, où les FTM effectives (Figure 4.3(b)) prenaient des valeurs très hétérogènes, allant jusqu'à la quasi-annulation pour certaines positions dans le champ. Pour le système co-conçu, les FTM décroissent seulement après 40 cy.mm^{-1} , à cause du compromis nécessaire entre signal et bruit effectué par le filtre de Wiener.

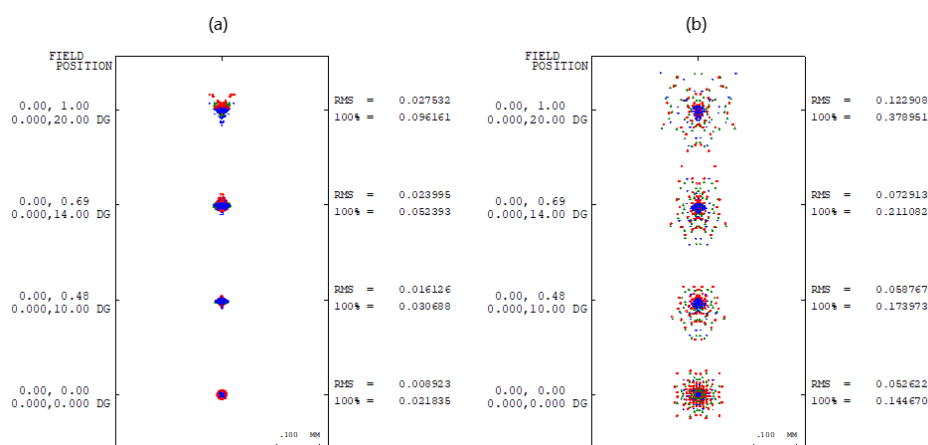


Figure 4.12 Spot-diagrams (a) du triplet de Cooke conventionnel (b) du triplet de Cooke co-conçu par égalisation des FTM.

Ainsi, la déconvolution permet de reconstruire, au moins en partie, le signal atténué lors du passage par le système optique. En particulier, pour ce système optique, le gain moyen de déconvolution est très important : il est de 2.6 dB (Tableau 4.4). Cela permet de compenser entièrement (et exactement) la perte due à la méthode de co-conception de ce triplet par rapport au triplet de Cooke conventionnel, lorsque seules les performances sans traitement sont analysées.

Le fait que le gain de la déconvolution soit très important pour cette méthode de co-conception par égalisation des FTM peut se voir facilement Figure 4.13, en comparant la première ligne (sans déconvolution) à la seconde (avec déconvolution). Dans le premier cas, les images paraissent extrêmement floues, bien plus que dans le cas conventionnel (Figure 4.5(a-b-c), page 90). En revanche, les détails paraissent bien reconstruits après déconvolution (Figure 4.13(d-e-f)).

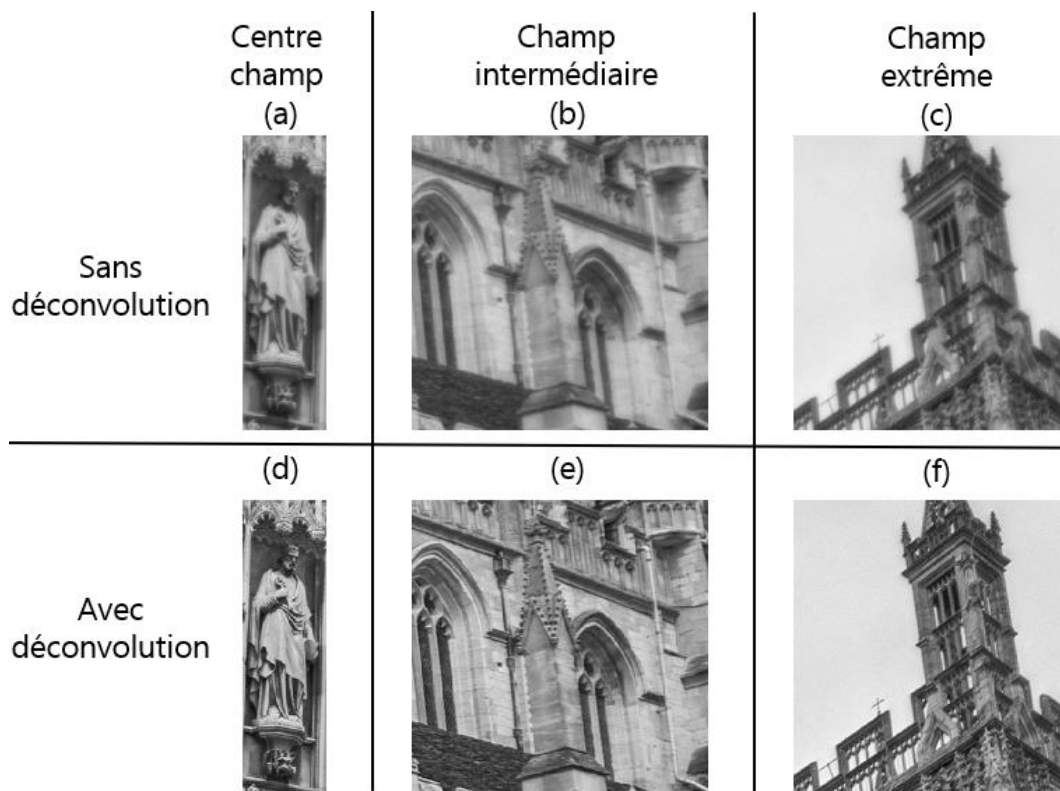


Figure 4.13 Détails de l'image de cathédrale obtenu avec le triplet de Cooke optimisé par égalisation des FTM pour un RSB de 34 dB, (a-b-c) sans déconvolution et (d-e-f) avec déconvolution.

Afin de faciliter la comparaison entre les systèmes hybrides optique/traitement, deux détails sont analysés avec précision Figure 4.14. Il s'agit d'un détail appartenant à l'imagerie de centre champ et d'un détail appartenant à l'imagerie de champ extrême. L'observation de ces deux détails permet de bien comprendre la façon dont les différences de FTM jouent sur les performances d'imagerie.

Comme nous l'avons déjà observé section 4.1.2, le triplet de Cooke conventionnel présente un sur contraste au centre champ (Figure 4.14(c)) par rapport à l'image idéale de la scène (Figure 4.14(a)). Ce sur contraste est dû au niveau trop important de la FTM effective sur l'axe pour les faibles fréquences spatiales. En revanche, les FTM effectives pour les plus grands champs sont relativement faibles, ce qui signifie que la reconstruction est mauvaise. En particulier Figure 4.14(d), les ornements du pinacle sont à peine visibles.

Pour le triplet de Cooke co-conçu par égalisation des FTM, les FTM sont très proches les unes des autres, ce qui explique les performances d'imagerie proches dans le centre champ (Figure 4.14(e)) comme dans le champ extrême (Figure 4.14(f)). Le contraste est moins important sur l'axe, alors que l'œil humain a tendance à préférer de forts contrastes. Réciproquement, la reconstruction est meilleure dans le champ, où les ornements du pinacle deviennent bien visibles. Il faut cependant noter que, pour ce système hybride, la déconvolution a plus augmenté le bruit que dans le cas conventionnel : cela se voit au léger effet « peau d'orange » du ciel, Figure 4.14(f). Cette observation laisse présager la plus grande sensibilité des systèmes co-optimisés par égalisation des FTM au bruit, si le RSB venait à diminuer. Ce phénomène était attendu car, avec cette technique de co-

optimisation, les FTM sont assez basses, donc le RSB est moins bon que pour les positions dans le champ où le système conventionnel a de bonnes FTM (proche de l'axe). Cependant, comme les FTM du système co-conçu par égalisation des FTM restent globalement supérieures au niveau de bruit, la déconvolution se fait toujours, même dans le champ (Figure 4.14(f)) : le bruit est certes augmenté (et à l'origine de l'effet « peau d'orange »), mais le signal l'est d'autant plus. Au contraire, pour le système conventionnel (Figure 4.14(d)), le bruit n'est pas augmenté, donc le ciel reste lisse, mais le signal n'est pas bien reconstruit.

Pour conclure, la co-optimisation du triplet de Cooke par égalisation des FTM mène à des performances moyennes similaires à celle du triplet de Cooke conventionnel, après déconvolution. C'est la répartition des performances (qui sera étudiée plus en détails aux Chapitre 5) qui n'est pas la même : alors que la méthode conventionnelle privilégie les champs proches de l'axe au détriment des champs extrêmes, la méthode de co-conception utilisée ici homogénéise les performances. Cependant, même si les FTM égalisées sont contraintes à être les plus hautes possibles, cette égalisation mène à une baisse du niveau général des FTM, ce qui peut être contraignant en cas d'une utilisation à faible RSB.

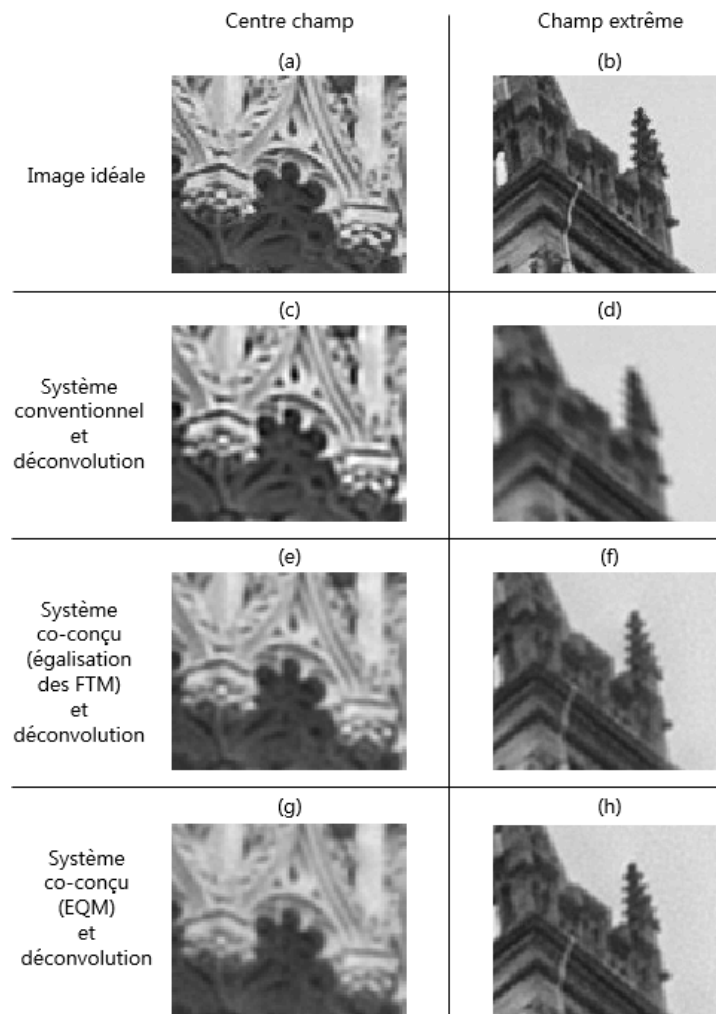


Figure 4.14 Détails du champ central (première colonne) et du champ extrême (seconde colonne) de la scène de cathédrale. (a-b) Images idéale. (c-d) Triplet de Cooke conventionnel et déconvolution. (e-f) Triplet de Cooke co-optimisé par égalisation des FTM et déconvolution. (g-h) Triplet de Cooke co-optimisé sur l'EQM et déconvolution (système présenté section 4.3.2).

4.2.2.2 Fish-eye égalisé

Nous allons vérifier qu'il est possible de co-optimiser par égalisation des FTM un système hybride plus complexe que le triplet de Cooke. Pour cela, le fish-eye conventionnel présenté section 4.1.3 page 90 va être utilisé comme point de départ de l'optimisation. Encore une fois, l'optimisation est réalisée « par morceaux », avec les mêmes contraintes sur les différents blocs que durant l'optimisation conventionnelle. Cela permet d'obtenir le système optique Figure 4.15.

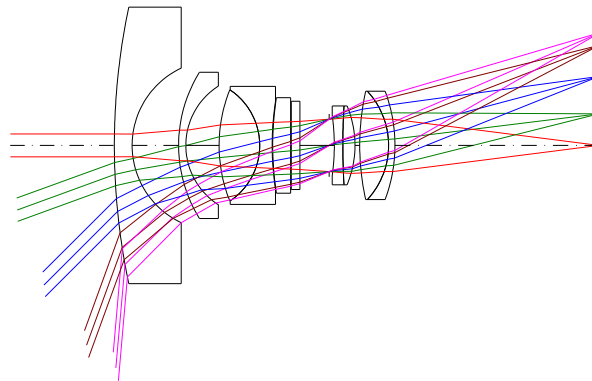


Figure 4.15 Schéma du fish-eye co-conçu par égalisation des FTM.

Comme pour le triplet de Cooke, la forme générale du système optique a peu changé. Ses performances en termes de FTM ont en revanche largement été modifiées. Figure 4.16(a), l'ensemble des FTM prennent des valeurs très basses, proches de la pire FTM (celle de demi-champ 85°) du système fish-eye conventionnel (Figure 4.7(a)). Comme les annulations de FTM sont évitées avec cette méthode de co-optimisation, la déconvolution permet comme prévu de bien augmenter le niveau des FTM effectives (Figure 4.16(b)) : jusqu'à la fréquence spatiale 30 $\text{cy} \cdot \text{mm}^{-1}$, les FTM effectives sont toutes supérieures à 0.5, alors que dans le cas conventionnel, la FTM effective au demi-champ 85° était très basse, inférieure à 0.2.

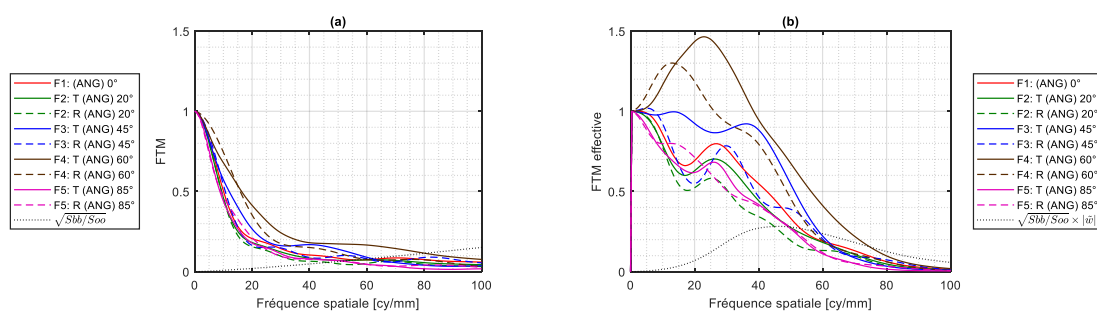


Figure 4.16 (a) FTM et (b) FTM effectives (pour un RSB à 34 dB) du fish-eye obtenu par égalisation des FTM.

Ainsi, la co-optimisation par égalisation des FTM fonctionne aussi bien sur le triplet de Cooke que sur l'optique plus complexe qu'est le système fish-eye. Cette méthode permet d'obtenir des performances après déconvolution équivalentes quel que soit le champ. Cependant, celles-ci sont beaucoup plus sensibles au bruit que sur les positions dans le champ où le système conventionnel était bon.

4.2.3 Homogénéisation globale des performances

Il est possible de généraliser l'approche de co-conception par égalisation des FTM dans le champ à une approche d'égalisation des FTM dans le champ et la PdC. Cela permet d'ajouter une « fonctionnalité d'augmentation de la PdC » à un système optique. C'est le système de visée conventionnel présenté section 4.1.4 qui va être utilisé dans le but de vérifier la possibilité d'ajouter une telle capacité aux systèmes d'imagerie grâce à leur co-conception.

Pour que la co-optimisation fonctionne dans le cas de l'homogénéisation globale des performances à la fois dans le champ et la PdC, il faut modifier la routine d'optimisation précédemment utilisée. En effet, il faut maintenant considérer plusieurs configurations du système d'imagerie (appelée « Zoom » sous CodeV[®]) pour pouvoir prendre en compte différentes PdC. En l'occurrence, trois PdC seront choisies et illustrées Figure 4.17. Pour le système conventionnel, ce sont les rayons provenant de l'infini qui sont correctement focalisés sur le capteur. Dès lors que l'objet est déplacé à 100 m du système de visée, les performances du système baissent, et l'objectif de la co-optimisation sera d'obtenir des performances égales à l'infini et à 100 m. De surcroît, dans le cadre d'une prise en compte du tolérancement optomécanique du système, un basculement résiduel du capteur est considéré, qui ajoute une défocalisation supplémentaire éventuelle. La configuration associée à ce cas dans la routine d'optimisation est désignée comme « pire cas » et correspond à l'extrême de PdC pour laquelle le système doit être co-optimisé.

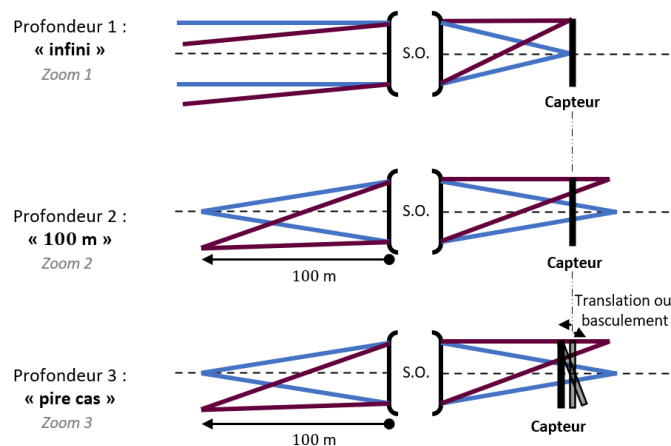


Figure 4.17 Configurations utilisées pour l'égalisation des FTM du système de visée.

Il faut noter que l'ajout de configurations supplémentaires démultiplie logiquement le nombre de contraintes qui doivent être imposées au système. Pour faciliter l'écriture de la macro d'optimisation, seules les FTM du champ extrême et sur l'axe seront considérées et égalisées pour les différentes profondeurs. Cela permet d'obtenir le système optique Figure 4.18, très ressemblant au système de visée originel, à l'exception de la lentille de tête qui est plus fine.

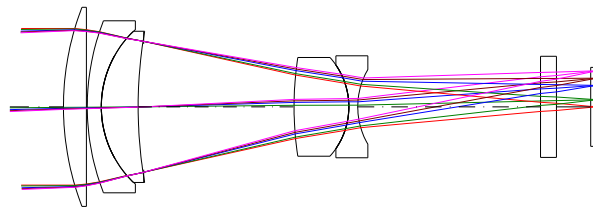


Figure 4.18 Schéma du système de visé co-conçu par égalisation des FTM

Figure 4.19(a-c), même si tous les champs n'ont pas été considérés durant l'optimisation, la routine utilisée permet bien – encore une fois – l'égalisation des FTM comme désiré, sur tous les champs et toute la plage de PdC souhaitée. Nous pouvons noter que ces FTM égalisées sont bien plus basses que les meilleures FTM obtenues dans le cas conventionnel (Figure 4.9(a-c)), mais elles ont par contre l'avantage de ne présenter aucune annulation sur la plage de fréquences spatiales d'intérêt. Figure 4.19(b-d), cela permet d'obtenir des FTM effectives proches de 1 après déconvolution par le filtre de Wiener moyen (ici construit à partir des FTM à l'infini de 13 champs bien répartis). Il est possible de noter que les FTM effectives dans le cas d'un objet à 100 m (Figure 4.19(d)) sont en moyenne plus hautes (de quelques points de FTM) que les FTM effectives obtenues dans le cas d'un objet à l'infini (Figure 4.19(b)). Cela est dû au fait que le filtre de Wiener moyen est adapté au cas « à l'infini » (c'est-à-dire construit à partir des FTM à l'infini) et que les FTM à 100 m (Figure 4.19(c)) sont légèrement plus hautes que les FTM à l'infini (Figure 4.19(a)). Un autre choix de filtre de déconvolution aurait été tout à fait possible sans grande modification sur les résultats finaux : dans tous les cas, la co-conception par égalisation des FTM a permis d'augmenter la PdC objet jusqu'à 100 m.

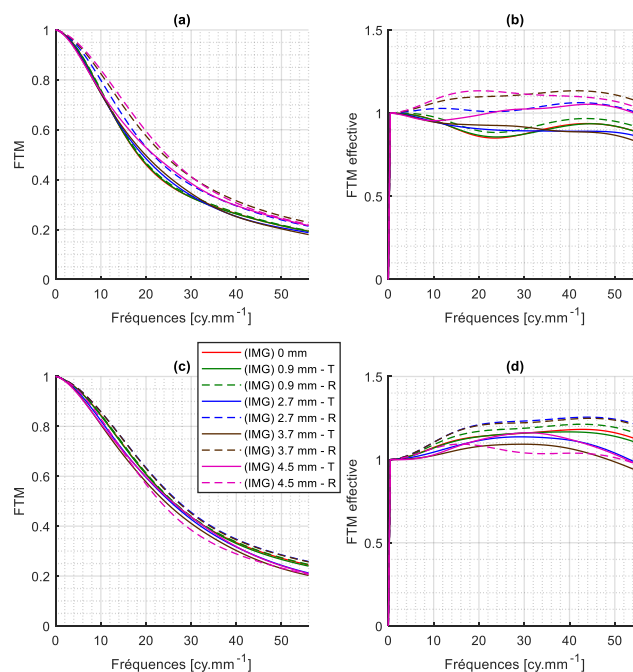


Figure 4.19 (a-c) FTM et (b-d) FTM effectives (pour un RSB à 34 dB) du système de visée co-conçu par égalisation des FTM. (a-b) Cas d'un objet à l'infini et (c-d) Cas d'un objet à 100 m. La légende est la même pour tous les graphes.

La Figure 4.20 permet de vérifier les conclusions tirées des FTM et FTM effectives, grâce à une sous-partie (située dans les grands champs) d'une image simulée sous CodeV[®], bruitée et déconvoluée. Figure 4.20(a-b), dans le cas du système hybride conventionnel, la PdC est clairement limitée car l'image à 100 m est floue (Figure 4.20(b)). Ce n'est pas le cas pour le système hybride co-conçu par égalisation des FTM, qui présente des performances similaires à 100 m (Figure 4.20(d)) comme à l'infini (Figure 4.20(c)). Pour le RSB considéré, de 34 dB, la qualité visuelle de ces images est elle-même très proche de celle obtenue pour le système hybride conventionnel à l'infini (Figure 4.20(a)).

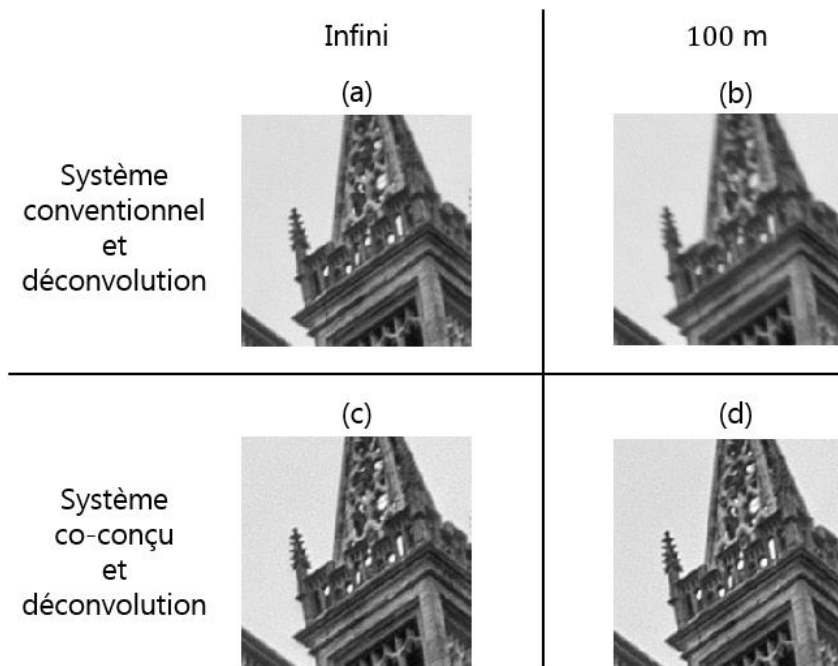


Figure 4.20 Sous-partie de champ extrême d'une image simulée pour (a-b) le système conventionnel avec une déconvolution et (c-d) le système co-conçu avec une déconvolution. La déconvolution est un filtre de Wiener moyen créé à partir de plusieurs champs à l'infini. Les images sont simulées avec un RSB de 34 dB (a-c) à l'infini et (b-d) à 100 m.

Ainsi, la co-optimisation par égalisation des FTM permet bien d'étendre la PdC du système de visée, en un effet très similaire à celui qui serait obtenu si un masque de phase avait simplement été ajouté dans la pupille du système hybride conventionnel. La qualité visuelle des images est telle qu'elle atteint la qualité du système hybride conventionnel à l'infini. Ces conclusions seraient cependant à nuancer si nous nous étions intéressés à des RSB plus faibles.

4.2.4 Conclusion sur l'égalisation des FTM

L'étude des trois systèmes hybrides optique/traitement que sont le triplet de Cooke, l'optique fish-eye et le système de visée a permis de mettre en évidence la facilité de mise en œuvre de la routine de co-optimisation par égalisation des FTM. En effet, il a été possible d'obtenir dans les trois cas (et sans difficultés particulières durant l'optimisation sous CodeV[®]) des FTM très proches les unes des autres, que ce soit en fonction du champ ou de la PdC.

Cette particularité des FTM permet de rendre très efficace l'utilisation d'un filtre de déconvolution unique tel que le filtre de Wiener moyen. Les FTM effectives montrent alors sans ambiguïté l'homogénéisation des performances -par ailleurs tout à fait correctes- selon le champ ou la PdC. L'objectif d'obtenir les « meilleurs systèmes quel que soit le champ » est donc atteint avec cette méthode de co-optimisation passant par l'égalisation des FTM, la contrainte sur leur niveau général, et l'utilisation d'un filtre de déconvolution unique bien adapté à cet ensemble de FTM.

Cependant, cette méthode de co-optimisation présente aussi quelques faiblesses, qui seront d'autant plus visibles en présence de bruit. En effet, l'égalisation des FTM a aussi tendance à baisser leur niveau global : si cette méthode permet d'éviter que certaines FTM particulières ne s'annulent, elles sont en contrepartie toutes plus faibles, et passent, toutes en même temps, en dessous du niveau de bruit. Cela n'est donc pas problématique quand le bruit est faible -comme dans le cas présenté dans ce chapitre-, mais peut s'avérer gênant dans certaines conditions d'imagerie.

Le critère d'égalisation des FTM est donc un critère de co-conception présentant un compromis sensiblement différent du paradigme conventionnel, grâce à la prise en compte du traitement dans le principe d'optimisation dans CodeV®. Nous pouvons constater qu'utiliser ce critère est similaire à essayer de faire en sorte que l'ensemble des FTM ne s'annulent jamais et restent le plus longtemps possible au-dessus du bruit. Même s'il y ressemble et peut être vu comme une bonne alternative, il s'agit donc d'un critère un peu différent du critère EQM.

4.3 Implémentation du critère EQM

Le critère EQM est un des critères les plus classiques en co-conception, car il s'agit d'un des critères les plus efficaces pour quantifier la qualité de reconstruction d'une image (traînée ou non). C'est d'ailleurs celui qui a été utilisé aux Chapitre 2 et Chapitre 3. Il apparaît donc naturel de l'utiliser pour comparer les différentes méthodes de co-optimisation de systèmes hybrides sous CodeV®. Une implémentation de ce critère a déjà été réalisée sous Zemax® (Stork, et al., 2008), mais jusqu'à récemment (2017 et la version 11.0 de CodeV®), il était impossible de faire de même sous l'autre logiciel phare de conception optique professionnelle. Pour co-concevoir des systèmes d'imagerie hybrides, il a donc fallu se contenter sous CodeV® d'utiliser des critères alternatifs à l'EQM (tel que l'égalité des FTM présentée dans la section précédente) (Burcklen, et al., 2018), tandis que les recherches utilisant effectivement l'EQM sous Zemax® (Vettenburg, et al., 2013) (Wang, et al., 2016) semblent s'être faites rares ces dernières années...

4.3.1 Description de la méthode d'implémentation

Depuis la version 11.0 de CodeV® et la possibilité de calculer les PSF (via PSF_DATA_1FLD) durant la routine interne d'optimisation, le calcul de l'EQM est devenu techniquement possible, ce qui a ouvert les portes à la co-optimisation grâce à ce critère,

directement dans CodeV[®]. Cette section vise à définir le choix exact du critère de co-optimisation puis sa méthode d'implémentation.

4.3.1.1 Champs considérés pour le calcul du critère

Affirmer que l'EQM va être minimisé ne suffit pas à définir précisément le critère d'optimisation. Sur une image entière, les performances varient avec le champ ou la PdC. Il faut donc choisir si l'objectif est de minimiser la pire performance sur l'ensemble des configurations d'utilisation envisagées (comme dans les Chapitre 2 et Chapitre 3, où le maximum des EQM pour chaque PdC est minimisé, équation (2.3)) ou de minimiser la performance moyenne. Nous nous intéresserons ici à la seconde solution. Celle-ci paraît en effet plus appropriée afin de comparer les systèmes conventionnels hybrides aux systèmes hybrides co-conçus. De fait, si c'était la qualité image minimale sur une certaine plage (de champ ou PdC) qui était étudiée, le système conventionnel serait alors quasi-systématiquement désavantagé, car il présente régulièrement certaines FTM bien plus basses que sa meilleure FTM (proche de l'axe). Pour co-optimiser le triplet de Cooke (seul système qui va être étudié dans cette section), nous allons donc utiliser un EQM moyen, ce qui va de pair avec la façon dont les performances des précédents triplets ont été quantifiées (IQ_{moy} du Tableau 4.4).

Toutes les FTM effectives de ce chapitre, ainsi que les qualités image moyennes, ont été calculées à l'aide de filtres de Wiener moyens prenant en compte un grand nombre de champs (400 champs répartis dans tout l'espace pour assurer la symétrie de révolution du filtre de Wiener moyen). Calculer une telle quantité de PSF pendant une routine d'optimisation est inenvisageable, à cause du temps que cela prendrait. Seuls treize d'entre eux seront donc utilisés pendant l'optimisation. La répartition de ces treize champs, utilisés pour la construction du filtre de Wiener moyen utile à la déconvolution de l'image obtenue avec un triplet de Cooke de demi-champ 20° , est présentée Figure 4.21. Leurs positions garantissent une certaine symétrie de révolution du filtre de Wiener moyen : celui-ci ne doit pas avoir de direction privilégiée. Dans certains cas, en particulier quand les performances varient fortement avec le champ, il faut cependant utiliser au moins une centaine de champs pour obtenir un filtre de Wiener moyen à symétrie de révolution.

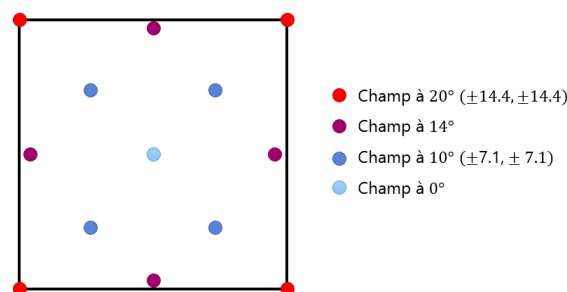


Figure 4.21 Schéma représentatif des $K = 13$ positions dans le champ considérées pour la construction du filtre de Wiener moyen utile à la déconvolution de l'image obtenue avec un système optique de demi-champ 20° .

L'EQM implémenté ne prend pas en compte les défauts qui n'affectent pas directement la forme des PSF tels que la modification de l'intensité relative et la distorsion (qui peut être par ailleurs contrainte si nécessaire pendant l'optimisation). Pour l'optimisation, ces

deux défauts seront considérés comme négligeables ou facilement corrigibles en post-traitement, car ils affectent généralement peu la qualité visuelle d'une image. L'EQM moyen est calculé numériquement dans le domaine de Fourier pour un ensemble $\Psi = \{\psi_1, \psi_2, \dots, \psi_K\}$, par l'expression déduite de l'équation (1.8) :

$$EQM_{moy}(\Psi) = \frac{1}{K} \sum_{\psi_k, k=1}^K \left[\int \left(\left| \tilde{h}_{\psi_k}^{\varphi}(v) \tilde{w}_{\Psi}^{\varphi}(v) - 1 \right|^2 S_{oo}(v) + \left| \tilde{w}_{\Psi}^{\varphi}(v) \right|^2 S_{bb}(v) \right) dv \right], \quad (4.2)$$

avec, dans le cas particulier implémenté ici, $K = 13$.

Il est tout à fait possible, comme dans une optimisation « conventionnelle », d'introduire une pondération pour donner plus de poids à certaines positions dans le champ. Seule cette version à la pondération uniforme sera étudiée dans ce manuscrit. De même, il est tout à fait possible d'envisager l'implémentation d'un « EQM_{max} » pour maximiser la pire qualité image dans le champ, mais cela ne sera pas étudié ici.

4.3.1.2 Implémentation logiciel du critère EQM

Le logiciel de conception optique CodeV[®] offre la possibilité d'écrire des macros avancées d'optimisation, faisant appel à des codes compilés sous la forme de bibliothèques à édition de liens dynamiques ou *Dynamic Link Libraries* (DLL). Il offre aussi, depuis la version 11.0, la possibilité de calculer la PSF d'un champ donné pendant les itérations de son algorithme interne d'optimisation, grâce à la fonction prédéfinie dans CodeV[®] Macro-PLUS, `PSF_DATA_1FLD`. Avec ces deux outils, j'ai donc pu implémenter l'EQM dans CodeV[®].

Il faut pour cela écrire une DLL, basée sur un code écrit en C (utiliser le langage Fortran est aussi possible) prenant en argument les entrées (les treize tableaux décrivant les PSF) et la sortie (l'EQM) qui va être calculé selon les valeurs des PSF. Afin de calculer la valeur donnée équation (4.2), il est utile d'utiliser la bibliothèque `fftw` disponible en C, qui permet de calculer la transformée de Fourier discrète des PSF, et ainsi obtenir les FTO.

Le code ainsi écrit doit être compilé en 32-bits (CodeV[®] n'est disponible que pour cette architecture logicielle) à l'aide d'un Makefile spécifique à CodeV[®], et qui doit être modifié à l'occasion de l'utilisation de `fftw`. Cela permet d'obtenir une DLL (et fichiers associées) qui peut facilement être appelée dans une macro-fonction CodeV[®] personnelle. Cette fonction peut ensuite être appelée directement dans la routine d'optimisation CodeV[®], à l'instar d'autres fonctions d'intérêt pour le concepteur opticien. L'objectif d'optimisation est alors de rendre le résultat d'EQM obtenu le plus proche possible de 0.

4.3.2 EQM et filtre de Wiener moyen

Comme l'implémentation de l'EQM présentée ici se limite à treize champs, cette section d'étude du critère de co-optimisation dans CodeV[®] va se limiter à l'analyse des résultats sur le triplet de Cooke. Ce système est en effet plus favorable au bon fonctionnement de cette version de l'algorithme étant donné que les variations de la FTM dans le champ sont plus faibles.

Comme pour toute optimisation, la solution retenue in fine, qui correspond à un minimum local du critère, peut dépendre fortement du point de départ choisi pour l'optimisation. Nous avons à notre disposition deux systèmes pouvant jouer ce rôle : le système conventionnel, et le système co-conçu par égalisation des FTM. Ceux-ci vont servir de base à deux optimisations, toujours limitées par les mêmes contraintes sur les tailles des lentilles et les distances inter-verres (Tableau 4.1). Les matériaux sont cette fois fixés.

Les FTM du triplet de Cooke optimisé sur l'EQM avec comme point de départ le système conventionnel sont présentées Figure 4.22(a). Nous pouvons observer que la FTM sur l'axe s'écroule très rapidement et présente une annulation à 32 cy.mm^{-1} . En revanche, les autres FTM ne présentent plus aucune annulation ou baisse de niveau significatif, ce qui constitue une amélioration significative par rapport au système conventionnel. De ce fait, Figure 4.22(b), les FTM effectives restent plus proches de 1 sur une plus grande plage de fréquences spatiales : elles sont toutes supérieures à 0.4 à la fréquence 60 cy.mm^{-1} (sauf la FTM sur l'axe), alors qu'elles étaient toutes inférieures à 0.4 à cette même fréquence spatiale (sauf la FTM sur l'axe) dans le cas conventionnel (Figure 4.3(b)).

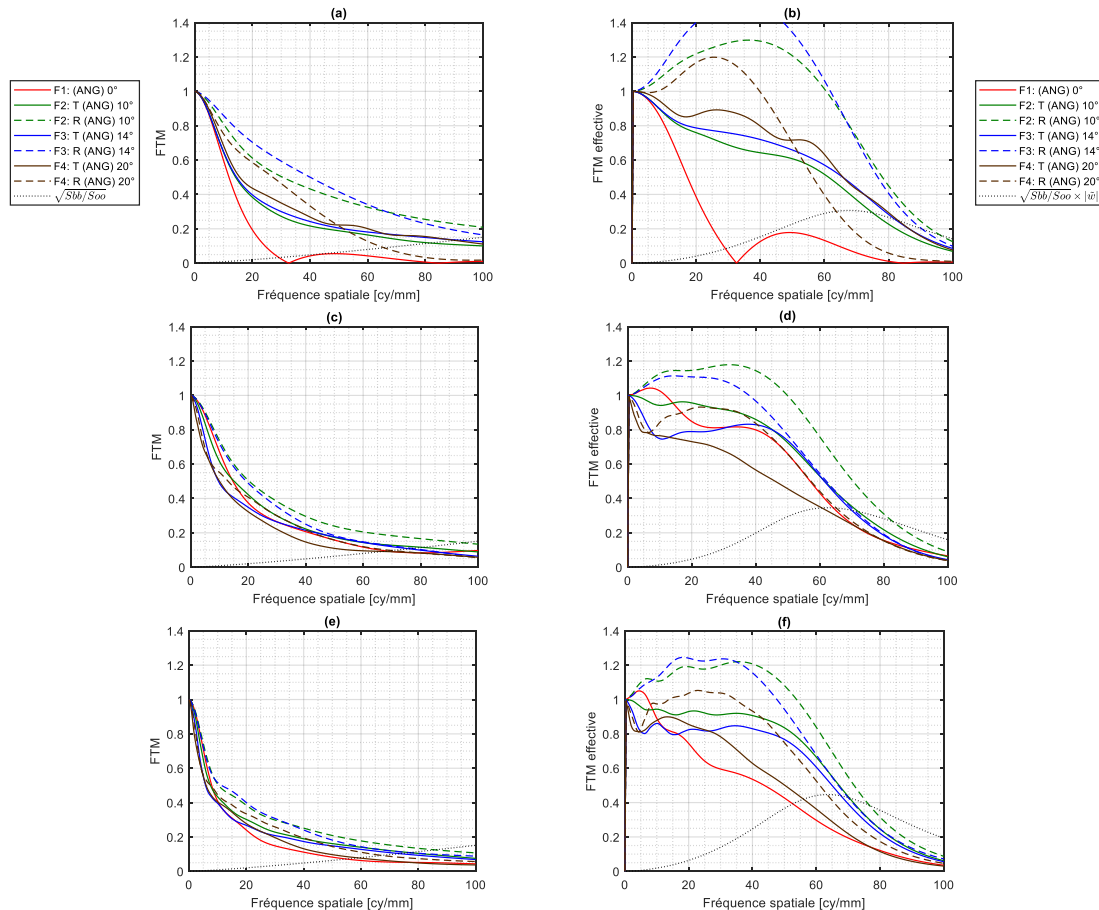


Figure 4.22 (a) FTM et (b) FTM effectives du triplet de Cooke optimisé sur l'EQM avec le système conventionnel comme point de départ. (c) FTM et (d) FTM effectives d'un résultat intermédiaire entre le triplet de Cooke optimisé par égalisation des FTM et sa version optimisée sur l'EQM. (e) FTM et (f) FTM effectives du triplet de Cooke optimisé sur l'EQM avec le système optimisé par égalisation des FTM comme point de départ. La légende des figures (c-e) est la même que (a) et la légende des figures (d-f) est la même que sur la figure (b).

L'optimisation sur l'EQM moyen défini équation (4.2) a donc clairement donné la priorité aux champs plus importants par rapport à la FTM sur l'axe, qui est, elle, plus souvent privilégiée en conception optique conventionnelle car il y a naturellement moins d'aberration autour de l'axe optique. Cette évolution était tout à fait possible, car dans l'implémentation de l'EQM, la performance sur l'axe n'a pas un poids plus important que les autres champs. L'optimisation a d'ailleurs porté ses fruits car la qualité image moyenne a été augmentée, après déconvolution, de 0.9 dB (Tableau 4.5) par rapport au système conventionnel hybride initial. La performance avant déconvolution est pourtant meilleure pour le système initial. Cela signifie que l'optimisation sur l'EQM, en resserrant entre elles les FTM auparavant disparates, a permis de rendre la déconvolution par un filtre de Wiener moyen plus efficace.

QI_{moy}	Départ conventionnel	Départ égalisation des FTM (intermédiaire)	Départ égalisation des FTM (final)
Avant déconvolution	12.2 dB	11.5 dB	10.3 dB
Après déconvolution	14.4 dB	14.6 dB	15.8 dB

Tableau 4.5 Comparaison des performances moyennes (sur l'ensemble du champ) en termes de QI pour trois triplets de Cooke optimisés avec le critère EQM et différents points de départ.

Le triplet de Cooke optimisé par égalisation des FTM peut aussi servir de point de départ à l'optimisation d'un triplet de Cooke sur l'EQM. La Figure 4.22(c) reporte les FTM d'une solution intermédiaire dans cette optimisation et la Figure 4.22(e) reporte les FTM de la solution finale. Sur ces deux solutions, les FTM sont proches les unes des autres, comme pour le point de départ de l'optimisation Figure 4.11(a). C'est pour cette raison que les FTM effectives, Figure 4.22(d) et Figure 4.22(f), sont proches les unes des autres. Encore une fois, la priorité n'est pas nécessairement donnée à la performance sur l'axe, et le gain après déconvolution apporté par cette optimisation par rapport à la solution initiale est très important (Tableau 4.5) : +1.1 dB pour la solution intermédiaire, et +2.3 dB pour la solution finale.

Une si forte augmentation de la qualité image moyenne est difficile à expliquer par la seule étude des sept FTM et FTM effectives calculées pour quatre champs : il faut bien considérer l'ensemble des champs intermédiaires, et selon toutes les directions, pour comprendre l'origine de la supériorité (en termes d'EQM) du triplet de Cooke final optimisé avec cette méthode. Figure 4.22(e), ce gain n'est pas évident à expliquer par l'observation des FTM seules, qui auraient peut-être pu être le résultat d'une co-optimisation par égalisation des FTM, quoiqu'elles soient légèrement plus écartées que sur le point de départ de l'optimisation. Cependant, c'est le seul système qui présente des FTM effectives comprises entre 0.8 et 1.2 (donc proche de la valeur 1) sur une grande plage de fréquences spatiales (Figure 4.22(f)). C'est donc ce système qui va être choisi comme « triplet de Cooke optimisé sur l'EQM » et dont les performances vont être étudiées.

Ce triplet de Cooke présente les meilleures performances moyennes près déconvolution, en atteignant $IQ_{moy} = 15.8$ dB (Tableau 4.5). De même que le triplet optimisé par

égalisation des FTM, la déconvolution augmente drastiquement les performances moyennes du système d'imagerie considéré seul (+4.9 dB). Cette hausse se voit facilement sur les images simulées, Figure 4.23. Contrairement au système conventionnel, aucun sur-contraste n'est visible sur l'imagette restaurée en centre champ (Figure 4.23(d)). Les imagettes de champ intermédiaire (Figure 4.23(e)) et de champ extrême (Figure 4.23(f)) paraissent elles aussi très bien restaurées.

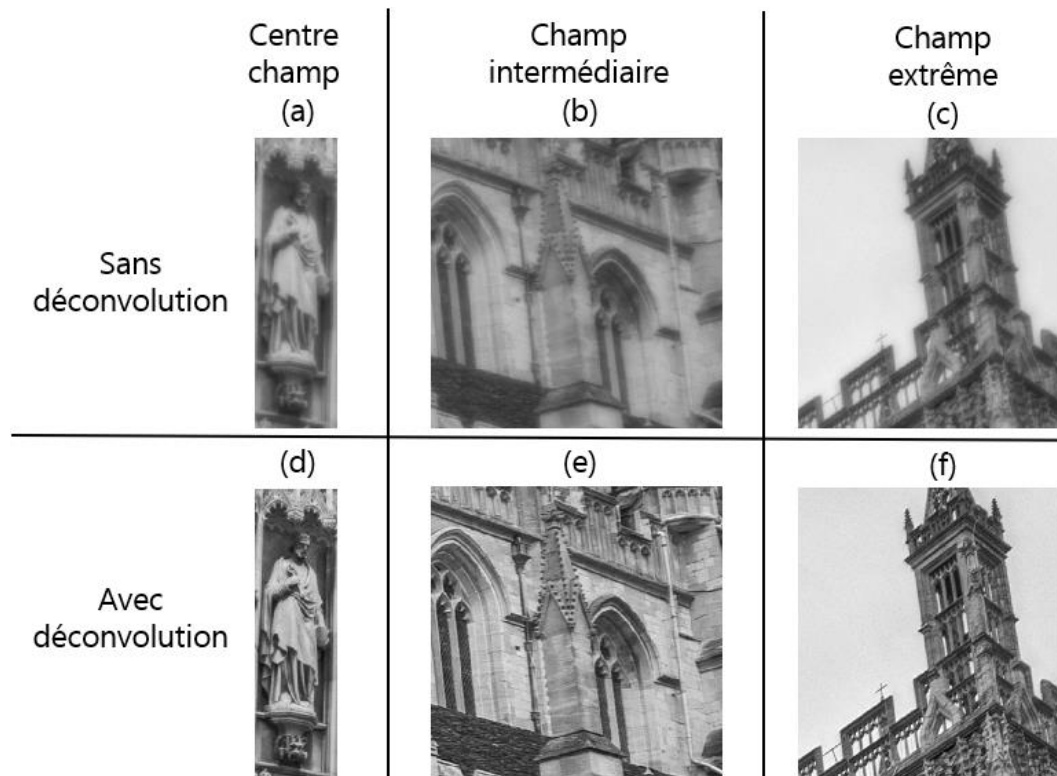


Figure 4.23 Détails de l'image de cathédrale obtenu avec le triplet de Cooke optimisé sur l'EQM pour un RSB de 34 dB, (a-b-c) sans déconvolution et (d-e-f) avec déconvolution.

Il est possible d'observer plus en détail la reconstruction Figure 4.14, page 100. Des détails appartenant à une zone proche de l'axe y sont représentés à la première colonne, et des détails d'une zone de position de champ extrême sont donnés sur la seconde colonne. Comparativement aux autres systèmes hybrides présentés, nous pouvons remarquer que la reconstruction semble un peu moins bonne sur l'axe, mais meilleure dans le champ : c'est la méthode qui reconstruit le mieux les ornements du pinacle. Ce comportement était prévisible compte tenu des FTM effectives obtenues.

Pour conclure, ce système co-conçu avec le critère EQM présente en moyenne de meilleures performances au sens de ce critère que les autres triplets de Cooke présentés. Au sens du critère EQM, il s'agit donc du « meilleur système d'imagerie possible quel que soit le champ » (ou du moins d'un optimum local). Le point de départ de l'optimisation est important, et la solution retenue ressemble plus à un système dont les FTM sont égalisées qu'à un système conventionnel. Avec cette méthode, la performance sur l'axe peut être dégradée pour privilégier une performance homogène dans le champ. Par ailleurs, il faut noter que, parmi les méthodes de conception de systèmes hybrides présentées, il s'agit de

la seule méthode prenant en compte explicitement le niveau de bruit durant l'optimisation. Le compromis trouvé pourrait donc être différent si un RSB plus faible avait été considéré.

4.4 Conclusion

L'objectif de ce chapitre était d'optimiser un système d'imagerie constitué d'une optique complexe pour qu'il ait les meilleures performances dans tout son champ de vue, ainsi, éventuellement, que sur une certaine PdC. Pour cela, nous avons comparé trois méthodes différentes : une optimisation classique sur le diamètre RMS des spots diagrams, et deux méthodes prenant en compte un traitement par un filtre de déconvolution unique, de manière implicite avec l'égalisation des FTM, ou explicite avec la minimisation de l'EQM après traitement. Ces méthodes ont été comparées pour l'optimisation de différents types de combinaisons optiques, dont le triplet de Cooke - brique de base en conception optique conventionnelle.

La minimisation de la somme des diamètres RMS des spot-diagrams, critère conventionnel sous CodeV[®], conduit à de très bons résultats pour certaines positions, mais à une disparité importante des FTM sur l'ensemble du champ. Par conséquent, cette méthode d'optimisation n'est pas particulièrement adaptée à l'utilisation d'un filtre de déconvolution unique, qui amplifie ces disparités : sur les images déconvoluées, cela est source de sur- ou sous-contrastes locaux importants.

Pour éviter de telles disparités, la seconde méthode de co-optimisation que nous avons évaluée consiste à égaliser les FTM entre elles (en prenant garde à relever au maximum leur niveau). Ce critère n'est pas conventionnel sous CodeV[®], mais se base uniquement sur des métriques natives de ce logiciel (les FTM). Il permet d'homogénéiser de manière très efficace les performances et le gain apporté par la déconvolution avec un filtre unique est alors très important. En revanche, cette homogénéisation va de pair avec une baisse du niveau global des FTM (d'autant plus importante que le champ ou la PdC sont importants), ce qui, en plus de rendre l'image non déconvoluée très floue, rend aussi le système plus sensible au bruit. C'est pourquoi les performances moyennes sur tout le champ ne sont pas toujours augmentées.

La troisième méthode que j'ai considérée est une véritable méthode de « co-conception », puisqu'elle consiste à optimiser l'EQM moyen, dont l'expression prend en compte explicitement le traitement par un filtre de Wiener unique. Bien que l'EQM ne soit pas du tout une métrique native de CodeV[®], j'ai réussi à la mettre en œuvre de manière efficace sur ce logiciel grâce à l'écriture d'une extension compilée écrite en langage C. C'est avec ce critère que les meilleurs résultats ont été obtenus. Il conduit à une solution semblable à celle obtenue par égalisation des FTM mais optimise les niveaux relatifs et les disparités des FTM de façon à garantir les meilleures performances moyennes après déconvolution (en termes d'EQM).

De manière générale, la co-conception des systèmes hybrides permet un gain significatif en homogénéité des performances sur l'ensemble du champ, et sur ce plan, les résultats obtenus montrent la supériorité de la technique d'optimisation de l'EQM sur les autres critères d'optimisation. Il faut cependant noter que cette homogénéisation se fait au détriment de la meilleure performance atteignable (qui se situe souvent en des points du champ proches de l'axe dans le cas conventionnel). Cette diminution de performance au centre du champ n'est pas complètement compensée par la déconvolution. Cela montre qu'avant tout, il est important de bien définir ce qui est entendu par « meilleur système », et de traduire cela en choisissant le critère d'optimisation adapté. La co-optimisation à partir de critères réalisant des compromis différents entre performance dans certaines zones du champ et homogénéité est une perspective intéressante de ces travaux.

Par ailleurs, l'ensemble de ces résultats a été obtenu en utilisant un filtre de déconvolution unique sur tout le champ. Ce traitement n'est clairement pas adapté au système issu de la conception conventionnelle, pour lequel les FTM sont très inhomogènes dans le champ. Elles sont beaucoup plus homogènes avec les systèmes issus des deux autres méthodes, mais il subsiste tout de même des inhomogénéités résiduelles. Or il est possible – et souvent mis en œuvre dans la pratique – d'adapter le traitement numérique aux systèmes déjà optimisés, afin de pallier au mieux les défauts qui subsistent. C'est la problématique que je vais aborder dans le chapitre suivant, en étudiant l'apport de méthodes de déconvolution prenant en compte la variation des FTM dans le champ.

Chapitre 5

Adaptation du traitement a posteriori

Plusieurs systèmes d'imagerie ont été proposés dans le chapitre précédent. L'objectif d'optimisation était le même : obtenir le « meilleur système d'imagerie hybride » quelle que soit la position dans le champ. Pour cela, trois critères d'optimisation ont été étudiés et retenus : le critère conventionnel d'optimisation sur la taille RMS des spot-diagrams, et deux critères de co-conception : un critère d'égalisation des FTM, et un critère d'EQM moyen sur l'ensemble du champ de vue. Les systèmes d'imagerie obtenus ont été complétés par un traitement numérique unique pour l'ensemble du champ de vue : un filtre de Wiener moyen, avec lequel ont été co-optimisés les deux systèmes co-conçus.

Cependant, que le système soit co-optimisé ou non, il est toujours possible de modifier le traitement a posteriori, que ce soit pour améliorer le rendu visuel final (en utilisant par exemple une régularisation « variation totale » au lieu d'un filtre de Wiener (Portilla, et al., 2018) (Lévêque, et al., 2021)) ou prendre en compte des modifications liées à une utilisation réelle du système par rapport aux conditions d'optimisation (par exemple, une variation du niveau de bruit, comme ce qui a été fait lors des expériences dans le Chapitre 2 et le Chapitre 3).

Ce chapitre étudie la possibilité d'adapter le traitement pour obtenir un système d'imagerie hybride dont les performances seraient bonnes quelle que soit la position dans le champ, avec la contrainte que l'algorithme utilisé soit « rapide », c'est-à-dire que son exécution prenne environ le temps d'une convolution. Cela exclut dès lors tout algorithme de reconstruction récursif, mais des algorithmes adaptés « par morceaux » restent envisageables.

Dans ce chapitre, nous allons donc étudier comment la déconvolution par zones – technique paraissant particulièrement bien adaptée à la correction des aberrations de champ dans les systèmes optiques conventionnels –, permet d'améliorer les performances des triplets de Cooke hybrides optimisés de manière conventionnelle ou co-optimisés avec un filtre de Wiener moyen. Dans un premier temps, les sections 5.1 et 5.2 présentent des modèles théoriques qualitatifs, puis quantitatifs, permettant d'évaluer l'apport de la déconvolution par zones pour les systèmes hybrides. La section 5.3 et la section 5.4 permettent de

valider les résultats théoriques obtenus par le biais de simulations d'images. Enfin, la section 5.5 conclut sur les améliorations apportées par la déconvolution par zones et les origines de ces améliorations.

5.1 Apport théorique de la déconvolution par zones

Dans le Chapitre 4, les systèmes co-conçus ont été optimisés en supposant l'utilisation d'un unique filtre de Wiener moyen pour l'ensemble du champ de vue. Ce traitement est donc, par construction, le traitement adapté aux deux triplets de Cooke co-optimisés. En revanche, il n'est pas particulièrement bien adapté au triplet de Cooke conventionnel dont les FTM varient significativement dans le champ de vue. Ainsi, pour permettre une comparaison équitable entre les systèmes hybrides tout en garantissant un temps de traitement équivalent à celui d'une convolution, il est intéressant de considérer la déconvolution par zones.

Cette méthode consiste en découper le champ de vue en zones (qui seront considérées dans ce manuscrit comme carrées et de taille égale), et à appliquer pour chaque zone un filtre de Wiener moyen. Le filtre utilisé dépend de la zone puisque chaque filtre est construit à partir de FTO locales de la zone. Les performances après déconvolution dépendent donc de la taille de la zone et de l'évolution générale des performances du système optique au sein de cette zone. C'est ce dernier point qui sera étudié dans cette section.

5.1.1 Variation des spot-diagrams dans le champ

Le Chapitre 1 a établi les spot-diagrams et les FTM comme deux éléments clés pour évaluer un système optique. Les FTM des triplets de Cooke ayant déjà été étudiées au Chapitre 4, nous allons compléter l'étude des performances optiques par l'analyse détaillée des spot-diagrams. Il s'agit de vérifier si le gain potentiel de la déconvolution par zones peut être prédit par l'utilisation de cette métrique qui est fondée sur des paramètres purement optiques.

Pour caractériser les variations du spot-diagram dans le champ, nous allons l'approximer par ses moments d'ordres 1 et 2 (moyenne et variance), qui, pour un spot-diagram 2D, définissent le centroïde de la tache et sa matrice (2×2 symétrique) de covariance qui peut être représentée par une ellipse. Dans un système à symétrie de révolution tel que considéré ici, les axes propres de cette ellipse sont nécessairement les directions radiales et azimutales. Elle est donc entièrement définie par σ_r et σ_a , ses dimensions RMS suivant la direction radiale et la direction azimutale respectivement (selon les notations de la Figure 5.1(a)). Cette description est locale, c'est-à-dire qu'il existe un spot-diagram différent pour chaque angle de champ radial α et chaque angle azimutal θ (Figure 5.1(b)). Notons $\sigma_0 = \sqrt{\sigma_a^2(0) + \sigma_r^2(0)}$ le diamètre RMS du spot-diagram au centre champ (usuellement exprimé en μm). Pour décrire la forme de l'ellipse et son évolution en fonction de la position dans le champ, il est possible d'utiliser les deux paramètres suivants :

- Le diamètre RMS du spot-diagram à l'angle de champ radial α divisé par le diamètre RMS au centre du champ, que nous appellerons « Diamètre RMS normalisé »,

$$D(\alpha) = \frac{\sqrt{\sigma_a^2(\alpha) + \sigma_r^2(\alpha)}}{\sigma_0} ; \tag{5.1}$$

- Le « facteur de forme »,

$$F(\alpha) = \frac{\sigma_r(\alpha) - \sigma_a(\alpha)}{\sigma_a(\alpha) + \sigma_r(\alpha)} , \tag{5.2}$$

égal à 0 si $\sigma_a = \sigma_r$, c'est-à-dire si le spot-diagram est symétrique. Il tend vers 1 ou -1 lorsque le spot-diagram s'allonge respectivement dans la direction radiale ou la direction azimutale.

Les variations du diamètre RMS normalisé $D(\alpha)$ et du facteur de forme $F(\alpha)$ se font en fonction de l'angle α : elles constituent des « variations radiales ». Cependant, pour un même angle α , le spot-diagram conserve la même forme mais « tourne » selon l'angle azimutal θ , ce qui constitue des « variations azimutales ». La forme du spot-diagram dépend donc aussi de l'angle azimutal θ , même lorsque le système est à symétrie de révolution. Les variations azimutales du spot-diagram sont d'autant plus importantes que le spot-diagram est dissymétrique ($|F(\alpha)| \sim 1$), c'est-à-dire que le système optique est altéré par des aberrations de champ. Elles ont pour conséquence, qu'idéalement, deux filtres de déconvolution différents devraient être considérés pour deux azimuts distincts, même si l'angle radial de champ α est le même.

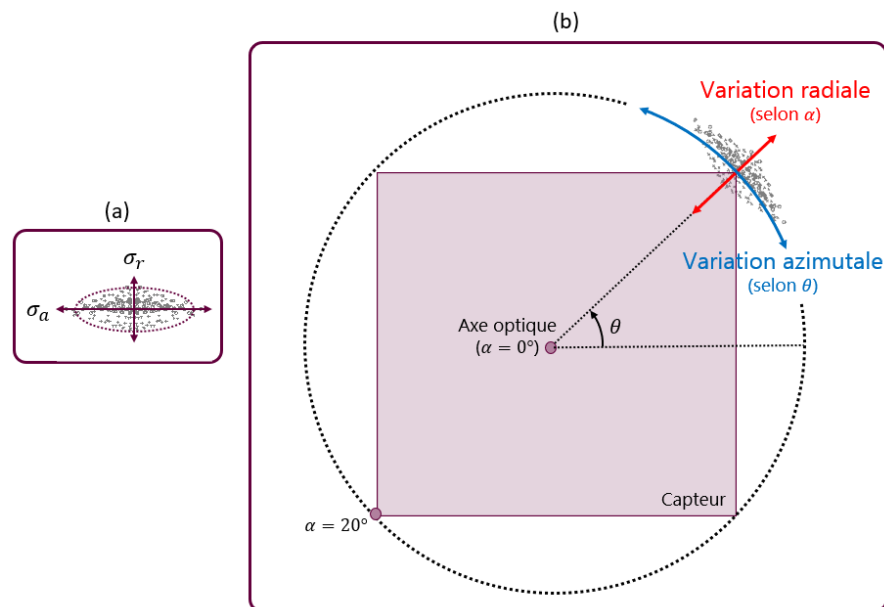


Figure 5.1 (a) Exemple de spot-diagram contenu dans une ellipse de petit axe σ_r , et de grand axe σ_a (b) vocabulaire associé à ses variations.

Toutes ces variations radiales (de taille et de forme) et azimutales dans le champ sont à l'origine de l'utilité potentielle de la déconvolution par zones, en particulier pour les systèmes conventionnels tel que le triplet de Cooke conventionnel.

5.1.2 Spot-diagrams du triplet de Cooke conventionnel

La Figure 5.2(a) représente le diamètre RMS normalisé $D(\alpha)$ du spot-diagram du triplet de Cooke conventionnel en fonction de l'angle radial de champ α . Nous pouvons observer qu'il augmente d'un facteur 3.2 entre le centre et l'extrémité du champ de vue, ce qui est relativement important. Pour autant, la valeur absolue du diamètre RMS au centre est assez faible, de 8.9 μm (Tableau 5.1), ce qui fait de ce triplet de Cooke conventionnel un « bon » système optique pour être utilisé avec un capteur de pixel de largeur 5 μm (tel que considéré dans le Chapitre 4), malgré ses variations de performances importantes dans le champ.

La Figure 5.2(b) représente le facteur de forme $F(\alpha)$ en fonction de l'angle de champ α . Il est possible de remarquer sur cette figure, qu'en plus d'une augmentation de sa taille avec la position dans le champ, le spot-diagram du triplet de Cooke conventionnel voit également sa forme varier. Il prend une forme légèrement plus oblongue selon la direction radiale jusqu'à 7.5° (car $F(\alpha) < 0$) puis selon la direction azimutale jusqu'à 16.5° (car $F(\alpha) > 0$).

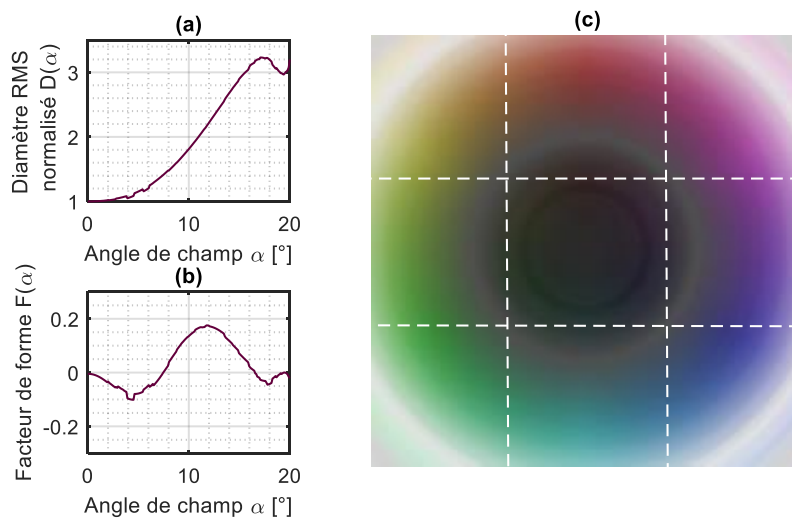


Figure 5.2 (a) Variation du diamètre RMS normalisé $D(\alpha)$ du spot diagram du triplet conventionnel en fonction de la position dans le champ (angle de champ α). (b) Variation du facteur de forme $F(\alpha)$ du spot diagram du triplet conventionnel en fonction de la position dans le champ. (c) Carte représentant le champ de vue et dont les variations colorées sont représentatives de la variation de la forme du spot diagram du triplet conventionnel. Les pointillés blancs désignent un exemple de découpage par 3×3 zones.

	Triplet conventionnel	Triplet FTM	Triplet EQM
Diamètre RMS σ_0 [μm]	8.9	52.6	81.5

Tableau 5.1 Diamètre RMS des spot-diagram au centre du champ (σ_0) pour le triplet de Cooke conventionnel, le triplet optimisé par égalisation des FTM, et le triplet optimisé sur l'EQM.

Pour avoir un aperçu qualitatif en deux dimensions de l'évolution de la forme du spot-diagram dans le champ du triplet de Cooke conventionnel et de l'utilité de la déconvolution par zones, il est intéressant de tracer la carte des diamètres RMS des spot-diagram, Figure 5.2(c). Sur cette carte ainsi que pour les Figure 5.3(c) et Figure 5.4(c), le champ « sur l'axe » correspond au centre de la figure, tandis que les champs extrêmes correspondent

aux quatre coins. Il s'agit d'une représentation Teinte-Saturation-Valeur (TSV, ou plus généralement HSV en anglais) :

- La teinte observée sur cette carte est caractéristique de l'azimut local, c'est-à-dire l'angle θ .
- La saturation est égale à la valeur absolue du facteur de forme, $|F(\alpha)|$. Pour tous les graphes de ce type présentés dans ce manuscrit, la saturation est nulle quand $|F(\alpha)| = 0$ (les couleurs apparaissent alors grises) et maximale quand $|F(\alpha)| = 0.3$ (les couleurs sont alors vives).
- La « valeur » (ou intensité) correspond au diamètre RMS normalisé $D(\alpha)$. Pour tous les graphes de ce type, $D(\alpha)$ prend ses valeurs dans l'intervalle $[0,3.5]$.

Sur ce graphe – qui a pour vocation d'illustrer de manière qualitative l'utilité de la déconvolution par zones en 2D – plus la valeur de $D(\alpha)$ s'écarte de 1, plus la carte est localement intense. Quand le spot-diagram « tourne » avec l'azimut θ , il change de teinte, sauf si son facteur de forme est presque nul auquel cas, la carte est localement grise (car la saturation est faible). Ainsi, les variations colorées de la Figure 5.2(c) sont une représentation globale et qualitative de l'évolution des performances optiques dans le champ de vue. Sur la figure, les pointillés blancs représentent un exemple de découpage par 3×3 zones carrées. Nous pouvons observer, qualitativement, que plus la teinte et l'intensité varient au sein d'une zone, moins la déconvolution avec un filtre unique va être adaptée à la zone. Augmenter le nombre de zones (donc réduire la taille de chaque zone) permet de limiter les variations de couleur au sein de chaque zone et donc de mieux adapter le traitement numérique aux spécificités locales.

5.1.3 Spot-diagrams des triplets de Cooke co-optimisés

Contrairement au triplet de Cooke conventionnel qui présente une forte variation de performances optiques dans le champ, le triplet optimisé par égalisation des FTM et le triplet optimisé sur l'EQM ont permis tous les deux d'obtenir des performances homogènes dans le champ, grâce à une distribution plus homogène des FTM (voir Chapitre 4).

Pour le triplet optimisé sur l'égalisation des FTM, cette caractéristique d'égalisation se retrouve logiquement sur les spot-diagrams. Figure 5.3(a), les variations relatives de taille $D(\alpha)$ avec l'angle de champ α sont moins importantes que dans le cas conventionnel, d'un facteur 2.5 au lieu de 3.1, ce qui est favorable à l'utilisation de plus grandes zones de déconvolution. C'est pour cette raison que la carte Figure 5.3(c) est plus sombre que dans le cas conventionnel. En revanche, Tableau 5.1, le diamètre RMS absolu au centre du champ σ_0 est bien plus important (d'un facteur 6 par rapport au système conventionnel), ce qui rend la déconvolution bien plus utile, mais également plus délicate. Enfin, Figure 5.3(b), bien que le critère d'optimisation utilisé favorise l'égalité des FTM sagittales et tangentielles du système optique, la dynamique de variation du facteur de forme du spot-diagram a un ordre de grandeur similaire à celui du système conventionnel, le spot-diagram ayant une forme oblongue selon la direction radiale pour les plus grands angles de champ α (facteur de forme $F(\alpha) < 0$). C'est pour cette raison que la carte Figure 5.3(c) présente des

couleurs vives sur les coins. Pour autant, qualitativement et sur l'ensemble du champ, les variations colorées sont nettement moins visibles que dans le cas conventionnel (Figure 5.2(c)).

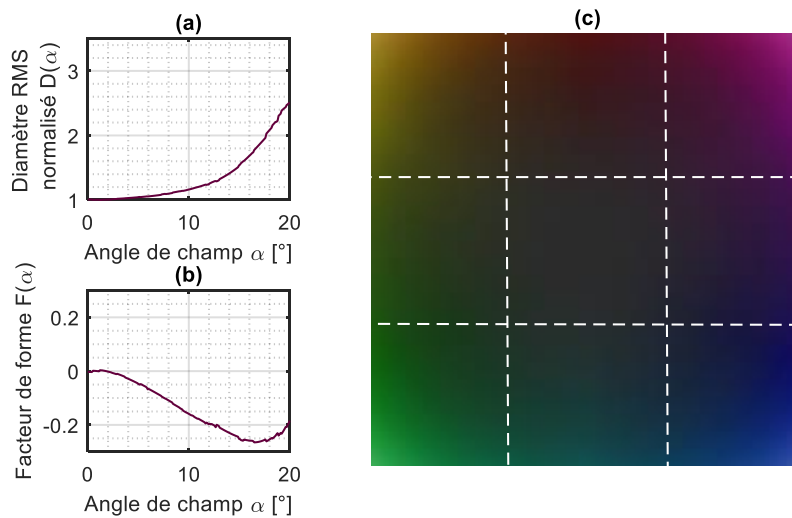


Figure 5.3 (a) Variation du diamètre RMS normalisé $D(\alpha)$ du spot diagram du triplet optimisé par égalisation des FTM en fonction de la position dans le champ (angle de champ α). (b) Variation du facteur de forme $F(\alpha)$ du spot diagram du triplet optimisé par égalisation des FTM en fonction de la position dans le champ. (c) Carte représentant le champ de vue et dont les variations colorées sont représentatives de la variation de la forme du spot diagram du triplet optimisé par égalisation des FTM. Les pointillés blancs désignent un exemple de découpage par 3×3 zones.

Nous avons vu au chapitre précédent que l'optimisation sur l'EQM du triplet de Cooke a mené à un résultat proche de la solution par égalisation des FTM. Cela se voit par conséquent sur l'évolution des spot-diagrammes, les couleurs représentatives de l'évolution de spot-diagramme à travers le champ de vue étant très proches les unes des autres (faible intensité et saturation, Figure 5.4(c)), encore plus que dans le cas précédent (Figure 5.3(c)).

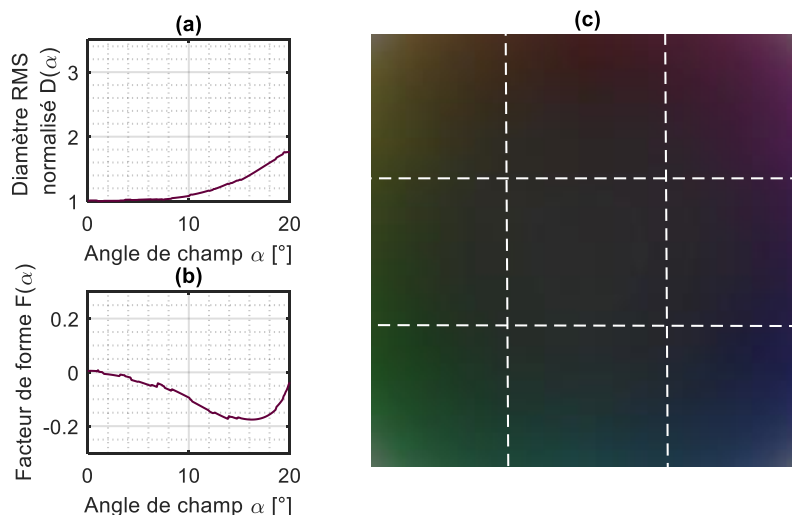


Figure 5.4 (a) Variation du diamètre RMS normalisé $D(\alpha)$ du spot diagram du triplet optimisé sur l'EQM en fonction de la position dans le champ. (b) Variation du facteur de forme $F(\alpha)$ du spot diagram du triplet optimisé sur l'EQM en fonction de la position dans le champ. (c) Carte représentant le champ de vue et dont les variations colorées sont représentatives de la variation de la forme du spot diagram du triplet optimisé sur l'EQM. Les pointillés blancs désignent un exemple de découpage par 3×3 zones.

La variation de la forme du spot-diagram de ce triplet (Figure 5.4(b)) est très similaire à celle du système optimisé par égalisation des FTM qui était le point de départ de son optimisation. La méthode d'optimisation sur l'EQM a permis de réduire encore la variation de la taille du spot-diagram (seulement un facteur 1.8, voir Figure 5.4(a)), mais en contrepartie le spot-diagram sur l'axe a un diamètre RMS encore supérieur, presque dix fois plus important que celui du système conventionnel (Tableau 5.1).

L'étude des spot-diagrams des différents triplets de Cooke a mis en évidence des caractéristiques différentes pour l'évolution des performances de ces systèmes dans le champ. De manière générale, les systèmes co-optimisés présentent des spot-diagrams très larges et peu variant dans le champ. Cela en fait donc de bons candidats pour l'application d'un filtre de déconvolution unique, ce pourquoi ils ont été co-optimisés. En revanche, le triplet conventionnel présente une forte variation des spot-diagrams dans le champ. Cette section a permis de vérifier que cette variation était aussi bien radiale qu'azimutale, et de quantifier son importance. Pour ce triplet, il est donc possible d'envisager un gain de performance important en utilisant la déconvolution par zones.

5.2 Evolution de la qualité image moyenne avec la déconvolution par zones

5.2.1 Difficulté de déconvolution intrinsèque et disparité entre les FTM

L'idée de la déconvolution par zones est de découper le champ de vue entier en zones carrées d'aires égales. Il est possible de définir, à l'intérieur de chacune de ces N_z zones servant à décrire le champ, K positions formant des ensembles $\Psi_{z1}, \Psi_{z2}, \dots, \Psi_{zN_z}$. Appelons Ψ l'ensemble de positions correspondant à l'une de ces zones, $\Psi = \{\psi_1, \psi_2, \dots, \psi_K\}$. Nous pouvons définir l'EQM moyen dans cette zone, $EQM_{moy}(\Psi)$, selon l'équation (4.2) page 107, qui dépend des valeurs des OTF de cette zone.

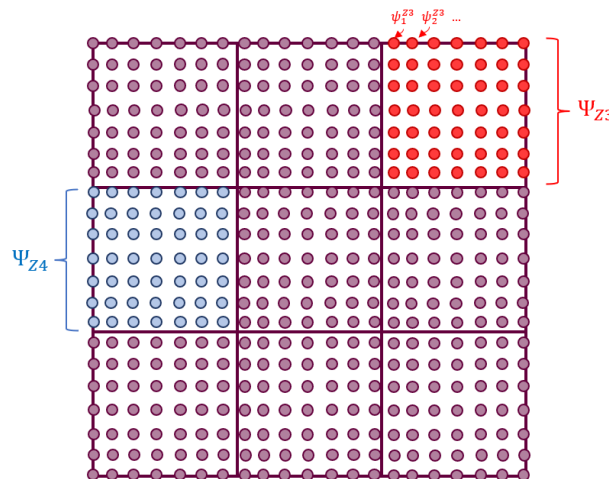


Figure 5.5 Positions dans le champ décrivant l'ensemble du champ de vue et exemple de découpage en $N_z = 9$ zones carrées.

Il est possible de décomposer l'expression de cet EQM moyen en deux parties (Robinson, et al., 2009) EQM_D et EQM_I , de telle sorte que, pour tout ensemble Ψ de positions dans le champ de vue,

$$EQM_{moy}(\Psi) = EQM_D(\Psi) + EQM_I(\Psi) , \quad (5.3)$$

où le premier terme est défini de la manière suivante :

$$EQM_D(\Psi) = \int_{\nu} \frac{S_{oo}(\nu)^2 \left[\frac{1}{K} \sum_K |\tilde{h}_{\psi_k}(\nu)|^2 - \left| \frac{1}{K} \sum_k \tilde{h}_{\psi_k}(\nu) \right|^2 \right]}{S_{oo}(\nu) \frac{1}{K} \sum_K |\tilde{h}_{\psi_k}(\nu)|^2 + S_{bb}(\nu)} d\nu . \quad (5.4)$$

Ce terme caractérise la contribution de la disparité entre les FTM à l'EQM moyen, et serait nul si toutes les OTF étaient égales entre elles à travers le champ de vue. Dans une zone donnée, plus l'OTF locale varie avec la position dans le champ (c'est-à-dire pour les différentes positions ψ_k dans Ψ), plus $EQM_D(\Psi)$ sera important.

Le second terme de l'équation (5.3) a l'expression suivante :

$$EQM_I(\Psi) = \int_{\nu} \frac{S_{oo}(\nu) S_{bb}(\nu)}{S_{oo}(\nu) \frac{1}{K} \sum_K |\tilde{h}_{\psi_k}(\nu)|^2 + S_{bb}(\nu)} d\nu . \quad (5.5)$$

Il est égal à $EQM_{moy}(\Psi)$ si le terme $EQM_D(\Psi)$ est nul, c'est-à-dire si les FTO à toutes les positions dans le champ utilisées pour le calcul sont égales. Ainsi, ce terme est caractéristique de la difficulté intrinsèque de déconvolution, c'est-à-dire du compromis réalisé par le filtre de Wiener moyen entre la reconstruction du signal avec la FTM moyenne $\sqrt{\frac{1}{K} \sum_k |\tilde{h}_{\psi_k}(\nu)|^2}$ et l'amplification du bruit.

Nous pouvons par ailleurs définir l'EQM moyen global (pour le champ de vue entier du système d'imagerie), moyenne des EQM moyens calculés sur les différentes zones de tailles égales :

$$EQM_{global}(N_Z) = \frac{1}{N_Z} \sum_{n=1}^{N_Z} EQM_{moy}(\Psi_{Zn}) , \quad (5.6)$$

Celui-ci dépend du nombre N_Z de zones en lequel le champ total a été divisé. Il est également possible de décomposer cet EQM moyen global en une composante « disparité entre les FTM » et une composante « difficulté de déconvolution intrinsèque ».

5.2.1.1 Evolution par zones du système conventionnel

La Figure 5.6 représente la valeur des racines carrées de $EQM_I(\Psi_{Zn})$, $EQM_D(\Psi_{Zn})$ et $EQM_{moy}(\Psi_{Zn})$ (avec $n \in \llbracket 1, N_Z \rrbracket$) pour le système conventionnel et une division du champ de vue en un nombre variable N_Z de zones. Ce nombre N_Z de zones va de 1 (utilisation d'un filtre de déconvolution unique pour le champ entier) à la première ligne, jusqu'à 25 à la dernière ligne (utilisation de 25 filtres de Wiener moyens différents pour les 5×5 zones).

Lorsque $N_Z = 1$, la composante de difficulté de déconvolution intrinsèque EQM_I (Figure 5.6(1a)) est moins importante que la composante de disparité entre les FTM, EQM_D (Figure 5.6(1b)). Avec l'augmentation du nombre de zones, les deux composantes prennent des valeurs proches et qui diminuent en moyenne. Pour cette raison, l'EQM global moyen (équation (5.6)) voit sa valeur diminuer avec le nombre de zones. Il faut cependant noter

que la diminution de l'EQM moyen est hétérogène dans le champ de vue. Par exemple, dès que le nombre de zones est supérieur à $N_Z = 4$, la difficulté de déconvolution intrinsèque EQM_I varie de manière similaire à la variation du diamètre RMS normalisé des spot-diagrammes du triplet de Cooke conventionnel, Figure 5.2(a) : elle est supérieure sur les bords du champ car les spot-diagrammes y sont plus larges. Cela se voit également via les variations de l'intensité des couleurs de la Figure 5.2(c). De même, le terme de disparité entre les FTM, EQM_D , est plus grand sur les bords, en particulier lorsque le découpage se fait avec un nombre de zones important (Figure 5.6(5b)). Il s'agit des positions dans le champ où le facteur de forme (donc les variations azimutales) est le plus grand, ce qui se traduit par des variations de la couleur du graphe Figure 5.2(c).

5.2.1.2 Evolution par zones des systèmes co-conçus

Le système co-conçu par égalisation des FTM présente, lors de la déconvolution avec un filtre unique, une performance égale à celle du système conventionnel (Figure 5.7(1c) et Figure 5.6(1c)). Cette observation avait déjà été faite au Chapitre 4, mais la Figure 5.7 permet de détailler les contributions à l'EQM moyen global. Les contributions ne sont pas les mêmes que pour le système conventionnel : par construction, la disparité entre les FTM, EQM_D est plus faible car les FTM ont été égalisées lors de l'optimisation, mais la difficulté de déconvolution intrinsèque EQM_I est un peu plus forte car les FTM sont aussi plus faibles. Par la suite, en augmentant le nombre de zones, la difficulté de déconvolution intrinsèque (Figure 5.7(a)) devient légèrement hétérogène, mais moins que pour le triplet conventionnel. Cela provient du fait que le spot-diagramme varie moins dans le champ (Figure 5.3). En revanche, la contribution de la disparité entre les FTM EQM_D (Figure 5.7(b)) diminue assez fortement avec l'augmentation du nombre de zones, en raison de la diminution de la taille de ces zones, et de la similarité de plus en plus forte entre les FTM de chaque zone. Ce terme de disparité entre les FTM EQM_D est également très homogène à travers le champ. Il en découle que pour un grand nombre de zones (Figure 5.7(5c)), l'EQM moyen de chaque zone est plus faible que pour le système conventionnel et plus homogène à travers le champ.

Sur la Figure 5.8, nous remarquons que l'optimisation sur l'EQM (avec comme point de départ le système optimisé par égalisation des FTM) conduit à une contribution de la disparité entre les FTM EQM_D plus faible. En effet, dès la déconvolution par un unique filtre de Wiener moyen, la composante de disparité entre les FTM EQM_D est plus faible que la difficulté de déconvolution intrinsèque EQM_I , ce qui engendre un EQM moyen global plus faible que pour les deux autres systèmes (Figure 5.8(1c), la couleur n'est pas blanche contrairement aux Figure 5.7(1c) et Figure 5.6(1c)). Sur les graphes de FTM en fonction de la fréquence spatiale du Chapitre 4, la différence de disparité réelle entre les FTM n'était pas spécialement visible entre le système optimisé par égalisation des FTM et le système optimisé sur l'EQM. La différence qu'il existe sur la contribution $EQM_D(\Psi)$ est donc probablement imputable au dénominateur de ce terme (équation (5.4)) qui pondère cette disparité. Le comportement de ce système avec l'augmentation du nombre de zones est ensuite similaire au comportement du système obtenu par égalisation des FTM, à la différence

près que la composante de disparité entre les FTM de l'EQM moyen (EQM_D) est encore plus faible.

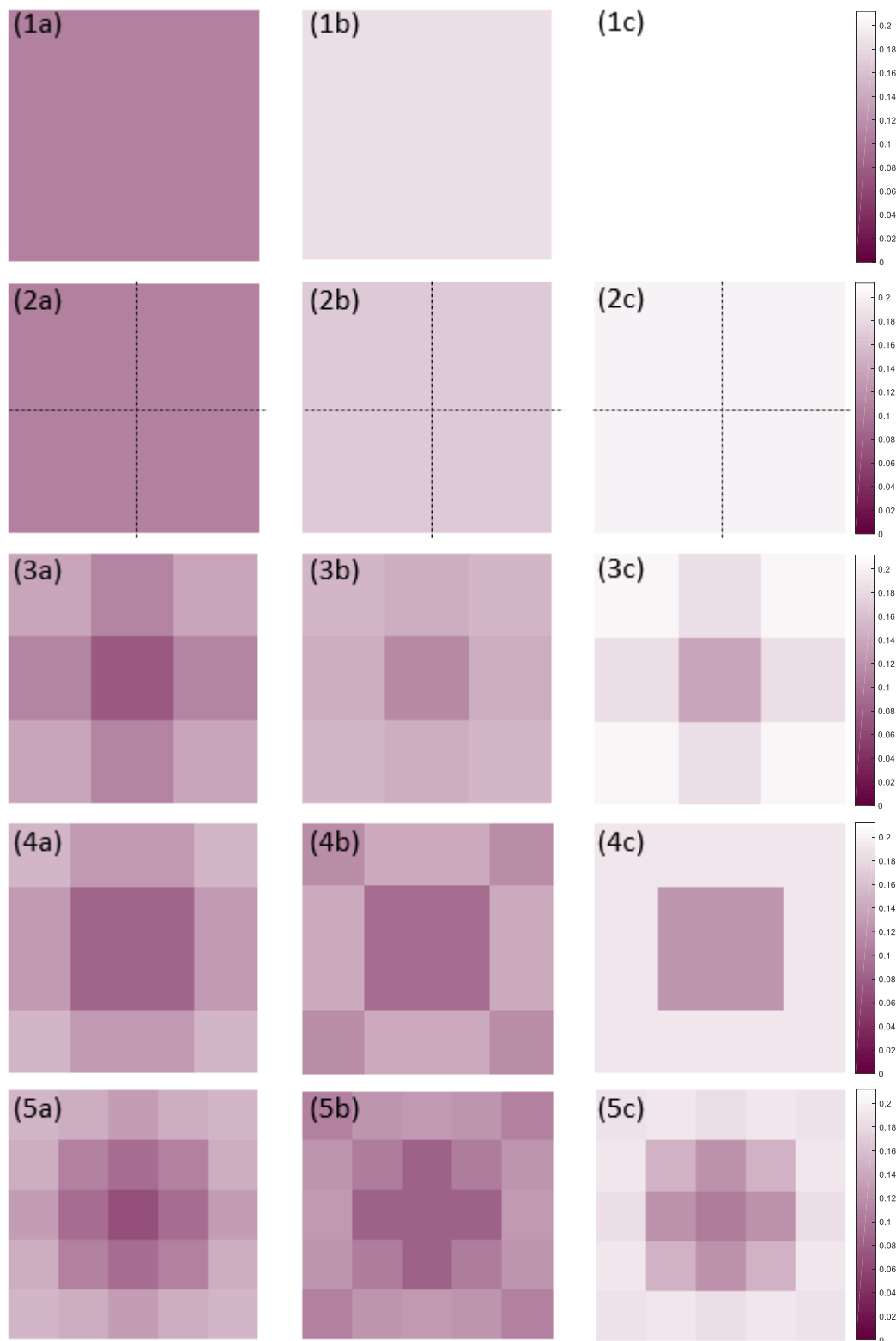


Figure 5.6 Pour le triplet conventionnel, racine de l'EQM après déconvolution, constante par zones. (Première colonne) Difficulté intrinsèque de déconvolution $\sqrt{EQM_1}$ (Deuxième colonne) Disparité entre les FTM $\sqrt{EQM_D}$ (Troisième colonne) $\sqrt{EQM_{moy}}$ total. Le nombre de zones utilisées pour la déconvolution par zones dépend de la ligne (1) déconvolution avec filtre de Wiener moyen sur l'image entière (2) quatre zones (3) neuf zones (4) seize zones et (5) vingt-cinq zones. La légende est la même pour tous les graphes.

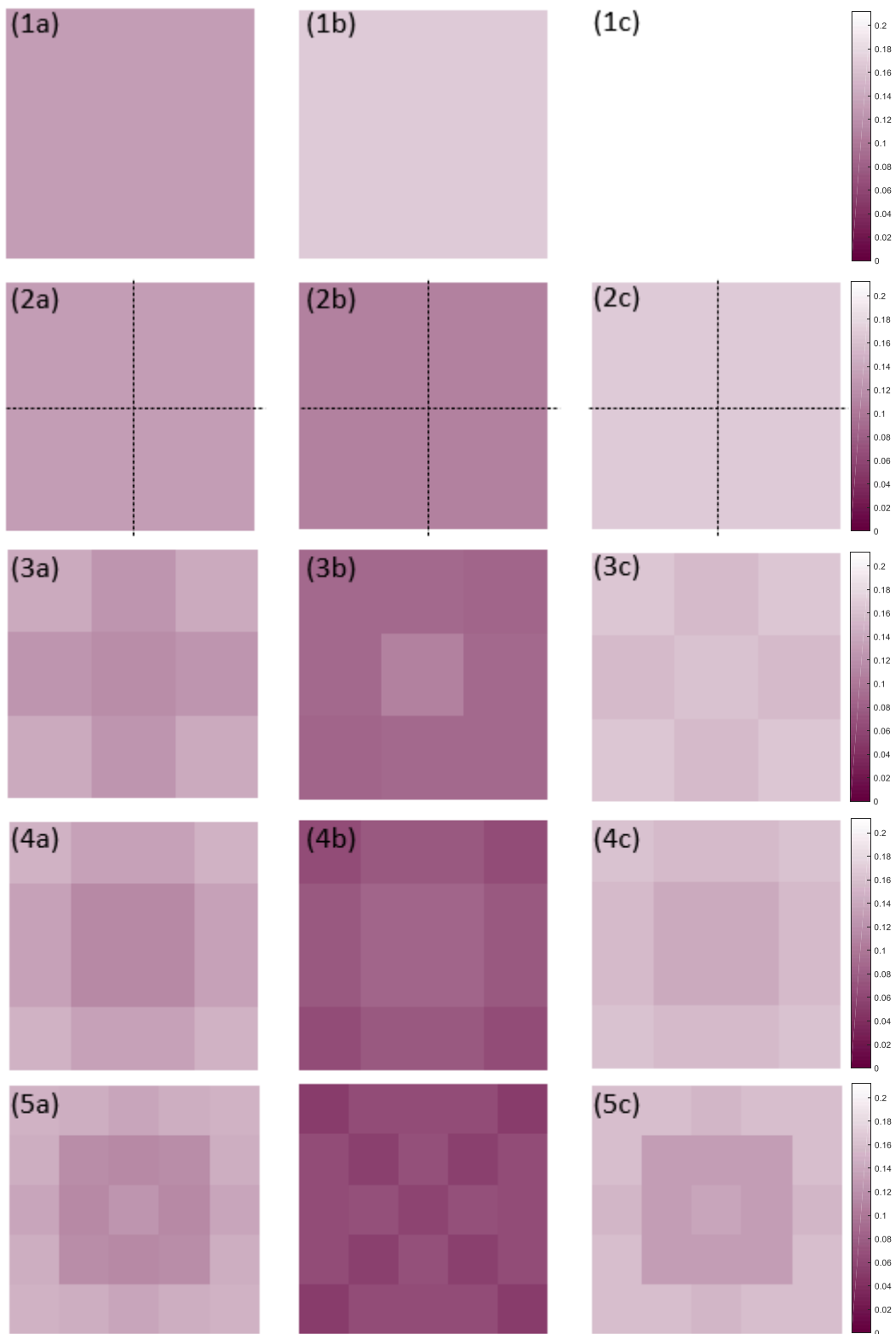


Figure 5.7 Pour le triplet optimisé par égalisation des FTM, racine de l'EQM après déconvolution, constante par zones. (Première colonne) Difficulté intrinsèque de déconvolution $\sqrt{EQM_i}$ (Deuxième colonne) Disparité entre les FTM $\sqrt{EQM_D}$ (Troisième colonne) $\sqrt{EQM_{moy}}$ total. Le nombre de zones utilisées pour la déconvolution par zones dépend de la ligne (1) déconvolution avec filtre de Wiener moyen sur l'image entière (2) quatre zones (3) neuf zones (4) seize zones et (5) vingt-cinq zones. La légende est la même pour tous les graphes.

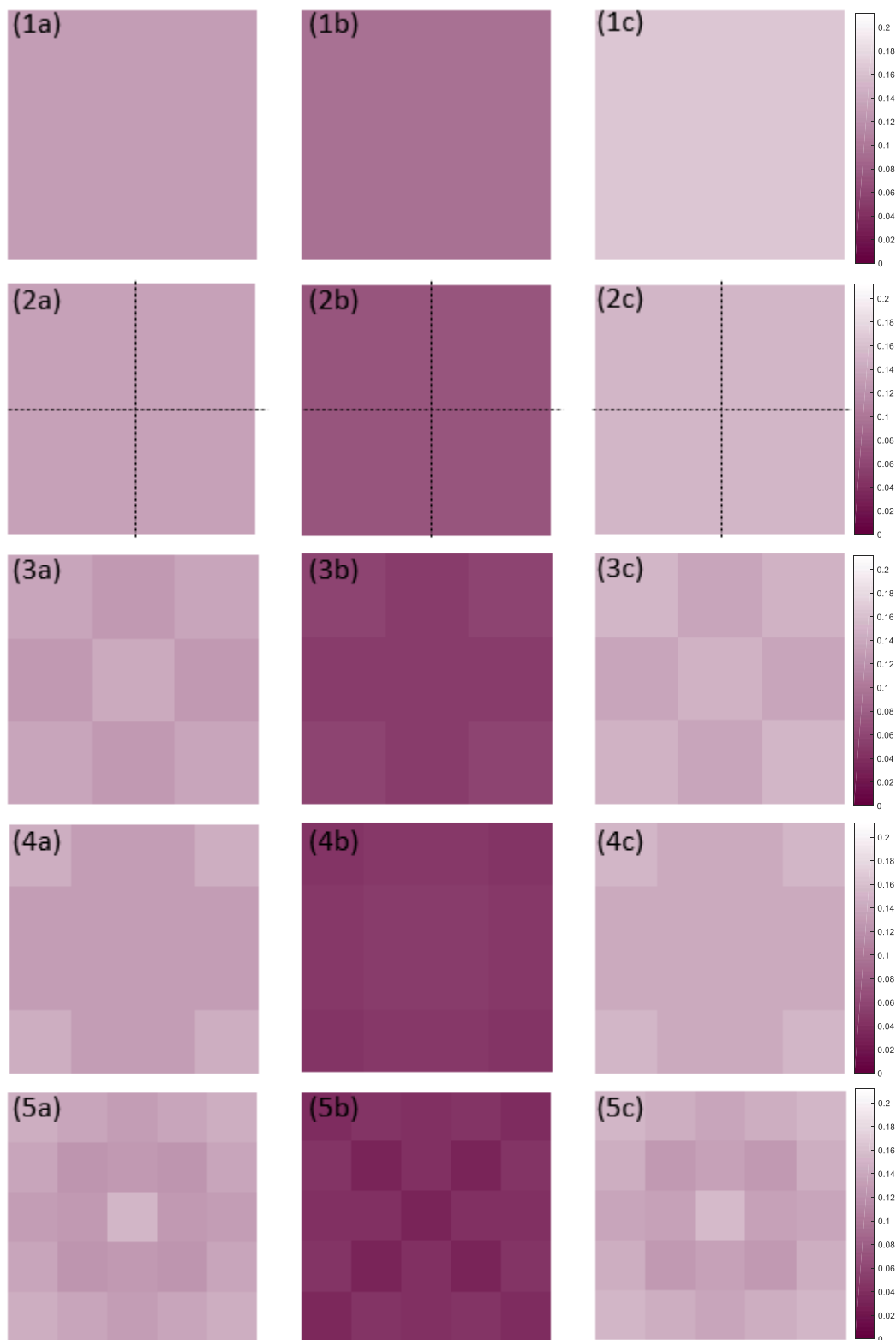


Figure 5.8 Pour le triplet optimisé sur l'EQM, racine de l'EQM après déconvolution, constante par zones (Première colonne) Difficulté intrinsèque de déconvolution $\sqrt{EQM_I}$ (Deuxième colonne) Disparité entre les $FTM \sqrt{EQM_D}$ (Troisième colonne) $\sqrt{EQM_{moy}}$ total. Le nombre de zones utilisées pour la déconvolution par zones dépend de la ligne (1) déconvolution avec filtre de Wiener moyen sur l'image entière (2) quatre zones (3) neuf zones (4) seize zones et (5) vingt-cinq zones. La légende est la même pour tous les graphes.

5.2.2 Performances moyennes

Maintenant que nous avons vu comment évoluent les performances par zones des différents systèmes, cette section a pour but d'évaluer les performances moyennes globales obtenues avec la déconvolution par zones, c'est-à-dire, comment la qualité de déconvolution des systèmes hybrides évolue avec le nombre N_z de zones considérées pour la déconvolution par zones.

Au lieu d'utiliser directement l'EQM moyen global (défini équation (5.6)), nous allons quantifier, de manière équivalente, cette évolution avec la qualité image moyenne (équation (4.1)). Cette grandeur est représentée Figure 5.9 en fonction de N_z pour les trois triplets. En premier lieu, il est possible de voir, comme au Chapitre 4, que la performance avant déconvolution est bien meilleure (environ +2 dB) pour le système conventionnel que pour les systèmes co-optimisés. Cela est dû à la grande différence de taille entre les spot-diagram (Tableau 5.1) : plus la PSF associée est large, plus la qualité de l'image non déconvoluée est faible. Après déconvolution avec un unique filtre de Wiener moyen (c'est-à-dire $N_z = 1$), le système conventionnel et le système optimisé par égalisation des FTM ont, comme déjà vu, des performances égales, et elles sont surpassées par celle du système hybride optimisé sur l'EQM. Pour les systèmes co-conçus, le gain apporté par la déconvolution avec un filtre de Wiener moyen est donc bien plus important que dans le cas conventionnel, où les grandes variations de la taille du spot-diagram à travers le champ de vue (Figure 5.2) empêchent la déconvolution avec un filtre unique de fonctionner correctement.

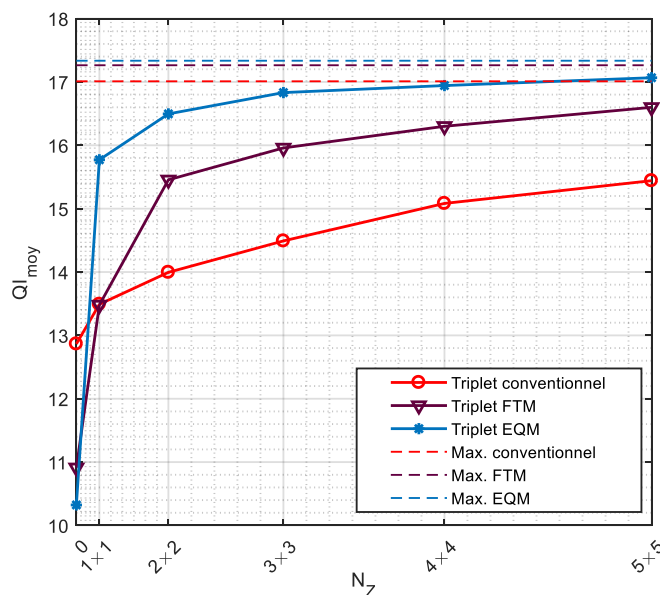


Figure 5.9 Evolution théorique de la qualité image moyenne en fonction du nombre de zones de déconvolution pour les trois triplets étudiés. « $N_z = 0$ » signifie que l'image n'est pas déconvoluée. Les traits pointillés correspondent à la performance théorique de la « déconvolution adaptée » pour les trois systèmes, comme expliqué dans le texte ci-après.

Pour le système conventionnel, quand le nombre de zones de déconvolution N_z augmente, QI_{moy} augmente doucement. Il atteint 15.5 dB pour $N_z = 25$ zones, c'est-à-dire

quand le champ est divisé en 5×5 zones. Au contraire, pour le système co-optimisé par égalisation des FTM (nommé « Triplet FTM » sur la Figure 5.9), QI_{moy} augmente d'abord fortement (d'environ 2 dB quand $N_z = 4$), puis semble tendre vers une asymptote. La qualité image moyenne atteint 16.6 dB pour $N_z = 25$. Le système optimisé sur l'EQM (nommé « Triplet EQM ») voit quant à lui ses performances légèrement augmenter avec l'augmentation du nombre de zones, en présentant très rapidement un comportement asymptotique. Ainsi, la déconvolution par zones permet d'augmenter les performances moyennes des trois systèmes, mais de manière différente suivant le critère utilisé pour leur optimisation.

L'asymptote vers laquelle tendent les performances lorsque N_z augmente correspond à une méthode de déconvolution où chaque zone représentée par son ensemble Ψ_{zn} serait réduite à un seul et unique point ψ_n . En chacun de ces points, le filtre de déconvolution serait un filtre de Wiener usuel (tel que défini équation (1.9) page 23) parfaitement adapté à la FTO locale. Nous appellerons ce type de déconvolution « déconvolution adaptée ». Dans ce cas, la composante de l'EQM moyen liée à la disparité entre les OTF d'une même région (EQM_D) devient nulle, et EQM_{moy} en chaque point ψ_n du champ est simplement égal à la composante de difficulté intrinsèque :

$$\forall n \in \llbracket 1, N_z \rrbracket, EQM_{moy}(\Psi_{zn} = \{\psi_n\}) = EQM_I(\Psi_{zn} = \{\psi_n\}) , \quad (5.7)$$

où la notation $\Psi_{zn} = \{\psi_n\}$ signifie que la zone d'ensemble Ψ_{zn} est réduite au point ψ_n . L'EQM global sur tout le champ obtenu dans ce cas est donc égal à :

$$EQM_{global} = \frac{1}{N_z} \sum_{n=1}^{N_z} EQM(\psi_n) , \quad (5.8)$$

où N_z est grand et EQM désigne l'écart quadratique moyen en la position ψ_n tel que calculé équation (1.8) page 23, en considérant un filtre de Wiener standard adapté à cette position dans le champ.

Pour chacun des trois triplets, les valeurs de QI_{moy} associées à cet EQM_{global} sont représentées par des lignes en pointillés sur la Figure 5.9. Nous pouvons constater qu'elles ont des valeurs quasiment identiques, mais un peu plus faible pour le triplet conventionnel : 17 dB au lieu de 17.3 dB pour les systèmes co-conçus.

Le fait d'obtenir des résultats proches pour les trois triplets avec la déconvolution adaptée peut s'interpréter de la manière suivante. Ces systèmes possèdent globalement une même « quantité d'aberration » dans le champ, mais elle est simplement répartie de manière différente : faible au centre du champ mais importante sur les bords pour le triplet conventionnel, et répartie de manière plus homogène pour les triplets co-conçus. Il découle de cette différence de répartition que le « chemin » pour atteindre la performance limite en augmentant le nombre de zones (donc en réduisant leur taille) dépend fortement du système. Contrairement à ce qui était attendu initialement, ce sont les systèmes co-conçus, et en particulier le système co-optimisé sur l'EQM, qui bénéficient le plus de la déconvolution par zones, et surtout le plus « rapidement », c'est-à-dire pour un faible

nombre de zones. Cette interprétation va être corroborée par l'analyse des variations locales de spot-diagram et de FTM internes à chaque zone, (c'est-à-dire, par les performances locales), qui fait l'objet de la section suivante.

5.2.3 Performances locales

Les analyses des sections précédentes ont permis d'étudier les performances par zones et les performances moyennées dans le champ des trois triplets de Cooke. Ce paragraphe s'intéresse aux performances locales, c'est-à-dire aux performances spécifiques à chaque position dans le champ et non moyennées dans chaque zone, dépendant donc uniquement de la FTO locale et du filtre utilisé pour la déconvolution. L'EQM local associé se calcule de la manière suivante, à la position ψ :

$$EQM = \int \left(\left| \tilde{h}_{\psi}^{\varphi}(v) \tilde{w}(v) - 1 \right|^2 S_{oo}(v) dv + |\tilde{w}(v)|^2 S_{bb}(v) \right) dv , \quad (5.9)$$

où $\tilde{w}(v)$ désigne la réponse en fréquence du filtre utilisé. Elle est égale à 1 pour toutes les fréquences dans un cas sans déconvolution, égale à un filtre de Wiener moyen $\tilde{w}_{\Psi}^{\varphi}(v)$ (équation (2.2)) dans le cas de la déconvolution par zones, et à un filtre de Wiener standard $\tilde{w}_{\psi}^{\varphi}(v)$ (équation (1.9)) dans le cas limite de « déconvolution adaptée » où un filtre de déconvolution parfaitement adapté aux spécificités locales serait utilisé. L'équation (5.9) correspond à l'écriture dans le domaine spectral de l'EQM défini dans le domaine spatial au Chapitre 1 (équation (1.8) page 23).

Les résultats d'EQM moyens présentés précédemment par zone (section 5.2.1) ont été tracés en deux dimensions car les zones carrées considérées, non radiales, empêchent un traitement en une dimension dont les observations seraient généralisables en 2D. Pour autant, afin de conclure plus aisément sur le gain local apporté par la déconvolution par zones (ou la déconvolution en général), l'EQM local sera seulement représenté en 1D sur la demi-diagonale du capteur. Il est donné Figure 5.10 pour les trois systèmes étudiés. La courbe rouge représente l'EQM local pour le système sans déconvolution, la courbe mauve représente l'EQM local pour une déconvolution avec un filtre unique et la courbe bleue représente le cas de la déconvolution adaptée. Les courbes d'EQM local correspondant aux différents découpages par zones sont situées entre la courbe obtenue dans le cas de déconvolution par un filtre unique et celle obtenue dans le cas de la déconvolution adaptée. Nous pouvons constater que, lorsque le système est co-conçu, l'ensemble de ces courbes « par zone » se rapproche du cas idéal de la déconvolution adaptée, comme ce qui était montré par l'observation des performances moyennes globales, Figure 5.9. Il est donc possible de tirer de la Figure 5.10 des conclusions similaires à celles obtenues lors de l'étude la qualité image moyenne (Figure 5.9) : l'amélioration de l'EQM (donc sa diminution) avec l'augmentation du nombre de zones de déconvolution est beaucoup plus lente pour le système conventionnel (Figure 5.10(a)) que pour les systèmes co-conçus (Figure 5.10(b-c)).

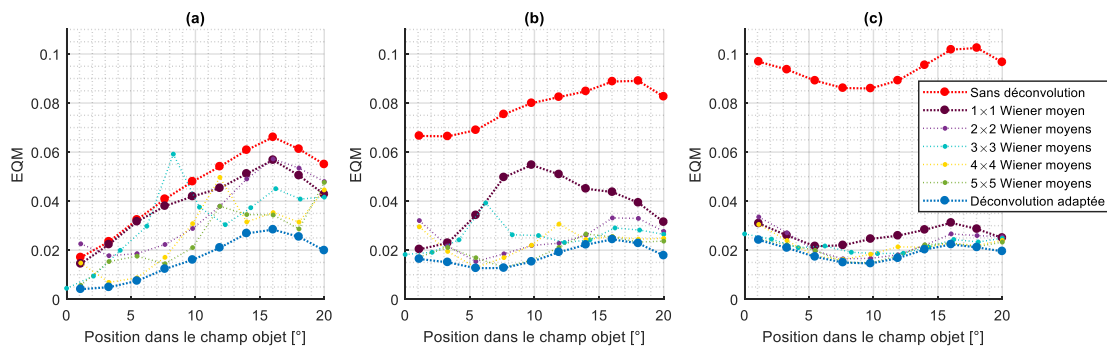


Figure 5.10 EQM local en fonction de l'angle de champ α (sur la diagonale du capteur) pour (a) le triplet de Cooke conventionnel (b) le triplet de Cooke optimisé par égalisation des FTM et (c) le triplet de Cooke optimisé sur l'EQM. La légende est la même pour les trois graphes.

Il est également possible de remarquer une caractéristique commune aux trois triplets : la courbe (bleue) de déconvolution adaptée a globalement le même comportement que la courbe d'EQM obtenue sans déconvolution (courbe rouge), ce qui signifie que les inhomogénéités présentes dans le champ avant déconvolution sont conservées après déconvolution. Même si la déconvolution a tendance à amoindrir les écarts les plus importants, cette corrélation entre les courbes montre clairement que le traitement numérique vient essentiellement améliorer la solution optique trouvée, et non annuler complètement les écarts de performances entre les différents points du champ. Ainsi, si une caractéristique spécifique est souhaitée pour le système d'imagerie hybride optique/traitement (par exemple, une homogénéisation des performances dans le champ, ou au contraire, une excellente performance au centre spécifiquement), il vaut mieux que le système optique seul soit déjà porteur de cette caractéristique, et donc optimisé en ce sens.

Pour conclure, cette section a permis d'étudier, grâce à un modèle théorique de déconvolution par zones simple, les performances de trois triplets de Cooke optimisés ou co-optimisés de manières différentes, lorsque le traitement est adapté a posteriori en utilisant une déconvolution par zones. Contrairement à ce que nous aurions pu penser au premier abord, la déconvolution par zones profite ici plus aux systèmes co-conçus dont les FTM sont proches les uns des autres – à moins de tendre vers une déconvolution totalement adaptée localement (ou d'utiliser un très grand nombre de zones pour la déconvolution). Cela est essentiellement dû à la diminution de la composante EQM_D de disparité entre les FTM avec l'augmentation du nombre de zones, qui est plus rapidement obtenue dans le cas des systèmes co-conçus.

5.3 Mise en œuvre pratique de la déconvolution par zones (simulations d'images)

Les conclusions présentées sur la déconvolution par zones ont été obtenues à partir d'expressions théoriques de l'EQM. Pour vérifier ces résultats, il faut simuler des images reproduisant le plus précisément possible des conditions d'expérimentation réelles sur des systèmes d'imagerie hybrides. Cette section présente donc une méthode possible de mise en œuvre pratique de la déconvolution par zones (section 5.3.1) et les résultats qui en découlent (section 5.3.2). Cette étude pratique sera finalisée par la comparaison des

résultats obtenus avec la déconvolution par zones à ceux obtenus avec un algorithme de restauration prenant en compte la variation spatiale continue de la PSF (section 5.4).

5.3.1 Méthode de déconvolution par zones

L'objectif est ici de simuler des images obtenues par des systèmes d'imagerie puis de les déconvoluer par zones, exactement comme dans la présentation théorique précédente. Cependant, il est courant que la déconvolution engendre des effets de bords, qui n'étaient absolument pas pris en compte dans les calculs précédents. De même, les variations de l'illumination relative ou des aberrations telles que la distorsion n'étaient pas prise en compte dans l'expression de l'EQM. Nous allons voir qu'il est possible de limiter de tels effets pour calculer l'EQM des images simulées.

5.3.1.1 Déconvolution par zones appliquée à des images simulées

Pour déconvoluer par zones en pratique, j'ai choisi d'implémenter la méthode décrite Figure 5.11 dans le cas d'un découpage par 3×3 zones carrées. Elle se compose des étapes suivantes.

- Etape 1 : l'image est découpée en N_z zones à l'intérieur desquelles un filtre spécifique, propre à chacune d'entre-elles, sera utilisé. Dans l'exemple, il y a donc $N_z = 9$ filtres de déconvolution différents ;
- Etape 2 : N_z « zones élargies » légèrement plus grandes que chaque zone (au moins la taille de la zone à laquelle est ajoutée deux fois la taille de la PSF – de quelques pixels –, sauf sur les bords de l'image où la zone n'est pas élargie) sont sélectionnées et séparées les unes des autres. Dans l'exemple, la zone élargie autour de la zone 5 est représentée en pointillés. Chaque zone élargie est déconvoluée avec le filtre de déconvolution choisi pour la zone.
- Etape 3 : Une pondération est associée à chaque zone élargie. Initialement la pondération est de 1 sur le centre de la zone élargie, et de 0 sur ces bords. Cette matrice de pondération unitaire est ensuite convoluée à un noyau gaussien (apodisation de la pondération). L'exemple montre la pondération associée à la zone 5 ainsi obtenue.
- Etape 4 : l'image totale est reconstruite en pondérant chaque zone élargie déconvoluée par la pondération créée à l'étape précédente. Celle-ci varie graduellement de l'intérieur à l'extérieur de chaque « zone de garde » entourant chaque zone (comme décrite par des hachures pour la zone n°5 représentée à l'étape 4 sur la Figure 5.11). Un « mélange » des bords des différentes zones déconvoluées indépendamment est donc réalisé afin d'éviter d'avoir des transitions trop brutales dans l'image globale. Cela revient à interpoler les bords de chaque zone de façon à éviter que les bords « inter-zones » soient visibles. Dans l'exemple, la reconstruction de la partie hachurée la zone 5 dépend de la reconstruction de l'ensemble des zones adjacentes.

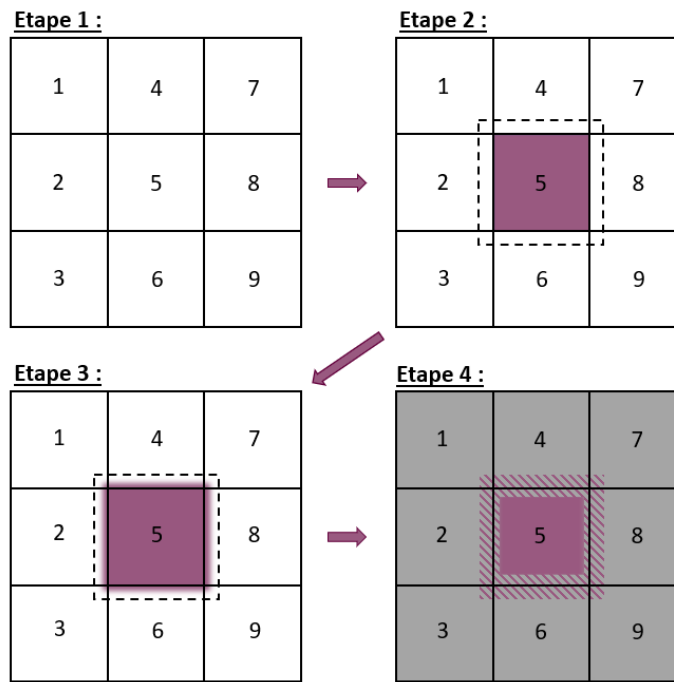


Figure 5.11 Principe de la déconvolution par zones illustrée dans le cas d'un découpage par 3×3 zones carrées.

Cette méthode permet de s'approcher le plus possible d'une déconvolution par zones au sens strict – c'est-à-dire du modèle théorique de déconvolution par zones présenté section 5.2 –, tout en évitant le plus possible les problèmes de bord dus à la déconvolution qui pourraient avoir lieu.

5.3.1.2 Calcul de la qualité d'une image simulée

L'algorithme présenté peut-être appliqué directement aux images simulées à l'issue du système d'imagerie. Comme dans le Chapitre 4, c'est le logiciel CodeV[®] qui permet de simuler avec précision des images provenant de l'optique sur un capteur de pixel $5 \mu\text{m}$, et qui prennent en compte toutes les aberrations, y compris la distorsion. La distorsion est une aberration optique souvent présente dans les systèmes optiques réels. Lorsqu'elle est de faible ampleur, elle est rarement corrigée car elle affecte peu la qualité visuelle d'une image. Lorsqu'elle est un peu plus présente, elle est souvent corrigée par traitement numérique, ce qui permet de retrouver une situation où les résidus de distorsion affectent peu la qualité visuelle.

Cependant, dès lors qu'une étude quantitative de la qualité d'une image est souhaitée, il est nécessaire de vérifier le comportement de celle-ci pixel à pixel, ce qui est fortement gêné par la distorsion, même faible. En effet, lorsqu'un bord franc est présent dans la scène, la distorsion peut avoir pour effet d'augmenter drastiquement l'EQM entre l'image idéale et l'image formée par le système optique, sans que cela soit caractéristique de la qualité de reconstruction du bord franc.

L'étude des systèmes d'imagerie co-conçus se fait en deux étapes : simulation de l'image en sortie du système optique (via CodeV[®]), puis traitement de l'image (déconvolution par zones). L'objectif est de caractériser la qualité de reconstruction de l'image,

indépendamment de la distorsion de celle-ci. Pour calculer l'EQM de manière directe dans l'espace image, il est donc nécessaire de corriger très précisément la distorsion des images simulées sous CodeV[®]. Le logiciel fournissant des données de distorsion, il est possible d'appliquer à une image idéale une distorsion similaire à celle induite par le système optique, afin de comparer les images et de calculer un EQM. Pour autant, cela ne suffit pas à obtenir une totale adéquation entre les pixels de l'image générée par CodeV[®] et une image idéale distordue avec cette méthode : dans certains cas, il peut rester des résidus de distorsion. Sur des sous-parties plus petites de l'image, il est alors possible de corriger les résidus de distorsion en modifiant localement le grandissement de cette sous-partie de l'image (translation et dilatation) afin de minimiser l'EQM. Cela permet l'obtention d'une qualité image (QI_{moy}) de cette sous-partie d'image plus représentative du véritable EQM local.

5.3.2 Résultats d'images déconvoluées par zones

Pour la simulation d'image, la même image de cathédrale que dans le Chapitre 4 est utilisée et bruitée avec un bruit gaussien tel que le RSB soit de 34 dB. Les images obtenues pour les trois triplets de Cooke sont ensuite déconvoluées par zones, pour un nombre de zones allant de $N_z = 1$ (filtre de Wiener moyen unique pour l'ensemble du champ) à $N_z = 16$. La qualité image moyenne associée est donnée Figure 5.12. Les résultats obtenus doivent être interprétés avec précaution, car il peut exister divers résidus (distorsion, illumination relative, effets de bords de déconvolution) qui gênent le bon calcul de l'EQM. De plus, celui-ci est calculé sur une image donnée, dont la DSP objet n'est pas proportionnelle à $\nu^{-2.5}$, alors que c'est ce modèle de DSP objet qui est utilisé dans la construction des filtres de Wiener (voir Chapitre 1, page 18). Qui plus est, les filtres de Wiener moyens utilisés sont calculés à partir de seulement cinq positions dans le champ distinctes : les quatre coins de la zone et son centre. Toutes ces raisons éloignent les simulations d'images des calculs théoriques et observations réalisées dans la section 5.1.

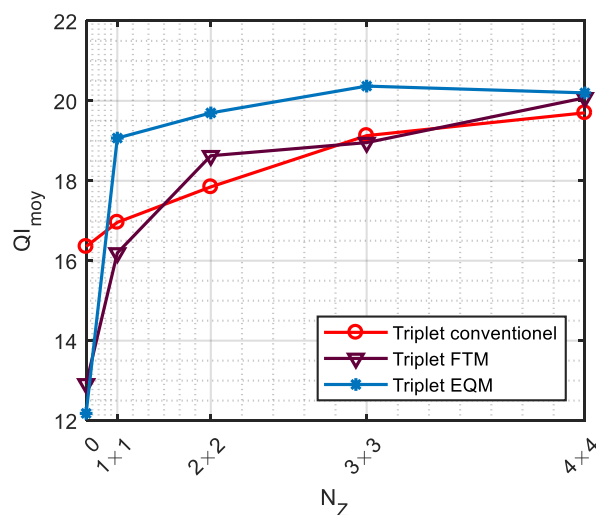


Figure 5.12 Evolution de la qualité image moyenne calculée sur des images simulées en fonction du nombre de zones de déconvolution pour les trois triplets étudiés. « $N_z = 0$ » signifie que l'image n'est pas déconvoluée.

Cependant, il se dégage de la Figure 5.12 une tendance très similaire à celle obtenue théoriquement, Figure 5.9. Le triplet de Cooke conventionnel permet d'obtenir de bonnes performances moyennes sans déconvolution ($QI_{moy} = 16.4$ dB), et celles-ci augmentent progressivement avec la déconvolution et l'augmentation du nombre de zones. Le triplet de Cooke optimisé par égalisation des FTM offre, sans déconvolution, une performance moyenne bien plus basse que dans le cas conventionnel, avec $QI_{moy} = 12.9$ dB. Cette qualité augmente ensuite assez rapidement avec la déconvolution par zones. Il en est de même pour le triplet de Cooke optimisé sur l'EQM, dont la performance moyenne, très faible au départ ($QI_{moy} = 12.2$ dB), est drastiquement augmentée par l'utilisation d'un unique filtre de Wiener moyen (+6.9 dB). La déconvolution par zones n'augmente alors que très peu les performances moyennes de ce triplet.

La Figure 5.13 permet de vérifier visuellement le gain apporté par la déconvolution par zones sur une portion d'image, pour les trois systèmes. La portion observée appartient à un champ moyen (entre $\alpha = 10^\circ$ et 14° environ), proche du bord de l'image (voir Figure 4.4 page 89), et la qualité image moyenne associée est donnée en bas de chaque image.

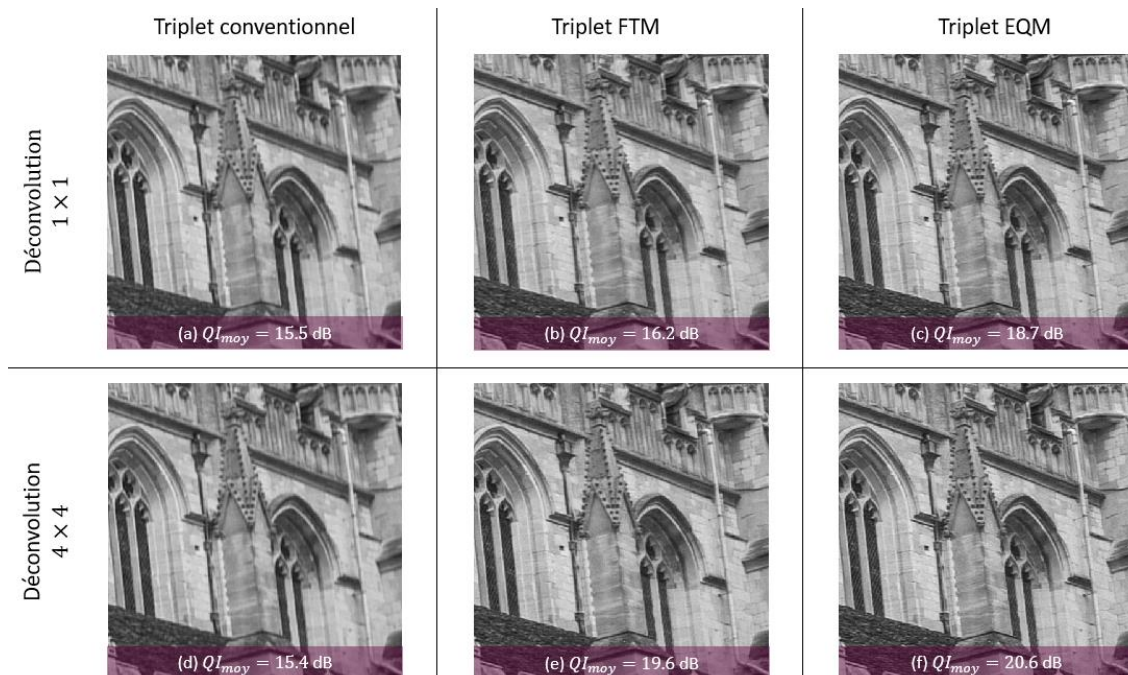


Figure 5.13 Sous partie de l'image de cathédrale correspondant à une position intermédiaire dans le champ. (a-d) Triplet de Cooke optimisé de manière conventionnelle (b-e) Triplet de Cooke optimisé par égalisation des FTM (c-f) Triplet de Cooke optimisé sur l'EQM. (a-b-c) lorsque l'image entière est déconvoluée avec un filtre de Wiener moyen (d-e-f) lorsque l'image entière est déconvoluée avec 16 filtres de Wiener moyens. La qualité image moyenne associée à chaque imagerie est donnée en bas de chaque imagerie.

Comme pour l'image entière, c'est le triplet de Cooke optimisé sur l'EQM qui donne les meilleures images, que ce soit après déconvolution avec un unique filtre de Wiener moyen (Figure 5.13(c)), ou après déconvolution par $N_z = 16$ zones (Figure 5.13(f)). Cette bonne qualité image se voit particulièrement bien sur les ornements du pinacle (Figure 5.14) ou le grillage du second vitrail (Figure 5.15). Le triplet optimisé par égalisation des FTM présente localement de meilleures performances que le triplet conventionnel, car pour ce

dernier, la qualité image moyenne est inférieure à 16 dB quel que soit le nombre de zones de déconvolution (Figure 5.13(a-d)). Le grillage du second vitrail n'est d'ailleurs pas bien reconstruit dans le cas conventionnel. Pour le triplet optimisé par égalisation des FTM, la déconvolution par 4×4 zones apporte un gain significatif à la qualité visuelle, par rapport à la déconvolution par le filtre unique avec lequel il a été co-optimisé.

Ainsi, pour conclure, les simulations réalistes d'images ont permis de confirmer les résultats théoriques établis dans la première section, en ce qui concerne la déconvolution par zones. Découper le champ en portion de tailles égales pour adapter localement le traitement est donc une bonne méthode pour améliorer la qualité visuelle des images, sans pour autant que l'algorithme de reconstruction ne soit plus long à exécuter¹⁰. Le gain apporté par la déconvolution avec un faible nombre de zones est d'autant plus important pour les systèmes co-conçus, pour lesquels une déconvolution est de toute façon nécessaire.

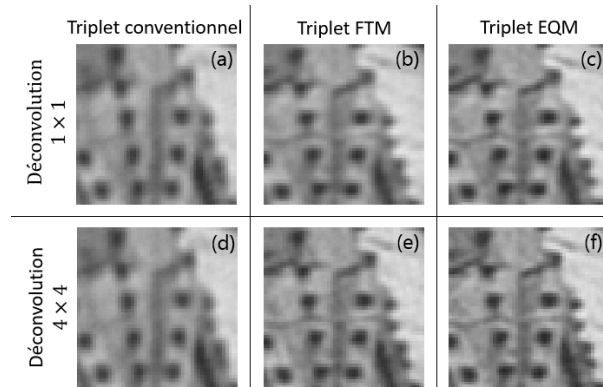


Figure 5.14 Détail correspondant à l'ornement du pinacle de l'image de cathédrale. (a-d) Triplet de Cooke optimisé de manière conventionnelle (b-e) Triplet de Cooke optimisé par égalisation des FTM (c-f) Triplet de Cooke optimisé sur l'EQM. (a-b-c) lorsque l'image entière est déconvoluée avec un filtre de Wiener moyen (d-e-f) lorsque l'image entière est déconvoluée avec 16 filtres de Wiener moyens. La qualité image moyenne associée à chaque imagerie est donnée en bas de chaque imagerie.

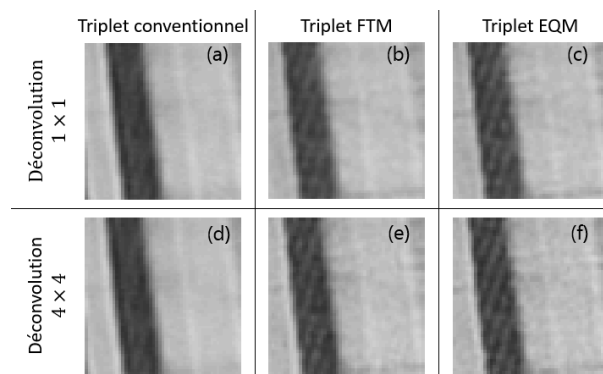


Figure 5.15 Détail correspondant au grillage du second vitrail de l'image de cathédrale. (a-d) Triplet de Cooke optimisé de manière conventionnelle (b-e) Triplet de Cooke optimisé par égalisation des FTM (c-f) Triplet de Cooke optimisé sur l'EQM. (a-b-c) lorsque l'image entière est déconvoluée avec un filtre de Wiener moyen (d-e-f) lorsque l'image entière est déconvoluée avec 16 filtres de Wiener moyens. La qualité image moyenne associée à chaque imagerie est donnée en bas de chaque imagerie.

¹⁰ Pour une image de taille N pixels, le temps de déconvolution est en $\mathcal{O}(N \log N)$, et le temps d'une déconvolution par zones est en $\mathcal{O}\left(N_z \times \frac{N}{N_z} \log \frac{N}{N_z}\right) \sim \mathcal{O}(N \log N)$.

5.4 Au bout de la déconvolution par zones : la « déconvolution adaptée »

Dans la section précédente, j'ai introduit la possibilité théorique d'une « déconvolution adaptée », c'est-à-dire une déconvolution qui serait localement adaptée à chaque PSF, bien que celle-ci varie dans le champ. Cette problématique, qui peut être vue comme l'aboutissement de la déconvolution par zones, a été largement étudiée dans la littérature (Lohmann, et al., 1965) (Nagy, et al., 1998) (Hirsch, et al., 2010) (Denis, et al., 2015) (Sroubek, et al., 2016) (Zhang, et al., 2018), et il m'a semblé important de vérifier les performances d'une telle méthode sur les systèmes co-conçus.

5.4.1 Mise en œuvre pratique : modèle direct

Le code utilisé, écrit par Rahul Mourya et Loïc Denis (Mourya, 2016) (Denis, et al., 2015), permet de simuler le flou variant spatialement sur une image. Il permet également, grâce au modèle direct établi pour la simulation, de reconstruire une image en prenant en compte le caractère spatialement variant de la PSF dans le champ.

L'algorithme utilisé dans ce manuscrit a fait l'objet d'une publication (Denis, et al., 2015) dans laquelle son fonctionnement et ses performances sont décrits en détail. L'opérateur de flou variant spatialement est calculé à partir d'un tableau représentant un nombre fini de PSF décrivant le système optique. Cet opérateur consiste en la pondération (bien choisie) de l'image autour des positions correspondant à chaque PSF, puis à la convolution par chaque PSF des différentes portions d'images pondérées. Je l'ai adapté de façon qu'il puisse utiliser les PSF générées par le logiciel CodeV[®] (en tenant compte de la taille du pixel capteur), afin de dégrader l'image en considérant une même variation spatiale du flou que sur les images simulées précédemment dans la section 5.3.2. Pour cette étude, c'est l'image de Barbara (Figure 5.16)-présentant de nombreuses zones avec des éléments périodiques- qui sera utilisée.

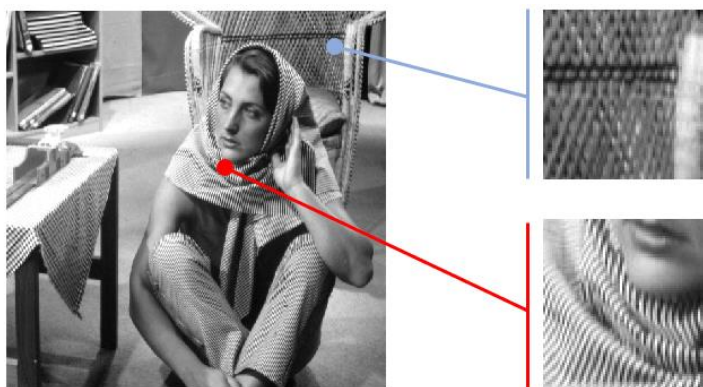


Figure 5.16 Image de Barbara utilisée pour tester la déconvolution avec une PSF variant spatialement et imagerie d'intérêt proches du centre du champ et du champ extrême.

Cette image est, dans un premier temps, dégradée avec un flou variant spatialement appliqué à partir de 11×11 PSF connues (car extraites de CodeV[®]). Une fois dégradée par le système optique simulé, elle est bruitée selon un modèle combinant un bruit de Poisson et un bruit additif gaussien (modèle physique décrit au Chapitre 1), conduisant à un RSB

proche de 36.5 dB (le RSB dépendant légèrement du système optique considéré en raison de la présence de bruit de Poisson).

La première ligne de la Figure 5.17 correspond aux images obtenues avec les trois triplets de Cooke étudiés. Comme pour les simulations précédentes réalisées sous CodeV® (Chapitre 4), le triplet de Cooke conventionnel (Figure 5.17(a)) permet d’obtenir en l’absence de déconvolution une image de bien meilleure qualité visuelle que le triplet obtenu par égalisation des FTM (Figure 5.17(b)) et le triplet optimisé sur l’EQM (Figure 5.17(c)). La métrique de qualité image moyenne QI_{moy} , Tableau 5.2, reflète cette hiérarchie. Ces résultats vont dans le même sens que ceux obtenus dans les sections et chapitre précédents (Tableau 4.4 et Tableau 4.5).

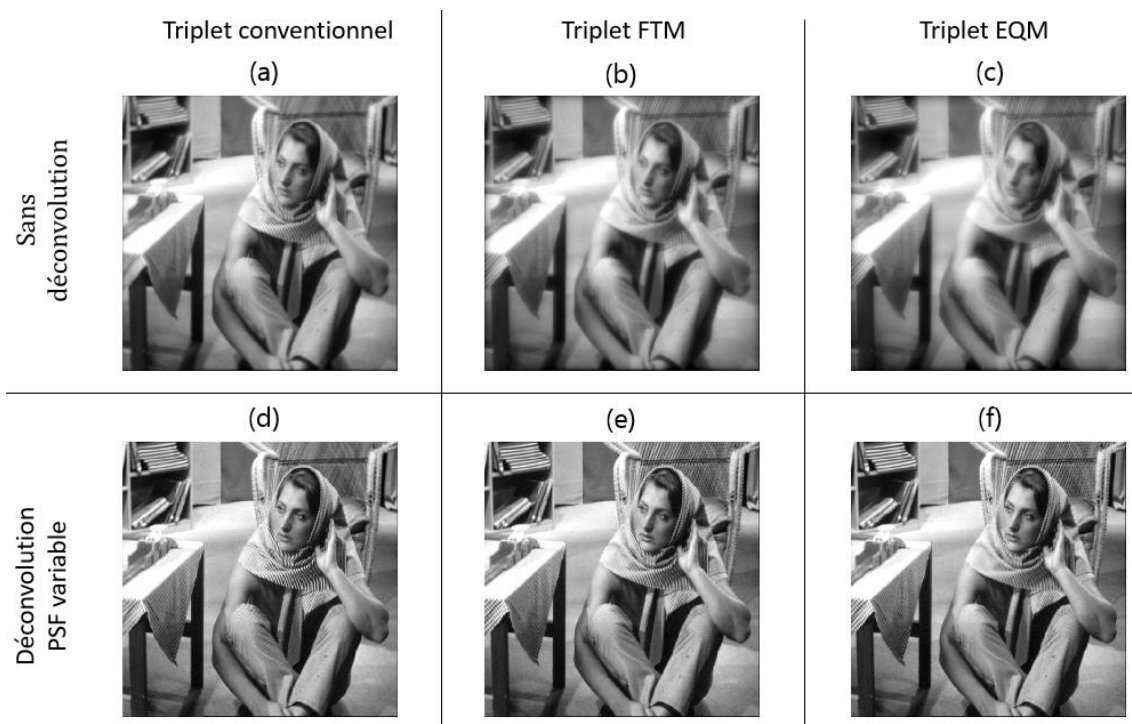


Figure 5.17 Simulation de l’image de Barbara obtenue sur le capteur pour (a) le triplet de Cooke conventionnel, (b) le triplet de Cooke optimisé par égalisation des FTM et, (c) le triplet de Cooke optimisé sur l’EQM. (d-e-f) Images reconstruites avec l’algorithme prenant en compte la variation des PSF dans le champ pour ces trois systèmes.

	Triplet conventionnel	Triplet FTM	Triplet EQM
Sans déconvolution	11.3 dB	9.5 dB	9.2 dB
Déconvolution 1 × 1	12.3 dB	12 dB	14.4 dB
Déconvolution PSF variable	15 dB	16 dB	16.1 dB

Tableau 5.2 QI_{moy} pour les trois triplets de Cooke étudiés lorsque l’image de Barbara n’est pas traitée (« sans déconvolution »), lorsqu’un filtre de déconvolution unique est utilisé (« Déconvolution 1 × 1 ») et lorsque la reconstruction prenant en compte la variation de la PSF dans le champ est utilisée (« Déconvolution PSF variable »).

Les images obtenues peuvent être déconvoluée avec un unique filtre de Wiener moyen générique (DSP objet $\propto \nu^{-2.5}$ et RSB de 34 dB), comme dans le Chapitre 4, et dans le présent chapitre lorsqu'une déconvolution par 1×1 zone a été considérée. Les résultats sont alors les mêmes que précédemment : Tableau 5.2, le triplet conventionnel et le triplet optimisé par égalisation des FTM donnent des résultats de QI_{moy} proches et bien inférieurs à la performance obtenue avec le triplet optimisé sur l'EQM (14.4 dB).

5.4.2 Reconstruction avec une PSF variant spatialement

L'objectif est maintenant de comparer ces résultats à une reconstruction prenant en compte une variation continue de la PSF telle qu'implémentée dans (Denis, et al., 2015). L'utilisation de cet algorithme a pour but de simuler une « déconvolution adaptée » comme décrite section 5.2.2 (comportement asymptotique des courbes de la Figure 5.9 page 125) et section 5.2.3 (courbe bleue plus ou moins proche – suivant le système optique – de la courbe mauve de déconvolution par un filtre unique, Figure 5.10).

L'algorithme utilisé pour la reconstruction prend en compte la connaissance du modèle direct d'imagerie (via un terme d'attache aux données) et un terme de régularisation. J'ai utilisé une régularisation quadratique (et non une régularisation variation totale comme dans l'article (Denis, et al., 2015)), afin d'effectivement minimiser l'EQM moyen global. L'estimée de l'image est alors :

$$\hat{x} = \arg \min_x (\| Hx - y \|^2 + \mu \| Lx \|^2) \quad (5.10)$$

où $\| \cdot \|^2$ désigne la norme 2, y l'image observée (sous forme matricielle), x l'image d'intérêt, H l'opérateur d'observation, L l'opérateur Laplacien et μ le paramètre de régularisation. La valeur de μ a été fixée dans (Denis, et al., 2015) pour qu'elle corresponde au niveau de bruit appliqué dans le modèle direct. Ce problème d'optimisation convexe est résolu grâce à une méthode de quasi-Newton itérative (Nocedal, 1980) nécessitant donc le temps de calcul d'au moins une centaine de fois l'application du modèle direct. L'image est estimée avec l'a priori de seulement 5×5 PSF connues pour éviter d'être trop proche du modèle utilisé pour la simulation, avec 11×11 PSF.

L'application de cet algorithme aux images de la première ligne de la Figure 5.17 permet d'obtenir, Figure 5.17 (seconde ligne), des rendus visuels très proches pour les trois triplets. Quantitativement (Tableau 5.2), les valeurs de QI_{moy} pour les systèmes co-conçus sont effectivement très proches, mais la valeur obtenue pour le système conventionnel est légèrement inférieure (-1 dB). Il s'agit d'un résultat similaire à la prédiction théorique réalisée section 5.2, Figure 5.9. Le fait que la valeur de QI_{moy} soit légèrement plus faible qu'attendu pour le système conventionnel peut s'expliquer par le fait que 5×5 PSF ne sont peut-être pas suffisantes pour décrire les fortes variations spatiales de la PSF de ce système.

Les performances obtenues pour cette méthode correspondent aux performances maximales qu'il est possible d'obtenir avec une régularisation quadratique, car il s'agit de la méthode la plus proche possible de ce que nous avons appelé « déconvolution adaptée » dans la section 5.2.2. A la deuxième ligne du Tableau 5.2, nous pouvons les comparer

aux performances obtenues après déconvolution par un simple filtre de Wiener moyen (calculé sur l'ensemble du champ avec un modèle de DSP objet générique $\propto \nu^{-2.5}$ et un RSB de 34 dB). Pour le système co-conçu sur l'EQM, les deux méthodes donnent des résultats relativement proches. Cela corrobore les résultats obtenus Figure 5.9, où nous avons pu voir que, pour ce système, l'asymptote de performance était presque déjà atteinte avec un unique filtre de déconvolution. De même, Figure 5.10 page 128, les courbes d'EQM local en fonction de l'angle de champ α obtenues pour la déconvolution adaptée et pour la déconvolution par 1×1 filtre moyen sont très proches l'une de l'autre pour ce triplet.

Intéressons-nous maintenant aux performances locales. La Figure 5.18 représente une sous-partie de l'image correspondant au centre du champ pour les trois triplets et différents traitements numériques. Pour le triplet optimisé sur l'EQM, l'image obtenue avec une simple déconvolution générique (Figure 5.18(f)) se rapproche visuellement de celle obtenue avec la méthode prenant en compte la variation spatiale des PSF (Figure 5.18(i)). Elle est très efficace pour le système conventionnel en centre champ (Figure 5.18(g)) par rapport à une simple déconvolution unique (Figure 5.18(d)). Cela concorde avec les observations réalisées pour la déconvolution par zones : cette méthode est peu utile pour le système optimisé sur l'EQM, mais améliore grandement le système conventionnel dont les PSF varient fortement dans le champ.

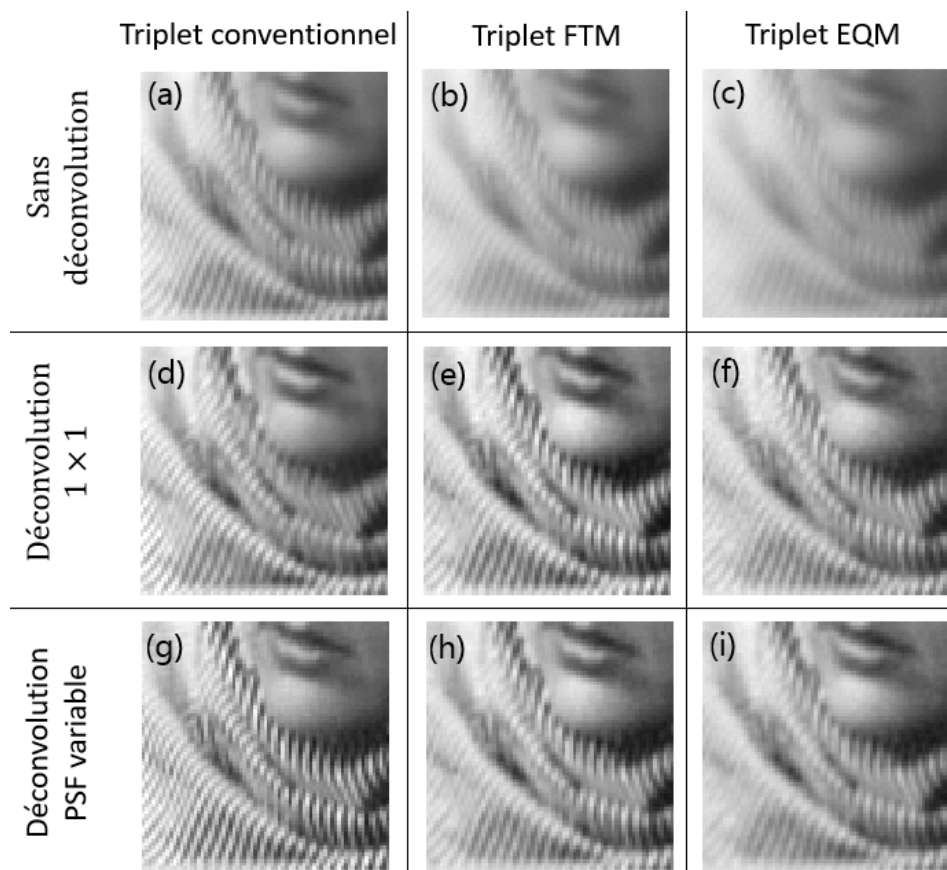


Figure 5.18 Imagerie proche de l'axe optique appartenant à l'image de Barbara pour les trois triplets de Cooke étudiés. (a-b-c) Sans déconvolution (d-e-f) Déconvolution par un unique filtre de Wiener moyen générique (g-h-i) Reconstruction à l'aide de l'algorithme prenant en compte la variation spatiale de la PSF.

La Figure 5.19 représente une sous-partie de l'image de Barbara correspondant au champ extrême pour les trois triplets et différents traitements numériques. Contrairement à ce qui se passe au centre du champ, dans le cas conventionnel, la reconstruction prenant en compte la variation spatiale de la PSF ne parvient pas à restaurer entièrement les zones de l'image où la PSF varie le plus et est la plus large (Figure 5.19(g)). Cette méthode de reconstruction fonctionne beaucoup mieux pour le triplet de Cooke optimisé sur l'EQM, mais donne en réalité un résultat assez proche d'une simple déconvolution par un filtre unique. Ceci est particulièrement net en comparant les Figure 5.19(f) et Figure 5.19(i). Le triplet de Cooke optimisé par égalisation des FTM présente un comportement intermédiaire : la restauration prenant en compte le caractère spatialement variant de la PSF est utile par rapport à l'utilisation d'un simple filtre de déconvolution (Tableau 5.2), mais une telle amélioration pourrait aussi s'obtenir en considérant seulement quelques zones de déconvolution pour un temps de calcul réduit. Toutes ces observations montrent que, visuellement, les performances locales suivent celles présentées Figure 5.10 (page 128).

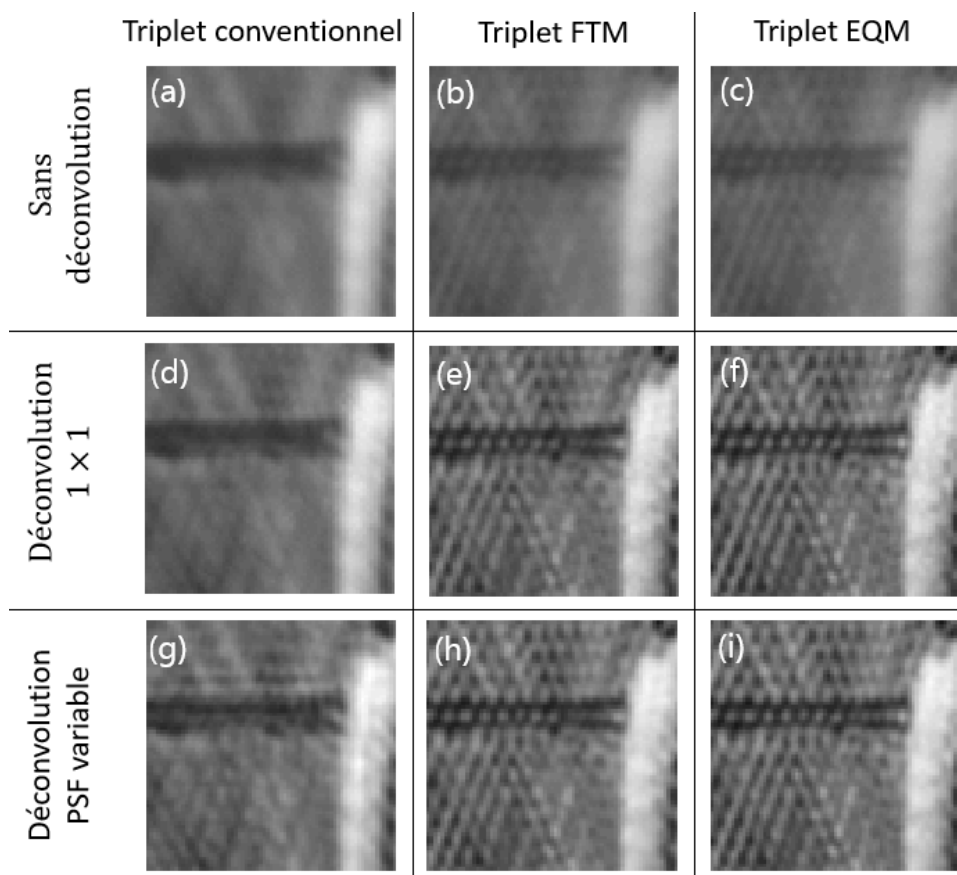


Figure 5.19 Imagerie de champ extrême appartenant à l'image de Barbara pour les trois triplets de Cooke étudiés. (a-b-c) Sans déconvolution (d-e-f) Déconvolution par un unique filtre de Wiener moyen générique (g-h-i) Reconstruction à l'aide de l'algorithme prenant en compte la variation spatiale de la PSF.

Pour conclure cette section, il est possible, dans la pratique, de prendre en compte le caractère spatialement variant de la PSF pour la reconstruction de l'image, et les résultats obtenus sont proches de ceux prévus par le modèle théorique de « déconvolution adaptée ». Ils confirment que l'apport d'une telle méthode est bien plus important pour le

système conventionnel que pour les systèmes co-conçus. En effet, ces derniers sont déjà bien améliorés grâce à un traitement plus simple tel qu'un unique filtre de déconvolution.

D'autre part, l'ensemble des simulations d'images réalisées dans les sections 5.3 et 5.4 (avec différentes méthodes et différents modèles de bruit) permet de valider l'analyse effectuée dans la section 5.2 et le modèle générique théorique sur lequel elle se fonde. Il est donc possible d'utiliser ce modèle en pratique pour évaluer d'autres systèmes d'imagerie et l'intérêt potentiel de la déconvolution par zones ou d'une reconstruction avec une PSF variant spatialement.

5.5 Conclusion

L'adaptation du traitement numérique à un système d'imagerie déjà conçu est une méthode couramment utilisée pour améliorer la qualité de l'image finale. Dans ce chapitre, je me suis intéressée à l'utilisation de la déconvolution par zones, qui permet de prendre en compte la variation spatiale de la PSF dans le champ de vue, contrairement au filtre de Wiener moyen utilisé depuis le Chapitre 2. Il s'agit d'un traitement numérique simple et rapide, dont le temps d'exécution est similaire à celui du filtre de Wiener moyen. Une analyse théorique m'a permis de montrer que la qualité de l'image déconvoluée, exprimée en termes d'EQM, peut se décomposer en deux composantes : l'une liée à la disparité des FTM à l'intérieur de chaque zone, et l'autre liée à la difficulté intrinsèque de déconvolution par le filtre de Wiener moyen associé à cette zone.

L'objectif de ce chapitre était d'améliorer la qualité des systèmes d'imagerie hybrides basés sur les trois triplets de Cooke optimisés dans le Chapitre 4. Les résultats obtenus montrent que pour tous ces triplets, la déconvolution par zones permet d'améliorer significativement les performances après traitement, mais selon des modalités qui dépendent de la manière dont le système optique a été optimisé. Dans le triplet optimisé de manière conventionnelle, la contribution de la disparité entre les FTM reste plus importante que celle de la difficulté de déconvolution intrinsèque. Cela signifie que l'inhomogénéité spatiale des FTM de ce triplet empêche la déconvolution (même par zones) de fonctionner de manière optimale. Au contraire, le triplet optimisé par égalisation des FTM gagne beaucoup d'une déconvolution par un faible nombre de zones car comme les FTM du système optique sont beaucoup plus homogènes spatialement, la composante de l'EQM liée à la disparité est réduite de manière significative dès que le champ est découpé en quelques zones.

A la différence du critère d'égalisation des FTM, l'EQM est une métrique qui prend en compte explicitement la déconvolution par un filtre de Wiener moyen. Le cas du triplet optimisé selon ce critère est intéressant car il montre que la répartition des FTM a été optimisée de manière à limiter au maximum le terme de disparité de l'EQM. De ce fait, ce système profite en réalité assez peu d'une déconvolution par un nombre important de zones, car il présente déjà des performances quasiment optimales (en termes d'EQM moyen) avec un filtre de déconvolution unique. Cela montre l'importance d'utiliser dès la

phase d'optimisation du système optique le critère de qualité le plus adapté à la propriété recherchée – qui est ici l'homogénéité spatiale de la qualité d'image après traitement. En effet, même si le critère d'égalisation des FTM est un bon critère de substitution à l'EQM, ce dernier lui reste supérieur grâce à une prise en compte explicite de la déconvolution dans l'expression de l'EQM.

Enfin, ce chapitre a permis de mettre en évidence que même si une déconvolution parfaitement adaptée aux FTM locales (algorithme itératif plus lent d'exécution) améliore de manière significative l'image, elle n'efface pas complètement les inhomogénéités de performances dans le champ du système optique. C'est une autre raison pour bien définir les objectifs d'utilisation d'un système d'imagerie dès le processus de conception ou co-conception de sa composante optique : le traitement numérique ne peut pas tout compenser.

Conclusion générale et perspectives

Conclusion

La conception conjointe optique/traitement numérique est un domaine vaste dans lequel de multiples avancées ont été réalisées dans le passé, et seront probablement encore longtemps accomplies dans le futur. L'objectif de cette thèse était d'étudier les possibilités offertes par la conception conjointe optique/traitement numérique et les limites de ce paradigme.

L'une des multiples possibilités apportées par la co-conception - et qui pourrait même être considérée comme étant à l'origine de cette idée - est d'augmenter la PdC d'un système d'imagerie déjà fonctionnel grâce à l'ajout d'un masque de phase et d'un traitement numérique associé. Cette technique, relativement « plug-and-play », a été bien étudiée par la communauté de co-conception, mais il était nécessaire de valider expérimentalement avec précision les résultats théoriques obtenus. Durant ma thèse, j'ai pu valider expérimentalement le protocole d'optimisation des masques de phase, basé sur un modèle générique de scène. Les résultats ont en effet montré que les masques de phase binaires optimisés pour augmenter la PdC permettaient d'obtenir exactement les performances souhaitées, et qu'ils étaient robustes à une petite quantité d'aberrations optiques.

Comme les masques de phase annulaires binaires étudiés étaient optimisés en considérant un spectre monochromatique, il m'a ensuite paru intéressant de prolonger l'étude théorique et expérimentale au cas d'un éclairage à spectre large. Cela a permis de mettre en évidence qu'il était utile de prendre en compte la nature du spectre durant la phase d'optimisation pour obtenir de meilleures performances lorsque les conditions réelles d'éclairage ont été bien modélisées. Les expériences ont aussi mis en évidence une certaine robustesse des masques de phase optimisés en monochromatique lorsqu'ils sont utilisés avec un spectre large. Le moyennage spectral, en limitant la disparité entre les FTM à travers la PdC, permet d'atténuer les artéfacts de déconvolution. L'ensemble des travaux réalisés a donc permis de prouver que le protocole d'optimisation présenté peut être utilisé avec confiance pour concevoir des systèmes hybrides à PdC augmentée pour des applications réelles.

L'optimisation d'un masque de phase pour l'augmentation de la PdC est un problème de co-conception mettant en jeu peu de paramètres variables et peu de contraintes, bien

moins que dans des systèmes optiques conventionnels actuels. J'ai donc ensuite généralisé l'approche de co-conception à des systèmes optiques plus complexes en utilisant le logiciel de conception optique professionnel CodeV[®]. Trois méthodes d'optimisation ont été implémentées, évaluées et comparées : une méthode « conventionnelle » reposant sur la minimisation de la taille des spot-diagrams, un critère d'égalisation des FTM (à travers le champ ou la PdC) prenant en compte de manière implicite l'utilisation d'un unique filtre de Wiener moyen pour la déconvolution, et un critère d'EQM moyen - que j'ai pu implémenter sous CodeV[®]. Ce dernier critère correspond à une véritable démarche de co-conception entre l'optique et le traitement numérique car il prend en compte de manière explicite l'ensemble du système hybride. Je montre que c'est lui qui permet d'obtenir le système avec les meilleures performances moyennes après déconvolution par un filtre unique, grâce à une prise en compte directe du bruit.

L'objectif de ces optimisations ou co-optimisations était d'obtenir des systèmes d'imagerie ayant des performances bonnes et homogènes à travers le champ. Or, le système optimisé de manière conventionnel présentait toujours de fortes variations spatiales de performance, et les deux autres systèmes en présentaient aussi de manière résiduelle. J'ai donc implémenté et étudié une méthode de déconvolution par zones afin de mieux adapter, a posteriori, le traitement numérique aux variations spatiales de la PSF. L'objectif d'amélioration des performances a été atteint – car la déconvolution par zones améliore les performances de déconvolution quand le nombre de zones augmente, mais il a cependant été mis en évidence que ce sont les systèmes co-optimisés qui bénéficient le plus d'une déconvolution avec un faible nombre de zones, car cette méthode réduit drastiquement la composante de l'EQM liée à la disparité entre les FTM. Même si un algorithme prenant en compte la variation continue de la PSF dans le champ est utilisé, il est intéressant de privilégier des systèmes optiques aux performances homogènes dans le champ, car le traitement numérique ne peut pas totalement compenser les inhomogénéités de performances provenant de l'optique.

De manière générale, les études menées dans ce manuscrit ont aussi souligné qu'il est nécessaire de bien définir les objectifs d'utilisation du système hybride dès le début de la conception ou co-conception optique et de déduire de ces objectifs le critère adéquat pour quantifier ses performances. C'est ensuite ce critère qui doit être utilisé pour l'optimisation de l'ensemble optique/traitement.

Perspectives

Les axes de recherches résultant des conclusions établies dans ce manuscrit sont nombreux. En premier lieu, le cas pratique de la co-conception pour l'augmentation de la PdC, maintenant validée dans des conditions d'imagerie standard, pourra donner des résultats intéressants pour d'autres modalités d'imagerie. Par exemple, il sera intéressant de généraliser la méthodologie que j'ai développée à la mise en œuvre de masques de phase pour des capteurs RGB ou bi-bandes. En effet, nous avons établi que les masques de phase

annulaires binaires sont bien adaptés à leur utilisation avec un spectre monochromatique ou un spectre large, mais moins à une utilisation à une longueur d'onde éloignée de celle pour laquelle ils ont été optimisés (comme ce serait le cas avec des capteur RGB ou bi-bandes). Il sera donc avantageux d'étudier également d'autres formes de masques de phase (cubique, quartique, etc.).

Suite à l'implémentation des différentes méthodes de co-conception dans le logiciel de conception optique CodeV[®], une autre perspective intéressante sera de généraliser les résultats de co-conception établis sur des triplets de Cooke à des systèmes optiques plus complexes, ou reposant sur des composants optiques différents : systèmes catadioptriques, catoptriques, à immersion, ou encore, des systèmes non centrés ou utilisant des éléments freeforms.

Les résultats obtenus ont montré l'importance de définir précisément l'objectif visé par la co-conception et d'utiliser le critère d'optimisation correspondant à cet objectif. Dans cette thèse, c'est par exemple l'homogénéité des performances (dans le champ ou la PdC) qui était visée, le traitement étant un filtre de déconvolution unique. La prochaine étape logique est d'établir une méthode de co-conception adaptée à un traitement numérique prenant explicitement en compte la variation spatiale de la PSF. Et bien d'autres perspectives peuvent être envisagées : il sera particulièrement intéressant d'appliquer cette démarche de co-conception pour rechercher d'autres propriétés que l'homogénéisation des performances dans le champ (super-résolution, intégration de la 3D) ou de l'adapter à d'autres algorithmes de reconstruction que le filtre de Wiener (régularisation TV, etc.).

Pour finir, les résultats obtenus sur les triplets de Cooke suggèrent la conjecture suivante : la principale différence entre les différentes méthodes de co-optimisation réside essentiellement dans la façon dont elles « répartissent » les aberrations à travers le champ ou la PdC. Les performances moyennes obtenues après une reconstruction idéale (prenant parfaitement en compte la variation spatiale de la PSF) dépendraient donc plus de l'architecture du système optique choisie a priori que du critère utilisé pour son optimisation. C'est une conjecture qu'il sera intéressant de valider en prenant d'autres exemples de co-conception et car elle apporterait une lumière nouvelle sur ce paradigme de conception conjointe optique/traitement.

Annexe A

Aberrations de Seidel

Soit H la distance à l'axe optique d'un objet ponctuel. Chaque rayon provenant de cet objet ponctuel traverse la pupille en un point défini par sa distance à l'axe optique, le rayon (normalisé par la taille de la pupille) ρ , et par son angle, θ . La classification de Seidel donne par les expressions des termes généraux de l'écart-normal du front d'onde dans la pupille pour un système centré (Greivenkamp, 2004), Tableau A.1.

Aberration	Aberrations de Seidel pour l'écart normal du front d'onde
Piston	\propto Constante
Tilt	$\propto H\rho \cos \theta$
Défocus	$\propto \rho^2$
Aberration sphérique	$\propto \rho^4$
Coma	$\propto H\rho^3 \cos \theta$
Astigmatisme	$\propto H^2\rho^2 \cos^2 \theta$
Courbure de champ	$\propto H^2\rho^2$
Distorsion	$\propto H^3\rho \cos \theta$

Tableau A.1 Aberrations de Seidel pour l'écart normal du front d'onde (jusqu'au 3^{ème} ordre).

Le terme d'aberration transverse, correspondant à l'impact des rayons dans le plan image, se déduit des déformations de la surface d'onde aberrante par les relations de Nijboer (Nijboer, 1943) (Born, et al., 1999).

Annexe B

Conversion entre distance de défocalisation objet et paramètre de défocalisation

Dans le Chapitre 2 et le Chapitre 3, deux expériences différentes sont réalisées pour tester les masques de phase, d'une part dans un démonstrateur conçu pour l'occasion, et d'autre part sur un objectif du commerce. Les masques de phase doivent permettre l'augmentation de la PdC de ces deux systèmes. Une certaine plage de PdC visée, exprimée à l'aide du paramètre de défocalisation ψ , correspond à une distance dans le domaine objet : selon l'équation (2.1), chaque défocalisation objet Δz_o correspond un paramètre de défocalisation $\psi(\Delta z_o)$. Effectuer cette « conversion » nécessite la connaissance de certains paramètres qui sont donnés dans cette annexe.

B.1 Démonstrateur d'étude des masques en monochromatique

Dans le Chapitre 2, le système optique utilisé permet d'imager de petits objets de quelques millimètres. Pour savoir quelle distance objet correspond à quel paramètre de défocalisation, il faut connaître z_{o0} et z_{i0} , soit respectivement la distance entre l'objet focalisé et le plan principal objet de l'objectif et la distance entre le capteur et le plan principal image. Ces distances sont données Figure B.1, en un schéma d'optique paraxiale superposé au schéma donné Figure 2.4 (page 36). Nous pouvons noter que, fortuitement, les plans principaux objet et image sont inversés et chacun est proche de la première surface optique ou de la dernière surface optique respectivement.

Avec ces valeurs, et sachant que $ON = 0.040$ dans l'équation (2.1), il est possible d'obtenir la conversion entre le paramètre de défocalisation ψ et la défocalisation objet Δz_o . Quelques exemples de valeurs sont donnés Tableau B.1.

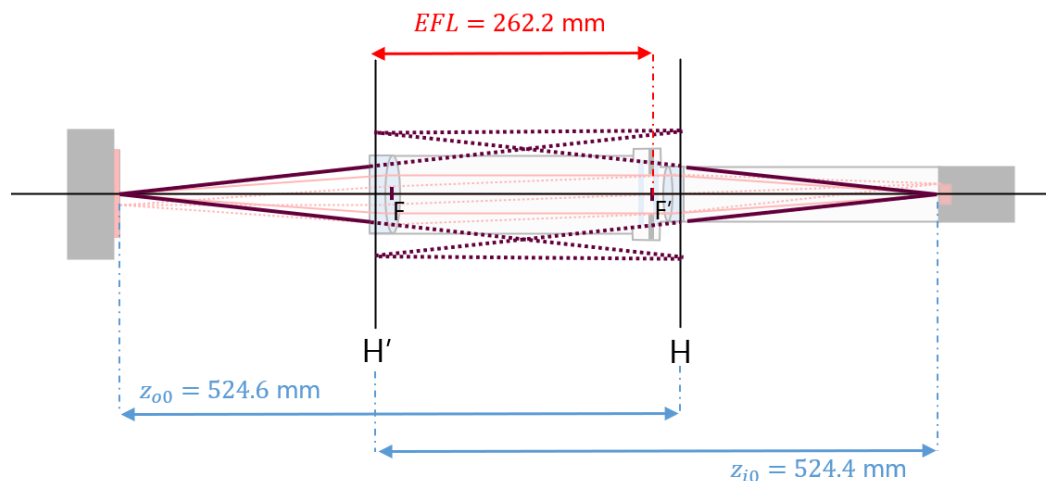


Figure B.1 Schéma du démonstrateur (constitué de deux doublets) utilisé dans le Chapitre 2. « EFL » désigne la distance focale, selon la terminologie utilisée dans le logiciel CodeV®. Toutes les distances sont données à λ_R .

Défocalisation objet Δz_o [mm]	Paramètres de défocalisation ψ
0.0	$0\lambda_R$
-0.5	$+0.64\lambda_R$
-1.0	$+1.29\lambda_R$
-1.5	$+1.94\lambda_R$

Tableau B.1 Exemples de conversion entre la défocalisation objet Δz_o et le paramètre de défocalisation ψ pour le système optique présenté Chapitre 2.

B.2 Démonstrateur d'étude des masques en panchromatique

Dans le Chapitre 3, les « Premiers plans nets » et « Derniers plans nets » du système hybride contenant les masques de phase se déduisent de l'équation (2.1). Notons ψ_{max} le paramètre de défocalisation maximal visé par l'utilisation d'un masque de phase, et Φ le diamètre du diaphragme d'ouverture, qui est aussi le diamètre de la pupille d'entrée puisqu'il est en tête de la combinaison. Notons également $z_{o0 \rightarrow STOP}$ la distance entre l'objet (bien focalisé) et la pupille d'entrée, facile à mesurer expérimentalement, et X la distance entre la pupille d'entrée et le plan principal image. Alors, d'après l'équation (2.1), il est possible d'écrire :

$$\psi(\Delta z_o) \approx \frac{1}{2} \left(\frac{\Phi/2}{z_{o0 \rightarrow STOP}} \times \frac{z_{o0}}{z_{i0}} \right)^2 \times z_{i0}^2 \times \left(\frac{1}{z_{i0}} + \frac{1}{z_{o0 \rightarrow STOP} + X + \Delta z_o} - \frac{1}{f} \right) \quad (B.1)$$

avec $\frac{1}{z_{i0}} + \frac{1}{z_{o0 \rightarrow STOP} + X} - \frac{1}{f} = 0$ et $z_{o0} = z_{o0 \rightarrow STOP} + X$.

Pour utiliser cette équation, il faut évaluer la distance X entre la pupille d'entrée et le plan principal objet, ce qui peut être fait à l'aide de la « *blackbox* » Zemax® de l'objectif Edmund Optics®. Nous obtenons $X \approx 45$ mm, ce qui permet de tracer le paramètre de défocalisation ψ en fonction de la défocalisation objet Δz_o (Figure B.2), pour un

diaphragme d'ouverture de taille $\Phi = 4.5$ mm et une distance de focalisation nominale $z_{00 \rightarrow STOP} = 50$ cm.

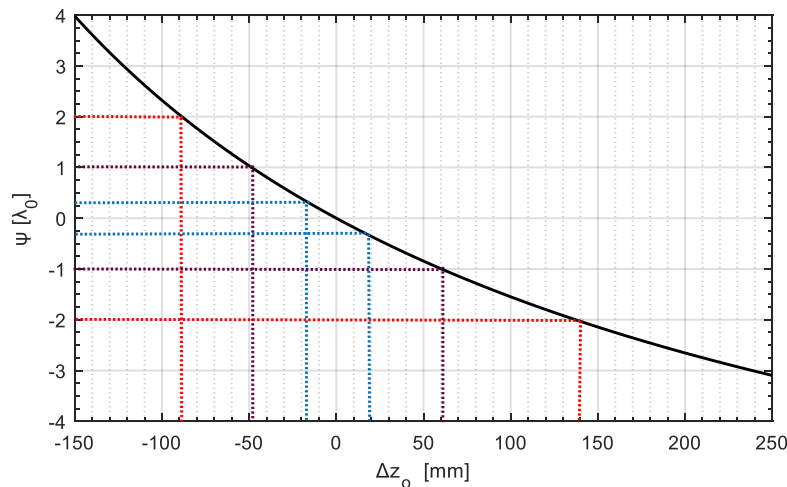


Figure B.2 Paramètre de défocalisation ψ en fonction de la défocalisation objet Δz_0 pour le système optique utilisé dans le Chapitre 3.

Il est possible d'en déduire par lecture graphique les PdC Tableau B.2, et également les distances aux premier et dernier plans nets. Celles-ci sont notées respectivement z_{ppn} (distance entre le plan net le plus proche du système optique et la pupille d'entrée) et z_{dpn} (distance entre le plan net le plus éloigné du système optique et la pupille d'entrée). Dans le cas particulier du système sans masque de phase, il a été décidé arbitrairement que le paramètre de défocalisation maximal correspondant à la PdC naturelle du système serait $\psi_{max} = 0.3\lambda_0$, qui correspond à la valeur trouvée en considérant les lois de l'optique géométrique (Burcklen, 2018) et un cercle de confusion égal à la taille de la tache d'Airy (supérieure à la taille du pixel du capteur).

Paramètre de défocalisation maximal ψ_{max}	Distance au premier plan net $ z_{ppn} $ [cm]	Distance au dernier plan net $ z_{dpn} $ [cm]	PdC totale [cm]
$0.3\lambda_0$	48.4	51.7	3.3
$1.0\lambda_0$	45.1	56.0	10.9
$2.0\lambda_0$	41.1	63.7	22.6

Tableau B.2 Exemples de conversion entre la défocalisation objet Δz_0 et le paramètre de défocalisation ψ pour le système optique présenté Chapitre 3.

Annexe C

Méthode de fabrication des masques de phase binaires

Les masques étudiés expérimentalement durant ma thèse ont été réalisés par Anne-Lise Coutrot grâce à des outils disponibles sur la plateforme commune à Thalès et au Laboratoire Charles Fabry. La technique utilisée pour graver les masques en quartz ou en silice fondue (SiO_2) est assez courante : il s'agit de photolithographie, une technique permettant de reproduire les motifs d'un masque « master » (ici, un masque au chrome) sur le substrat. Pour des masques de phase binaires, la technique est plutôt « facile » à mettre en place car elle ne nécessite pas l'alignement de diverses couches comme ce serait le cas pour des masques continus. Néanmoins, la précision demandée (3% sur une hauteur de quelques centaines de nanomètres) nécessite une excellente optimisation et une réalisation soignée dans les détails de chaque étape.

Les étapes sont les suivantes, schématisées Figure C.1:

1. Vérification de la propreté (état de surface) du substrat (fourni chez Neyco®). Nettoyage à l'isopropanol.
2. Dépôt sur le substrat de 100 nm de Nickel par évaporation à l'aide d'un canon à électrons. Le Nickel, déposé à une vitesse de $2 \text{ nm}\cdot\text{s}^{-1}$, est un métal ayant des facilités de liaison avec l'oxygène à la surface du substrat.
3. Enduction d'une résine positive "S1818G2" (Shipley®) à la tournette atmosphérique (ou *spin coater*). La résine, encore liquide et collante, est ensuite recuite à 110°C pendant 1 mn sur une plaque chauffante.
4. Rayonnement UV de 9 s à travers le masque au chrome. La partie de la résine insolée devient soluble à un liquide basique, le développeur.
5. Début du développement du masque par rinçage de la résine pendant 45s au tétraméthylammonium hydroxyde (TMAH, ou MF319 dans sa version commerciale, qui sert de base à la solution aqueuse du développeur). Le substrat traité est ensuite rincé à l'eau déionisé (rinçage ODI) pendant 1 mn 30 s, puis séché à la soufflette à l'azote.

6. Gravure par faisceau d'ions (IBE - *Ion Beam Etching*) pendant 10 mn, avec un suivi SIMS (*Secondary Ion Mass Spectroscopy*). Il s'agit d'une gravure physique (ions Argon) qui attaque aussi environ 10 nm de substrat.
7. Dissolution de la résine par acétone pendant plusieurs heures, puis nettoyage à l'isopropanol.
8. Gravure du substrat à travers le Nickel par RIE - ICP (*Reactive-Ion Etching - Inductive Coupled Plasma*). Ce type de gravure est réalisé grâce une source de plasma dont l'énergie est produite par un courant électrique produit par induction électromagnétique. Les ions du plasma attaquent la surface du substrat et réagissent avec, ce qui fait que c'est à la fois une gravure physique et chimique.
9. Dissolution chimique dans l'acide nitrique pour enlever le Nickel, pendant environ 8 mn. Il reste ainsi seulement le substrat gravé, qui est rincé à l'eau désionisé sur un temps au moins égal au temps de gravure.

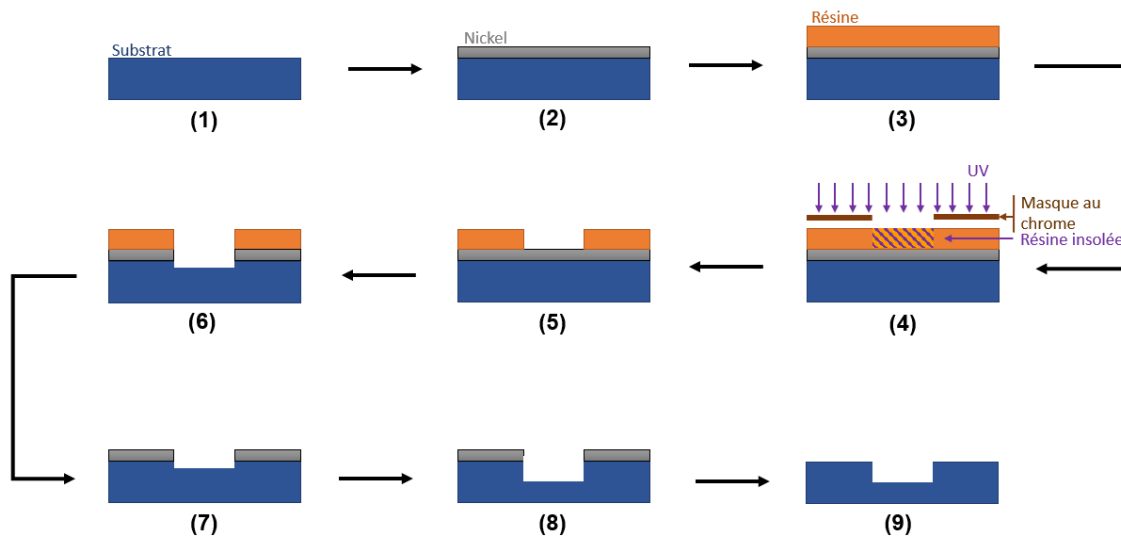


Figure C.1 Schéma des principales étapes de gravure d'un masque de phase binaire.

Annexe D

Méthodologie expérimentale pour mesurer les FTM

La méthode expérimentale choisie pour mesurer les FTM est d'acquérir des images de mires créneau $m(x, y)$ (de rapport cyclique 50%) de différentes fréquences spatiales allant de 5 cy.mm^{-1} à 120 cy.mm^{-1} , par pas de 5 cy.mm^{-1} . Cela permet de couvrir l'ensemble des fréquences spatiales d'intérêt pour la FTM, jusqu'à la fréquence de coupure du système optique. Si le bruit du détecteur est négligé, l'image acquise peut être modélisée comme suit :

$$s(x, y) = \left\{ A \left[h_{\psi}^{\varphi}(x, y) * m(x, y) \right] + \text{off} \right\} \times \Pi_M(x) \times \Pi_N(y) , \quad (D.1)$$

où A est un paramètre prenant en compte des paramètres tels que l'intensité d'éclairage moyen ou le gain de la caméra, $m(x, y)$ est une mire créneau 1D de fréquence ν_0 prenant les valeurs 0 ou 2, off est l'offset de la caméra, $\Pi_M(x)$ est une fonction porte de largeur M pixels représentant la taille finie de la mire selon l'axe des x , et $\Pi_N(y)$ est une fonction porte de largeur N pixels représentant la taille finie de la mire selon l'axe des y . La PSF h_{ψ}^{φ} (sur le capteur) est ici considérée comme étant normalisée par son énergie, c'est-à-dire $\iint h_{\psi}^{\varphi}(x, y) dx dy = 1$, avec dès lors le niveau de gris moyen de la mire directement donné par A .

L'objectif est d'estimer la FTM à la fréquence spatiale ν_0 de la mire à l'aide d'une image acquise. Comme le grandissement géométrique de l'objectif est -1 , les fréquences spatiales objet et image sont exactement les mêmes. Cependant, la mire utilisée est une mire créneau, donc non sinusoidale en niveau de gris, ce qui signifie que la valeur de la FTM correspondante n'est pas directement accessible. En effet, la forme de créneau périodique peut être vue, par analyse de Fourier, comme la superposition d'une sinusoïde fondamentale à ν_0 et d'autres sinusoïdes de fréquences multiples entier de ν_0 (les harmoniques).

Une transformée de Fourier discrète de l'image numérique de la mire permet donc d'extraire le comportement à la fréquence spatiale ν_0 (la fondamentale), mais il faut prêter attention au fait que le coefficient de la série de Fourier décrivant la mire créneau m à la fréquence fondamentale $+\nu_0$ ou $-\nu_0$ est $2/\pi$ (pour une série de Fourier en exponentielle,

avec un terme d'amplitude similaire en $-\nu_0$ ¹¹. Il y a donc la relation suivante entre $|\tilde{s}(\nu_0)|$ et $|\tilde{h}_\psi^\varphi(\nu_0)|$:

$$|\tilde{s}(\nu_0)| = \frac{2}{\pi} |\tilde{h}_\psi^\varphi(\nu_0)| \times C, \quad (D.2)$$

où $C = A \times MN$ dépend seulement des caractéristiques de la caméra (gain, niveau de gris moyen, nombre de pixels). A partir de l'équation (D.1), nous pouvons aussi extraire $\tilde{s}(0) = (A\tilde{h}_\psi^\varphi(0) + off) \times MN$. Il est donc possible d'estimer la FTM sur le capteur à partir d'une image de mire créneau de fréquence spatiale ν_0 et orientée selon x par la formule

$$|\tilde{h}_\psi^\varphi(\nu_0)| = \frac{\pi}{2MN} \times \frac{|\tilde{s}(\nu_0)|}{\frac{|\tilde{s}(0)|}{MN} - off}. \quad (D.3)$$

Pour calculer la transformée de Fourier de la mire échantillonnée sans erreur d'estimation due à l'échantillonnage des fréquences spatiales, le calcul n'est pas effectué par transformée de Fourier rapide mais en calculant la transformée de Fourier spatiale discrète à fréquence continue (non discrétisée) de la mire. De plus, comme il est expérimentalement impossible que la mire soit parfaitement parallèle aux pixels du capteur, cela introduit naturellement un biais du au fait que la transformée de Fourier discrète n'est pas calculée pour le bon angle de rotation de la mire. Afin d'éviter ce biais, le contraste est estimé comme suit :

$$|\tilde{s}_{max}(\nu_0)| = \max_{\theta} \left| \sum_{k=1}^M \sum_{l=1}^N s(k, l) \exp(-2i\pi[(k-1)\nu_0 \cdot px \cdot \cos \theta + (l-1)\nu_0 \cdot px \cdot \sin \theta]) \right|, \quad (D.4)$$

où px est le pas pixellique du capteur CMOS. La recherche du maximum est réalisée par une recherche exhaustive d'angles θ autour de 0. C'est cet algorithme qui a permis d'estimer la FTM jusqu'à la fréquence 120 cy.mm^{-1} dans le Chapitre 2, avec une bonne précision.

¹¹ Pour une série de Fourier réelle en cosinus avec termes de phase (et non en exponentielles comme considéré ici), le coefficient à considérer aurait été $\frac{4}{\pi} > 1$ pour le fondamental. Cette sur amplitude par rapport à l'amplitude du créneau n'est pas négligeable et doit donc bien être prise en compte dans l'extraction des mesures.

Liste des publications et communications

Publications dans une revue à comité de lecture

- Alice Fontbonne, Hervé Sauer, Caroline Kulcsár, Anne-Lise Coutrot, François Goudail, "Experimental validation of hybrid optical–digital imaging system for extended depth-of-field based on co-optimized binary phase masks," Opt. Eng. 58(11) 113107 (27 November 2019) <https://doi.org/10.1117/1.OE.58.11.113107>
- Alice Fontbonne, Hervé Sauer, François Goudail, "Theoretical and experimental analysis of co-designed binary phase masks for enhancing the depth of field of panchromatic cameras," Opt. Eng. 60(3) 033101 (1 March 2021) <https://doi.org/10.1117/1.OE.60.3.033101>

Actes de conférence

- Alice Fontbonne, Hervé Sauer, Caroline Kulcsár, Anne-Lise Coutrot, François Goudail, "What is the depth of field reachable in practice with generic binary phase masks and digital deconvolution?," Proc. SPIE 11351, Unconventional Optical Imaging II, 113510F (30 March 2020); <https://doi.org/10.1117/12.2557731>
- Alice Fontbonne, Hervé Sauer, François Goudail, "How to integrate digital post-processing algorithms in professional optical design software for co-designing complex optical systems?," Proc. SPIE 11871, Optical Design and Engineering VIII, 118710P (12 September 2021); <https://doi.org/10.1117/12.2597059>

Autres communications orales

- Alice Fontbonne, Hervé Sauer, Caroline Kulcsár, Anne-Lise Coutrot, François Goudail, « Validation expérimentale de masques de phase binaires co-optimisés pour l'augmentation de la profondeur de champ, » Journée *Co-conception* :

capteurs hybrides et algorithmes pour des systèmes innovants. (Gdr-isis) (24 octobre 2019).

- Alice Fontbonne, Hervé Sauer, François Goudail, « Analyse théorique et expérimentale de masques de phase annulaires binaires co-optimisés pour augmenter la profondeur de champ de capteurs panchromatiques, » *Journées Imagerie Optique Non-Conventionnelle*. (Gdr-isis) (1 mars 2021).
- Alice Fontbonne, Hervé Sauer, François Goudail, « Comment la déconvolution par zones influence-t-elle les performances de systèmes optiques conventionnels et co-conçus ? » Journée *Co-conception : capteurs hybrides et algorithmes pour des systèmes innovants*. (Gdr-isis) (18 mai 2021).
- Alice Fontbonne, Hervé Sauer, François Goudail, "Can binary phase masks increase the depth of field of panchromatic cameras in practice?", Proc. SPIE 11866, Electro-Optical and Infrared Systems: Technology and Applications XVIII and Electro-Optical Remote Sensing XV, 1186609 (12 September 2021); <https://doi.org/10.1117/12.2597079>

Bibliographie

Balboa Rosario M. et Grzywacz Noberto M. Power spectra and distribution of contrasts of natural images from different habitats [Revue] // Vision Research. - 2003.

Bauer Aaron, Schiesser Eric M. et Rolland Jannick P. Starting geometry creation and design method for freeform optics [Revue] // Nature Communications. - [s.l.] : Springer Science and Business Media LLC, 5 2018. - Vol. 9.

Born Max et Wolf Emil Principles of Optics, 7th (expanded) edition [Livre]. - [s.l.] : Cambridge University Press, 1999.

Burcklen M.-A. [et al.] Experimental Demonstration of Extended Depth-of-Field F/1.2 Visible High Definition Camera with Jointly Optimized Phase Mask and Real-Time Digital Processing [Revue] // Journal of the European Optical Society. - 10 2015. - Vol. 10. - pp. 150461–150466.

Burcklen Marie-Anne [et al.] Joint digital-optical design of complex lenses using a surrogate image quality criterion adapted to commercial optical design software [Revue] // Applied Optics. - [s.l.] : The Optical Society, 10 2018. - Vol. 57. - p. 9005.

Burcklen Marie-Anne Conception conjointe de l'optique et du traitement pour l'optimisation des systèmes d'imagerie [Rapport] : Ph.D. dissertation / Université Paris Saclay (COMUE). - 2018.

Caron Nicolas et Sheng Yunlong Polynomial phase masks for extending the depth of field of a microscope [Revue] // Appl. Opt.. - [s.l.] : OSA, 8 2008. - Vol. 47. - pp. E39–E43.

Castro Albertina, Frauel Yann et Javidi Bahram Integral imaging with large depth of field using an asymmetric phase mask [Revue] // Optics Express. - [s.l.] : The Optical Society, 7 2007. - Vol. 15. - p. 10266.

Champagnat Frédéric, Besnerais Guy Le et Kulcsár Caroline Statistical performance modeling for superresolution: a discrete data-continuous reconstruction framework [Revue] // Journal of the Optical Society of America A. - [s.l.] : The Optical Society, 6 2009. - Vol. 26. - p. 1730.

Chiu Po-Sheng [et al.] Investigation of extended depth-of-field f/8 camera with optimized cubic phase mask and digital restoration [Revue] // EPJ Web of Conferences / éd. Michinel H., Costa M. F. et Frazao O.. - [s.l.] : EDP Sciences, 2020. - Vol. 238. - p. 03008.

Cohen Noy [et al.] Enhancing the performance of the light field microscope using wavefront coding [Revue] // Optics Express. - [s.l.] : The Optical Society, 10 2014. - Vol. 22. - p. 24817.

Côté Geoffroi, Lalonde Jean-François et Thibault Simon Deep learning-enabled framework for automatic lens design starting point generation [Revue] // Optics Express. - [s.l.] : The Optical Society, 1 2021. - Vol. 29. - p. 3841.

Demenikov Mads et Harvey Andrew R. Image artifacts in hybrid imaging systems with a cubic phase mask [Revue] // Opt. Express. - [s.l.] : OSA, 4 2010. - Vol. 18. - pp. 8207–8212.

Denis Loïc [et al.] Fast Approximations of Shift-Variant Blur [Revue] // Int. J. Comput. Vision. - Hingham : Kluwer Academic Publishers, 12 2015. - Vol. 115. - pp. 253–278. - ISSN: 0920-5691.

Diaz Frédéric [et al.] Increase in depth of field taking into account deconvolution by optimization of pupil mask [Revue] // Opt. Lett.. - [s.l.] : OSA, 10 2009. - Vol. 34. - pp. 2970–2972.

Diaz Frédéric [et al.] Real-time increase in depth of field of an uncooled thermal camera using several phase-mask technologies [Revue] // Optics letters. - [s.l.] : Optical Society of America, 2011. - Vol. 36. - pp. 418–420.

Diaz Frédéric Systeme d'imagerie hybride par codage de pupille [Rapport] : Ph.D. dissertation / Paris 11. - 2011.

Dilworth Donald C. Pseudo-second-derivative matrix and its application to automatic lens design [Revue] // Applied Optics. - [s.l.] : The Optical Society, 11 1978. - Vol. 17. - p. 3372.

Dowski Edward R. et Cathey W. Thomas Extended depth of field through wave-front coding [Revue] // Appl. Opt.. - [s.l.] : OSA, 4 1995. - Vol. 34. - pp. 1859–1866.

Dowski Edward R. et Johnson Gregory E. Wavefront coding: a modern method of achieving high-performance and/or low-cost imaging systems [Conférence]. - 1999. - Vol. 3779. - pp. 3779 - 3779 - 9.

Druart Guillaume Approche frugale pour la conception de caméras infrarouges // Approche frugale pour la conception de caméras infrarouges. - 2019.

Elmalem Shay et Marom Emanuel All-optical athermalization of infrared imaging systems using thermally dependent binary phase masks [Revue] // Journal of Optics. - 2016. - Vol. 18. - p. 065604.

Elmalem Shay, Giryes Raja et Marom Emanuel Learned phase coded aperture for the benefit of depth of field extension [Revue] // Opt. Express. - [s.l.] : OSA, 6 2018. - Vol. 26. - pp. 15316–15331.

Elmalem Shay, Giryes Raja et Marom Emanuel Motion Deblurring using Spatiotemporal Phase Aperture Coding [Revue]. - 2020.

Elmalem Shay, Konforti Naim et Marom Emanuel Polychromatic imaging with extended depth of field using phase masks exhibiting constant phase over broad wavelength band [Revue] // Applied optics. - [s.l.] : Optical Society of America, 2013. - Vol. 52. - pp. 8634–8643.

Estribeau Magali et Magnan Pierre Pixel crosstalk and correlation with modulation transfer function of CMOS image sensor [Conférence] // Sensors and Camera Systems for Scientific and Industrial Applications VI / éd. Blouke Morley M.. - [s.l.] : SPIE, 2005.

Falcón Maimone Rafael Co-conception des systèmes optiques avec masques de phase pour l'augmentation de la profondeur du champ : évaluation de la performance et contribution de la super-résolution [Rapport] : Ph.D. dissertation / Université Paris-Saclay. - 2017.

Falcón Rafael [et al.] Performance limits of binary annular phase masks codesigned for depth-of-field extension [Revue] // Optical Engineering. - 2017. - Vol. 56. - p. 065104. - ISBN: 0091-3286.

Fales Carl L., Huck Friedrich O. et Samms Richard W. Imaging system design for improved information capacity [Revue] // Applied Optics. - [s.l.] : The Optical Society, 3 1984. - Vol. 23. - p. 872.

Fontbonne Alice [et al.] Experimental validation of hybrid optical–digital imaging system for extended depth-of-field based on co-optimized binary phase masks [Revue] // Optical Engineering. - [s.l.] : SPIE-Intl Soc Optical Eng, 11 2019. - Vol. 58. - p. 1.

Fontbonne Alice [et al.] What is the depth of field reachable in practice with generic binary phase masks and digital deconvolution? [Conférence] // Unconventional Optical Imaging II / éd. Fournier Corinne, Georges Marc P. et Popescu Gabriel. - [s.l.] : SPIE, 2020.

Fontbonne Alice, Sauer Hervé et Goudail François Can binary phase masks increase the depth of field of panchromatic cameras in practice? [Conférence] // Electro-Optical and Infrared Systems: Technology and Applications XVIII and Electro-Optical Remote Sensing XV / éd. Hickman Duncan L. [et al.]. - [s.l.] : SPIE, 2021.

Fontbonne Alice, Sauer Hervé et Goudail François How to integrate digital post-processing algorithms in professional optical design software for co-designing complex optical systems? [Conférence] // Optical Design and Engineering VIII / éd. Babington James, Fuchs Ulrike et Mazuray Laurent. - [s.l.] : SPIE, 2021.

Fontbonne Alice, Sauer Hervé et Goudail François Theoretical and experimental analysis of co-designed binary phase masks for enhancing the depth of field of panchromatic cameras [Revue] // Optical Engineering. - [s.l.] : SPIE-Intl Soc Optical Eng, 3 2021. - Vol. 60.

Garcia J. [et al.] Chromatic aberration and depth extraction [Conférence] // Proceedings 15th International Conference on Pattern Recognition. ICPR-2000. - [s.l.] : IEEE Comput. Soc, 2000.

Geyl Roland [et al.] Optiques freeforms : défis et perspectives [Revue] // Photoniques. - [s.l.] : EDP Sciences, 1 2021. - pp. 17–21.

Goodman Joseph W. Introduction to Fourier Optics, 3th edition [Livre]. - [s.l.] : Roberts and Company Publishers, 2005.

Greivenkamp John E. Field Guide to Geometrical Optics [Livre]. - [s.l.] : SPIE Press, 2004. - Vol. FG01. - ISBN: 9780819452948.

Haim Harel, Bronstein Alex et Marom Emanuel Computational multi-focus imaging combining sparse model with color dependent phase mask [Revue] // Optics Express. - 9 2015. - Vol. 23. - p. 24547.

Hirsch Michael [et al.] Efficient filter flow for space-variant multiframe blind deconvolution [Conférence] // 2010 IEEE Computer Society Conference on Computer Vision and Pattern Recognition. - [s.l.] : IEEE, 2010.

Houllier Thomas et Lépine Thierry Comparing optimization algorithms for conventional and freeform optical design [Revue] // Optics Express. - [s.l.] : The Optical Society, 6 2019. - Vol. 27. - p. 18940.

Katkovnik Vladimir, Hogasten Nicholas et Egiazarian Karen A novel binary and multilevel phase masks for enhanced depth-of-focus infrared imaging [Conférence]. - 2018. - pp. 386-390.

Katkovnik Vladimir, Ponomarenko Mykola et Egiazarian Karen Lensless broadband diffractive imaging with improved depth of focus: wavefront modulation by multilevel phase masks [Revue] // Journal of Modern Optics. - [s.l.] : Taylor & Francis, 2019. - Vol. 66. - pp. 335-352.

Kattnig Alain P. et Primot Jerome Model of the second-order statistic of the radiance field of natural scenes, adapted to system conceiving [Revue] // Proc. SPIE. - 1997. - Vol. 3074. - pp. 132-141.

Levenberg Kenneth A method for the solution of certain non-linear problems in least squares [Revue] // Quart. Appl. Math.. - 1944. - pp. 164–168.

Lévêque Olivier [et al.] Co-designed annular binary phase masks for depth-of-field extension in single-molecule localization microscopy [Revue] // Optics Express. - [s.l.] : The Optical Society, 10 2020. - Vol. 28. - p. 32426.

Lévêque Olivier, Kulcsár Caroline et Goudail François Comparison of linear and nonlinear deconvolution algorithms for co-optimization of depth-of-field enhancing binary phase masks [Revue] // OSA Continuum. - [s.l.] : The Optical Society, 2 2021. - Vol. 4. - p. 589.

Liu Yuankun [et al.] End-to-end computational optics with a singlet lens for large depth-of-field imaging [Revue] // Optics Express. - [s.l.] : The Optical Society, 8 2021. - Vol. 29. - p. 28530.

Lohmann A. W. et Paris D. P. Space-Variant Image Formation* [Revue] // Journal of the Optical Society of America. - [s.l.] : The Optical Society, 8 1965. - Vol. 55. - p. 1007.

Marquardt Donald W. An Algorithm for Least-Squares Estimation of Nonlinear Parameters [Revue] // Journal of the Society for Industrial and Applied Mathematics. - 1963. - Vol. 11. - pp. 431-441.

Milgrom Benjamin [et al.] Extended depth-of-field imaging employing integrated binary phase pupil mask and principal component analysis image fusion [Revue] // Opt. Express. - [s.l.] : OSA, 8 2020. - Vol. 28. - pp. 23862–23873.

Milgrom Benjamin [et al.] Novel approach for extending the depth of field of Barcode decoders by using RGB channels of information [Revue] // Opt. Express. - [s.l.] : OSA, 8 2010. - Vol. 18. - pp. 17027–17039.

Milgrom Benjamin [et al.] Pupil coding masks for imaging polychromatic scenes with high resolution and extended depth of field [Revue] // Optics express. - [s.l.] : Optical Society of America, 2010. - Vol. 18. - pp. 15569–15584.

Mo Xutao Optimized annular phase masks to extend depth of field [Revue] // Optics Letters. - [s.l.] : The Optical Society, 5 2012. - Vol. 37. - p. 1808.

Mourya Rahul Kumar Contributions to Image Restoration: From Numerical Optimization Strategies // Contributions to Image Restoration: From Numerical Optimization Strategies. - 2016.

Muyo Gonzalo D. et Harvey Andrew R. Wavefront coding for athermalization of infrared imaging systems [Conférence]. - 2004. - Vol. 5612. - pp. 5612 - 5612 - 9.

Nagy James G. et O'Leary Dianne P. Restoring Images Degraded by Spatially Variant Blur [Revue] // SIAM Journal on Scientific Computing. - [s.l.] : Society for Industrial & Applied Mathematics (SIAM), 7 1998. - Vol. 19. - pp. 1063–1082.

Nehme Elias [et al.] Learning Optimal Wavefront Shaping for Multi-Channel Imaging [Revue] // IEEE Transactions on Pattern Analysis and Machine Intelligence. - [s.l.] : Institute of Electrical and Electronics Engineers (IEEE), 7 2021. - Vol. 43. - pp. 2179–2192.

Nijboer B. R. A. The diffraction theory of optical aberrations [Revue] // Physica. - [s.l.] : Elsevier BV, 10 1943. - Vol. 10. - pp. 679–692.

Nocedal Jorge Updating quasi-Newton matrices with limited storage [Revue] // Mathematics of Computation. - [s.l.] : American Mathematical Society (AMS), 9 1980. - Vol. 35. - pp. 773–773.

Ojeda-Castañeda Jorge, Andres P. et Diaz A. Annular apodizers for low sensitivity to defocus and to spherical aberration [Revue] // Optics Letters. - [s.l.] : Optical Society of America, 1986. - Vol. 11. - pp. 487–489.

O'Shea Donald C. et Bentley Julie L. Designing Optics Using CODE V® [Livre]. - [s.l.] : SPIE Press, 2018. - Vol. PM292. - ISBN: 9881510619739.

Pham Minhghia [et al.] Invariant-ability of the PSF of wide-field microscopy to the DOF by using cubic phase mask [Conférence] // 2020 4th International Conference on Recent Advances in Signal Processing, Telecommunications & Computing (SigTelCom). - [s.l.] : IEEE, 2020.

Portilla Javier et Barbero Sergio Hybrid digital-optical imaging design for reducing surface asphericity cost while keeping high performance [Conférence] // Computational Optics II / éd. Smith Daniel G., Wyrowski Frank et Erdmann Andreas. - [s.l.] : SPIE, 2018.

Press William H. [et al.] Numerical Recipes in C (2Nd Ed.): The Art of Scientific Computing [Livre]. - New York, NY, USA : Cambridge University Press, 1992. - ISBN: 0-521-43108-5.

Refractive Index [En ligne]. - <https://refractiveindex.info/>.

Robinson Dirk et Stork David G. Extending Depth-of-Field: Spherical Coding Versus Asymmetric Wavefront Coding [Conférence]. - [s.l.] : Optical Society of America, 2009. - p. CThB3.

Robinson Dirk et Stork David G. Joint Design of Lens Systems and Digital Image Processing [Conférence] // International Optical Design. - [s.l.] : Optical Society of America, 2006. - p. WB4.

Rolland Jannick P. [et al.] Freeform optics for imaging [Revue] // Optica. - [s.l.] : The Optical Society, 1 2021. - Vol. 8. - p. 161.

Ruderman Daniel L. Origins of scaling in natural images [Revue] // Vision Research. - 1997. - Vol. 37. - pp. 3385-3398. - ISSN: 0042-6989.

Ryu Suho et Joo Chulmin Design of binary phase filters for depth-of-focus extension via binarization of axisymmetric aberrations [Revue] // Opt. Express. - [s.l.] : OSA, 11 2017. - Vol. 25. - pp. 30312–30326.

Sahin Furkan E. Open-source optimization algorithms for optical design [Revue] // Optik. - [s.l.] : Elsevier BV, 2 2019. - Vol. 178. - pp. 1016–1022.

Shang Ruibo [et al.] Two-step training deep learning framework for computational imaging without physics priors [Revue] // Optics Express. - [s.l.] : The Optical Society, 5 2021. - Vol. 29. - p. 15239.

Sharma K. D. Design of a new five-element Cooke triplet derivative [Revue] // Applied Optics. - [s.l.] : The Optical Society, 12 1979. - Vol. 18. - p. 3933.

Sharma K. D. Four-element lens systems of the Cooke Triplet family: designs [Revue] // Applied Optics. - [s.l.] : The Optical Society, 3 1980. - Vol. 19. - p. 698.

Sitzmann Vincent [et al.] End-to-end optimization of optics and image processing for achromatic extended depth of field and super-resolution imaging [Revue] // ACM Transactions on Graphics. - [s.l.] : Association for Computing Machinery (ACM), 8 2018. - Vol. 37. - pp. 1–13.

Sroubek Filip, Kamenicky Jan et Lu Yue M. Decomposition of Space-Variant Blur in Image Deconvolution [Revue] // IEEE Signal Processing Letters. - [s.l.] : Institute of Electrical and Electronics Engineers (IEEE), 3 2016. - Vol. 23. - pp. 346–350.

Stangner Tim [et al.] Cooke–Triplet tweezers: more compact, robust, and efficient optical tweezers [Revue] // Optics Letters. - [s.l.] : The Optical Society, 4 2018. - Vol. 43. - p. 1990.

Stork David G. et Robinson M. Dirk Theoretical foundations for joint digital-optical analysis of electro-optical imaging systems [Revue] // Appl. Opt.. - [s.l.] : OSA, 4 2008. - Vol. 47. - pp. B64–B75.

Sun Qilin [et al.] End-to-End Complex Lens Design with Differentiable Ray Tracing [Revue] // ACM Trans. Graph.. - 8 2021. - Vol. 40.

Taylor H. Dennis Optical designing as an art [Revue] // Transactions of the Optical Society. - 1923. - Vol. 24. - p. 143.

Trouvé Pauline [et al.] Passive depth estimation using chromatic aberration and a depth from defocus approach [Revue] // Applied Optics. - [s.l.] : The Optical Society, 10 2013. - Vol. 52. - p. 7152.

Trouvé Pauline Conception conjointe optique/traitement pour un imageur compact à capacité 3D [Rapport] : Ph.D. dissertation / École centrale de Nantes. - 2012.

Unser Michael [et al.] GlobalBioIm: A Unifying Computational Framework for Solving Inverse Problems [Conférence] // Imaging and Applied Optics 2017 (3D, AIO, COSI, IS, MATH, pcAOP). - [s.l.] : OSA, 2017.

van der Schaaf A. et van Hateren J. H. Modelling the Power Spectra of Natural Images: Statistics and Information [Revue] // Vision Research. - 1996. - Vol. 36. - pp. 2759–2770. - ISSN: 0042-6989.

Vasiljevic Darko M. Optimization of the Cooke triplet with various evolution strategies and damped least squares [Conférence] // Optical Design and Analysis Software / éd. Jurgens Richard C.. - [s.l.] : SPIE, 1999.

Vettenburg Tom et Harvey Andrew R. Holistic optical-digital hybrid-imaging design: wide-field reflective imaging [Revue] // Appl. Opt.. - [s.l.] : OSA, 6 2013. - Vol. 52. - pp. 3931–3936.

Vettenburg Tom Optimal design of hybrid optical digital imaging systems [Rapport] : Ph.D. dissertation / Heriot-Watt University. - 2010.

Volatier Jean-Baptiste et Druart Guillaume Differential method for freeform optics applied to two-mirror off-axis telescope design [Revue] // Optics Letters. - [s.l.] : The Optical Society, 2 2019. - Vol. 44. - p. 1174.

Wang Jiaoyang [et al.] An integral design strategy combining optical system and image processing to obtain high resolution images [Conférence] // Remotely Sensed Data Compression, Communications, and Processing XII / éd. Huang Bormin, Chang Chein-I. et Lee Chulhee. - [s.l.] : SPIE, 2016.

Wang Z. [et al.] Image Quality Assessment: From Error Visibility to Structural Similarity [Revue] // IEEE Transactions on Image Processing. - [s.l.] : Institute of Electrical and Electronics Engineers (IEEE), 4 2004. - Vol. 13. - pp. 600–612.

Wiener Norbert Extrapolation, Interpolation, and Smoothing of Stationary Time Series [Livre]. - [s.l.] : The MIT Press, 1964. - ISBN: 0262730057.

Xiao Jianxiong [et al.] SUN Database: Exploring a Large Collection of Scene Categories [Revue] // International Journal of Computer Vision. - [s.l.] : Springer Science and Business Media LLC, 8 2014. - Vol. 119. - pp. 3–22.

Yu Jiaqian [et al.] The suppression of aero-optical aberration of conformal dome by wavefront coding [Revue] // Optics Communications. - [s.l.] : Elsevier BV, 7 2021. - Vol. 490. - p. 126876.

Zalevsky Zeev [et al.] All-optical axial super resolving imaging using a low-frequency binary-phase mask [Revue] // Opt. Express. - [s.l.] : OSA, 4 2006. - Vol. 14. - pp. 2631–2643.

Zhang Jiawei [et al.] Dynamic Scene Deblurring Using Spatially Variant Recurrent Neural Networks [Conférence] // 2018 IEEE/CVF Conference on Computer Vision and Pattern Recognition. - [s.l.] : IEEE, 2018.

Zhao Hang [et al.] Loss Functions for Image Restoration With Neural Networks [Revue] // IEEE Transactions on Computational Imaging. - [s.l.] : Institute of Electrical and Electronics Engineers (IEEE), 3 2017. - Vol. 3. - pp. 47–57.

Zhao Tingyu [et al.] Axial intensity distribution analysis for a depth-of-field-extended optical system using a low-frequency binary phase mask [Revue] // Applied optics. - [s.l.] : Optical Society of America, 2014. - Vol. 53. - pp. 3782–3786.

Zhou Feng [et al.] Optimized circularly symmetric phase mask to extend the depth of focus [Revue] // Journal of the Optical Society of America A. - [s.l.] : The Optical Society, 7 2009. - Vol. 26. - p. 1889.

Titre : Conception conjointe combinaison optique / traitement – Une nouvelle approche de la conception optique de haut niveau

Mots clés : Traitement d'images, Systèmes d'imagerie, Conception optique

Résumé : Aujourd'hui, la plupart des systèmes d'imagerie sont constitués d'un système optique complexe, d'un détecteur et d'un traitement numérique. De manière conventionnelle, ces blocs sont optimisés séparément les uns des autres, avec des critères différents. Cette thèse étudie la possibilité d'optimiser conjointement les paramètres de l'optique et du traitement numérique, méthode désignée par le terme de co-conception. Une première approche de la co-conception consiste en l'utilisation de masques de phase co-optimisés pour augmenter la profondeur de champ d'un système d'imagerie. Cette thèse met en évidence expérimentalement que les masques optimisés avec le modèle générique utilisé ont exactement les performances souhaitées. Il est également montré que ces masques sont robustes à une faible quantité d'aberration optique, et à leur utilisation avec un spectre large grâce au moyennage spectral. Le second objectif de cette thèse est de développer et de comparer des méthodes de co-conception de systèmes optiques plus complexes en utilisant

un logiciel de conception de systèmes optiques professionnel. En comparant une méthode d'optimisation conventionnelle, une méthode prenant en compte de manière implicite le traitement numérique appliqué à l'image et une méthode prenant en compte de manière explicite le traitement dans le critère d'optimisation, on montre que la méthode de co-optimisation la plus efficace est celle prenant en compte le traitement numérique de manière explicite. Les résultats obtenus peuvent être améliorés a posteriori en utilisant une déconvolution par zones, une méthode de restauration permettant de prendre en compte la variation spatiale de la PSF dans le champ, et ainsi de compenser en partie les inhomogénéités de performances dans le champ dues au système d'imagerie seul. On montre qu'utiliser un faible nombre de zones de déconvolution suffit à restaurer les images de systèmes co-conçus alors qu'un algorithme plus élaboré doit être utilisé pour un système conventionnel.

Title: Joint design of optics and image processing – A new approach to high level optical design

Keywords: Image processing, Imaging systems, Optical design

Abstract: Today, most of the imaging systems consist of a complex optical system, a detector and a digital processing. Conventionally, these blocks are optimized separately from each other, with different criteria. This thesis studies the possibility of jointly optimizing the parameters of the optics and the digital processing, a method referred to as co-design. A first approach to co-design consists in the use of co-optimized phase masks to increase the depth of field of an imaging system. This thesis shows experimentally that the masks optimized with the generic model used have exactly the desired performance. It is also shown that these masks are robust to a low amount of optical aberration, and to their use with a wide spectrum thanks to spectral averaging. The second objective of this thesis is to develop and compare methods for co-designing more complex optical systems using professional optical system design software.

By comparing a conventional optimization method, a method that implicitly takes into account the digital processing applied to the image and a method that explicitly takes into account the digital processing. The obtained results can be improved a posteriori by using a zonal deconvolution, a restoration method allowing to take into account the spatial variation of the PSF in the field, and thus to partially compensate for the inhomogeneities of performance in the field due to the imaging system only. We show that using a small number of areas for the piecewise-constant deconvolution is sufficient to restore the images of co-designed systems while a more elaborate digital post-processing algorithm must be used for a conventional system.