



HAL
open science

Approche dynamique de formation d'image et de compensation d'aberrations pour un système de réalité augmentée

Marc Beuret

► **To cite this version:**

Marc Beuret. Approche dynamique de formation d'image et de compensation d'aberrations pour un système de réalité augmentée. Traitement du signal et de l'image [eess.SP]. Université de Strasbourg, 2012. Français. NNT : 2012STRAD014 . tel-00747808

HAL Id: tel-00747808

<https://theses.hal.science/tel-00747808>

Submitted on 2 Nov 2012

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

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



École Doctorale Mathématiques, Sciences de
l'Information et de l'Ingénieur

UdS – INSA – ENGEES

THÈSE

présentée pour obtenir le grade de

Docteur de l'Université de Strasbourg
Discipline : Sciences pour l'Ingénieur
Spécialité : Photonique

par

Marc BEURET

**Approche dynamique de formation d'image
et de compensation d'aberrations
pour un système de réalité augmentée**

Soutenue publiquement le 29 juin 2012

Membres du jury

Directeur de thèse : M. Joël Fontaine (Pr.), INSA Strasbourg
Rapporteur externe : M. Pierre Ambs (Pr.), Univ. De Haute-Alsace, Mulhouse
Rapporteur externe : M. Pierre Chavel (DR), Institut d'Optique / CNRS, Paris
Examineur : M. Patrice Twardowski (Mcf.), Univ. De Strasbourg

Remerciements

Je tiens tout d'abord à remercier mon directeur de thèse M. Joël Fontaine pour m'avoir offert l'opportunité de travailler sur un sujet riche et motivant, pour m'avoir soutenu tout au long de ce travail de thèse et pour sa disponibilité malgré ses nombreuses obligations. Un très grand merci également à M. Patrice Twardowski, encadrant de ce travail de thèse, avec qui ce fut tout simplement un véritable plaisir de travailler et d'échanger au quotidien.

Je tiens également à remercier MM. Pierre Ambs et Pierre Chavel pour avoir accepté d'évaluer ce travail de thèse. Leurs remarques ont contribué à améliorer la qualité du manuscrit et à mettre en avant des aspects intéressants auxquels je n'avais pas pensé.

Je souhaite également adresser mes remerciements à M. Dalibor Vukicevic pour son importante implication dans la partie expérimentale de ce travail. Sa rigueur de travail et son expérience en holographie m'ont permis d'enrichir mon savoir-faire et ont été salutaires pour obtenir un hologramme de qualité et réaliser la validation expérimentale.

Une part de mes remerciements est également adressée à M. Patrick Meyrueis pour avoir motivé mon intérêt pour la photonique quelques années avant de débiter ce travail de thèse.

Je souhaite également remercier les différents enseignants-chercheurs que j'ai côtoyés durant ces années. Merci à M. Bruno Sérgio pour l'utilisation de la caméra thermique et pour ses divers conseils. Merci à M. Sylvain Lecler pour les nombreuses discussions scientifiques, politiques ou économiques que nous avons échangées. Merci à M. Yoshi Takakura pour ses éclaircissements théoriques (pas toujours immédiats!) et ses nombreux conseils pratiques pour la mise en place des montages expérimentaux. Merci à M. Pierre Pfeiffer pour avoir répondu à mes différentes sollicitations.

Je tiens à adresser mes remerciements aux différentes « générations » de doctorants et post-doctorants avec qui j'ai passé plus ou moins de temps au laboratoire (Cédric, Victorien, Mikaël, Marek, Antoine, Matthieu, Anthony, Hanan, Catherine, Badreddine, Nam, Abbas, Andri...). Mention spéciale à Cédric. Pourquoi ?... Panceuh... !

Des remerciements également pour les différentes personnes avec qui j'ai eu le plaisir de travailler à l'UFR de sciences physiques et à l'INSA de Strasbourg lors de l'encadrement de travaux pratiques et dirigés : Freddy Anstotz, Nathalie Parizet, Hélène Vornesh et Christophe Cordier.

Je tiens aussi à remercier la société Hamamatsu et Mariam Mili pour le prêt d'un modulateur spatial de lumière nous ayant permis de vérifier les résultats expérimentaux que nous avons obtenus.

Enfin, merci à mon entourage pour leur soutien sans faille durant ces années de travaux.

Résumé

La réalité augmentée consiste à superposer à l'environnement réel des informations virtuelles générées numériquement. Parmi les systèmes qui permettent de réaliser un tel mélange, nous nous intéressons dans ce travail aux systèmes de visualisation en réalité augmentée liés à la tête de l'utilisateur, généralement appelés HMD (Head-Mounted Display). Dans un tel système, la superposition des informations virtuelles à l'environnement réel peut être réalisée par un élément optique (optique mélangeuse) positionné devant l'œil de l'utilisateur. La conception d'un système HMD est cependant une tâche complexe. En effet, la proximité de la tête introduit des contraintes géométriques importantes et provoque des déformations (aberrations) des images virtuelles. Généralement, ces aberrations sont minimisées de façon simultanée sur l'ensemble du champ de vision de l'utilisateur. Cette optimisation du système se fait néanmoins soit au détriment de la compacité ce qui s'avère problématique pour le confort d'utilisation du HMD, soit au détriment de la qualité de l'image au centre du champ de vision. Nous proposons dans ce travail ce qui nous semble être une nouvelle approche de conception en associant un modulateur spatial de lumière (SLM) et une optique mélangeuse diffractive statique. L'image virtuelle est créée séquentiellement point par point en modifiant l'incidence sous laquelle on éclaire l'optique mélangeuse. Le SLM permet d'adapter dynamiquement la correction des aberrations associées à chaque point virtuel. Nous avons dans un premier temps défini la fonction optique de l'optique mélangeuse diffractive et le champ de vision maximal ($18^\circ \times 18^\circ$) qu'il est possible d'atteindre en respectant les contraintes géométriques d'utilisation. Nous avons pu alors montrer théoriquement que l'approche proposée permet d'atteindre une qualité d'image optimale sur l'ensemble du champ de vision. Les fonctions de correction sont réalisables avec les technologies actuelles. La validation expérimentale de ces résultats a été réalisée.

Abstract

Augmented reality (AR) supplements the real world with computer-generated objects that appear to coexist in the same space as the real world. Among the systems that achieve such a mixture, we focus in this work on augmented reality head mounted displays (HMD). In such a system, the superimposition of virtual information to the real environment can be achieved by a combiner. This combiner is an optical element positioned in front of the eye of the user. It is a complex challenge to design an HMD. They generally have off-axis configurations because of the proximity of the head of the user. The optical system therefore suffers for high geometrical aberrations as Gauss conditions are not respected. Usually, these aberrations are minimized simultaneously on the entire field of vision of the user. However, such a simultaneous approach implies either a loss of compactness or a loss of the quality of the image. We propose in this work a novel design for an augmented reality HMD. We studied an optical system associating a dynamic element (spatial light modulator) and a static diffractive combiner. The virtual image is created sequentially point by point by illuminating the diffractive combiner with different incidences. The SLM allows to adapt, in a dynamical way, the correction of the aberrations associated to each position of the virtual point. We initially defined the phase transfer function of the diffractive combiner. We showed that it is possible to reach a 18° by 18° field of view considering the geometrical constraints. Then, we proved theoretically that the proposed approach can achieve an optimal image quality over the entire field of view. We demonstrated that it is possible to realize the correction functions with current technologies. The experimental validation of the results was performed.

Table des matières

Remerciements	2
Résumé	3
Abstract	4
Table des matières	6
Sigles et acronymes	10
Introduction générale	12
1. Contexte du travail de thèse	12
2. Organisation du mémoire	14
CHAPITRE A. État de l'art	18
1. Introduction.....	19
2. Éléments à fonction optique active	19
2.1. Introduction	19
2.2. SLM à cristaux liquides	21
2.3. Miroirs déformables.....	25
2.4. Lentilles liquides	29
2.5. Matériaux photosensibles effaçables.....	31
2.6. Synthèse	35
3. La correction des aberrations optiques	37
3.1. Introduction aux aberrations des systèmes optiques	37
3.2. Correction statique des aberrations	42
3.2.1. Optimisation des performances d'un système optique	42
3.3. Correction dynamique des aberrations.....	45
3.3.1. Correction dynamique avec asservissement.....	45
3.3.2. Correction dynamique sans asservissement	50
4. Les systèmes HMD avec optique mélangeuse.....	51
4.1. Problématiques associées aux systèmes HMD	51
4.2. Structure générale d'un système HMD	52
4.3. Approche de conception classique	54
4.3.1. Le problème de l'amélioration de la compacité et de la qualité des images	55
4.3.2. Comparaison des différentes optiques mélangeuses	59
4.4. Affichage séquentiel sur la rétine	61
5. Conclusions et objectifs de la thèse.....	63
6. Références associées au chapitre A.....	64
CHAPITRE B. Définition de l'architecture du système optique étudié	72
1. Introduction.....	73
2. Spécifications et contraintes	74
2.1. Présentation du cahier des charges	74
2.2. Présentation des contraintes	75

2.2.1.	Contraintes géométriques.....	75
2.2.2.	Contraintes ergonomiques.....	76
2.2.3.	Contraintes physiologiques.....	77
2.2.4.	Contraintes technologiques.....	79
3.	Choix de conception : une optique mélangeuse diffractive et un aspect dynamique.....	79
3.1.	Choix du mode de création de l'image.....	79
3.1.1.	Optique mélangeuse diffractive statique et création directe de l'image.....	80
3.1.2.	Optique mélangeuse diffractive dynamique et création directe de l'image.....	81
3.1.3.	Optique mélangeuse diffractive statique et création séquentielle de l'image.....	82
3.2.	Choix de l'approche de correction des aberrations.....	84
3.3.	Nombre de points affichables dans le plan de l'image virtuelle.....	86
4.	Modélisation géométrique du problème.....	88
4.1.	Création du modèle à partir des données anthropométriques.....	88
4.2.	Définition des repères, des angles et des points particuliers.....	91
4.3.	Incidence minimale de restitution.....	95
5.	Caractérisation de la fonction de transfert de phase de l'optique mélangeuse diffractive.	97
5.1.	Forme mathématique de la fonction de transfert de phase.....	97
5.2.	Caractérisation de la fonction de transfert de phase.....	99
5.2.1.	Démarche du choix des paramètres de la fonction de transfert de phase.....	99
5.2.2.	Paramètres de simulation.....	101
5.2.3.	Configuration retenue pour la fonction de transfert de phase de l'optique mélangeuse.....	101
6.	Synthèse.....	102
7.	Références associées au chapitre B.....	103
CHAPITRE C. Étude théorique des performances du système optique de visualisation en réalité augmentée.....		
106		
1.	Introduction.....	107
2.	Analyse des aberrations et caractérisation de la compensation dynamique.....	108
2.1.	Hypothèses et relations utilisées dans cette partie.....	108
2.2.	Domaine angulaire permettant la restitution d'un champ de vision de 18° x 18°.....	111
2.3.	Analyse directe des aberrations lors d'une restitution par ondes planes.....	113
2.4.	Correction par création dynamique d'ondes asphériques.....	118
2.4.1.	Présentation de l'approche de correction.....	118
2.4.2.	Caractérisation analytique des fonctions de corrections.....	120
2.4.3.	Conditions de simulations.....	124
2.4.4.	Résultats des simulations et analyses.....	125
2.5.	Conclusions partielles.....	131
3.	Etude de l'efficacité de diffraction de l'optique mélangeuse.....	132
3.1.	Rappels sur les réseaux de diffraction à modulation d'indice.....	133
3.1.1.	Paramètres caractéristiques du réseau de diffraction.....	133
3.1.2.	Classification des réseaux de diffraction.....	136
3.2.	Théorie rigoureuse des ondes couplées (RCWA).....	139
3.2.1.	Aperçu de la RCWA.....	139
3.2.2.	Développement de l'outil de simulation.....	141
3.3.	Analyses de notre optique mélangeuse diffractive.....	142
3.3.1.	Étude des caractéristiques de l'optique mélangeuse.....	142
3.3.2.	Utilisation locale de la RCWA.....	145
3.3.3.	Évolution de l'efficacité de diffraction sur l'ensemble du champ de vision.....	146
3.4.	Conclusions partielles.....	151
4.	Conclusions.....	152
5.	Références associées au chapitre C.....	153

CHAPITRE D. Validation expérimentale des résultats théoriques	158
1. Introduction	159
2. Fabrication de l'optique mélangeuse diffractive	160
2.1. Introduction	160
2.2. Montage d'enregistrement holographique.....	161
2.3. Hologrammes parasites	162
2.4. Matériaux d'enregistrement utilisés.....	166
2.5. Paramètres d'enregistrement utilisés.....	168
3. Élément de correction : obtention du comportement en modulation de phase (2pi)	169
3.1. Présentation de la démarche de caractérisation du SLM à cristaux liquides.....	169
3.2. Caractérisation des paramètres physiques du SLM Holoeye LC2002	171
3.3. Obtention du fonctionnement en modulation de phase	176
4. Validation expérimentale de la correction des aberrations avec les fonctions de phase théoriques	182
4.1. Description du montage de validation	182
4.2. Conditions des mesures expérimentales	183
4.2.1. Paramètres du montage.....	183
4.2.2. Incidences utilisées.....	184
4.3. Présentation et analyse des résultats expérimentaux	186
5. Conclusions.....	188
6. Références associées au chapitre D.....	189
Conclusion générale.....	192
Annexe A : Conventions de description de l'incidence d'un rayon	196
Annexe B : Description théorique du SLM Holoeye LC2002 et des montages associés.....	198
1. Modélisation d'une cellule LCD	198
1.1. Matrice de Jones du SLM seul	198
1.2. Matrice de Jones du SLM seul exprimée dans le repère du laboratoire (Oxy)	200
2. Modélisation des différents montages combinant SLM et éléments polarisants	201
2.1. Montage n°1 : Polariseur (θ_1) / SLM / Analyseur (θ_2).....	201
2.2. Montage n°2 : Polariseur (θ_1) / Quart d'onde (η) / SLM / Analyseur (θ_2)	202
2.3. Montage n°3 : Polariseur (θ_1) / LCD / Quart d'onde (η) / Analyseur (θ_2)	204
2.4. Montage n°4 : Polariseur (θ_1) / Quart d'onde (η_1) / LCD / Quart d'onde (η_2) / Analyseur (θ_2)...	205
3. Amplitude et phase	206
Liste des publications	208

Sigles et acronymes

Les sigles et acronymes sont majoritairement en français excepté ceux pour lesquels la terminologie anglaise est couramment utilisée dans la littérature.

AR	Augmented Reality (Réalité augmentée)
BZC	BiZygomatiC distance (Distance bitygomatique)
CI	Cuve à Indice
CSNP	Cube Séparateur Non Polarisant
ERF	EyeRelieF (Distance œil / optique mélangeuse)
FOV	Field Of View (Champ de vision)
FS	Filtre Spatial
FTM	Fonction de Transfert de Modulation
FTO	Fonction de Transfert Optique
FTP	Fonction de Transfert de Phase
HMD	Head-Mounted Display (Système de visualisation liée à la tête)
IOF	Isolateur Optique de Faraday
IPD	Distance interpupillaire
LC	Lentille de Collimation
LCD	Liquid Crystal Display (Afficheur à cristaux liquides)
MEMS	Micro-Electro-Mechanical System (Microsystème électromécanique)
PSF	Point Spread Function (Réponse impulsionnelle)
PUP	Diamètre de la pupille de l'œil
P-V	Peak to Valley (Valeur crête à creux)
RCWA	Rigorous Coupled Wave Analysis (Théorie rigoureuse des ondes couples)
RMS	Root Mean Square (Valeur moyenne quadratique)
SHE	Support d'Enregistrement Holographique
SLM	Spatial Light Modulator (Modulateur spatial de lumière)
TE	Transverse Électrique
TM	Transverse Magnétique
TN-LCD	Twisted Nematic Liquid Crystal Display (Afficheur à cristaux liquides nématiques twistés)

Introduction générale

1. Contexte du travail de thèse

L'amélioration de « l'expérience-utilisateur » est devenue une problématique importante dans la société actuelle¹. L'idée selon laquelle un utilisateur peut recevoir des informations personnalisées lui permettant d'améliorer sa perception du monde qui l'entoure favorise le développement de techniques et de systèmes associés à la réalité augmentée. La réalité augmentée consiste à superposer à l'environnement réel de l'utilisateur des informations virtuelles générées numériquement.

Les systèmes de visualisation en réalité augmentée liés à la tête de l'utilisateur (HMD : Head-Mounted Display) sont une technologie particulière parmi les systèmes de visualisation en réalité augmentée. Les premiers HMD développés étaient réservés à des applications militaires et n'étaient pas adaptés à une utilisation « grand public » en raison de leurs performances limitées mais surtout de leurs dimensions et coûts importants. Néanmoins, les progrès technologiques et l'amélioration des conceptions optiques permettent aujourd'hui d'améliorer la compacité et les performances de ces systèmes. Ces progrès, associés à l'évolution des applications de la réalité augmentée dans des domaines toujours plus nombreux (médecine, culture, navigation, jeux vidéo...) suscitent un intérêt croissant pour le développement de systèmes HMD.

La conception d'un système HMD est cependant une tâche complexe dans la mesure où il s'agit d'un problème pluridisciplinaire. En effet, on peut considérer un système HMD comme un ensemble de « blocs » dédiés à une fonction particulière :

- bloc optique pour afficher l'image,
- bloc de calcul de données,
- bloc d'électronique de commande pour piloter l'information à afficher,
- bloc de système de suivi (facultatif) pour synchroniser l'information à afficher.

Ce travail de thèse s'intéresse particulièrement à la conception du bloc optique d'un système HMD pour des applications en réalité augmentée.

¹ <http://www.industrie.gouv.fr/tc2015/>

Il existe plusieurs approches pour réaliser le bloc optique d'un système HMD en réalité augmentée :

- les HMD « see-through »,
- les HMD vidéo,
- les HMD utilisant un système de projection.

Dans le cas d'un HMD « see-through », le mélange de la scène réelle et des éléments virtuels est réalisé par une optique mélangeuse placée entre la scène réelle et l'œil de l'utilisateur. L'utilisateur voit directement son environnement réel par transparence (« see-through »). Suivant la technologie choisie, cette optique mélangeuse peut être un miroir semi-réfléchissant, un miroir dichroïque, un élément optique diffractif ou un système d'affichage semi-transparent. Dans le cas d'un HMD vidéo, des caméras permettent d'enregistrer la scène réelle. L'utilisateur voit indirectement son environnement réel à travers un affichage vidéo. Un traitement informatique permet d'insérer les éléments virtuels dans la scène enregistrée. Le résultat du traitement informatique est ensuite placé dans le champ de vision de l'utilisateur. Dans le cas des HMD avec système de projection, l'information est projetée sur la scène réelle et rétro-réfléchiée dans l'axe de vision de l'utilisateur. Chaque configuration a ses propres avantages et inconvénients et sera plus ou moins adaptée selon le type d'application. Ceci s'explique par le fait que chaque configuration présente des caractéristiques différentes (temps de latence, perception directe ou indirecte de l'environnement réel, occlusion des éléments virtuels...).

Ce travail de thèse porte uniquement sur le cas des HMD utilisant une optique mélangeuse.

Afin d'assurer l'adaptation du HMD à la tête de l'utilisateur, des décentrement et/ou des angles importants sont requis. La conséquence directe est un non-respect des conditions de Gauss et la présence d'aberrations géométriques importantes. Nous sommes donc confrontés à un problème de minimisation des aberrations. Dans le cas d'un HMD, il s'agit d'un véritable défi puisque cette minimisation doit respecter la compacité du système.

Le système optique étudié est soumis à des contraintes géométriques sévères et nécessite une compensation des aberrations. Nous avons étudié l'état de l'art pour analyser les différentes conceptions de systèmes HMD proposés dans la littérature scientifique.

A notre connaissance, aucune approche dynamique de formation d'image et de compensation des aberrations n'a été étudiée dans le contexte des systèmes HMDs.

On cherche à savoir dans ce travail de thèse si l'utilisation d'éléments dynamiques dans les systèmes de visualisation de type HMD peut permettre d'améliorer leurs performances ; notamment si cela peut permettre de minimiser les aberrations et d'améliorer la qualité des images.

Les objectifs de notre travail de thèse sont les suivants :

- concevoir un système de visualisation en réalité augmentée en utilisant une approche dynamique et une optique mélangeuse diffractive,
- définir l'architecture du système de visualisation et la fonction optique de l'optique mélangeuse pour que le système soit adapté aux contraintes géométriques,
- étudier théoriquement les performances et la faisabilité du système optique proposé,
- valider expérimentalement les résultats théoriques.

2. Organisation du mémoire

Le chapitre A contient l'état de l'art concernant :

- les éléments optiques dynamiques,
- les techniques de compensation des aberrations dans les systèmes optiques de visualisation,
- les travaux concernant les systèmes HMD en réalité augmentée utilisant une optique mélangeuse.

La synthèse des éléments optiques dynamiques est menée pour analyser l'intérêt de leur emploi dans un système de visualisation en réalité augmentée. Nous abordons ensuite les différentes façons avec lesquelles il est possible de compenser les aberrations d'un système optique. Nous traitons les approches de correction « classiques » avec optimisation du système optique ainsi que les approches de correction dynamique. Cette discussion permet de présenter les concepts généraux associés à chacune de ces approches et les domaines dans lesquelles elles sont utilisées. Nous analysons ensuite leur intérêt dans la conception d'un système de visualisation en réalité augmentée. Nous présentons enfin les différentes conceptions de systèmes HMD recensées dans la littérature. Nous discutons les performances obtenues. Nous mettons en avant le fait que ces conceptions n'exploitent pas l'aspect dynamique pour tenter d'améliorer les performances.

Le chapitre B présente la façon avec laquelle nous avons défini notre système de visualisation en réalité augmentée. Nous présentons dans un premier temps les spécifications utilisées et les différentes contraintes que nous avons prises en compte. Nous justifions nos choix de conception et définissons le type de création d'image que nous avons souhaité étudier. Nous distinguons la création directe et la création séquentielle d'une image. La création directe correspond au cas conventionnel de formation d'image où un système optique composé uniquement d'éléments à fonction optique figée permet de réaliser l'image d'un

objet. L'objet en question est créé par un afficheur. La création séquentielle correspond au cas où l'image est créée séquentiellement point par point à l'aide d'un élément dynamique. On ne réalise pas l'image d'un objet, on crée l'image de toute pièce. Contrairement à la majorité des systèmes de visualisation qui exploitent une création directe de l'image, nous proposons de créer l'image séquentiellement point par point dans un temps inférieur à celui de la persistance rétinienne. Nous menons alors une discussion sur la maturité technologique d'une telle approche en analysant le nombre de points affichables en fonction de la technologie. Nous définissons ensuite dans cette partie les différents repères géométriques qui nous sont utiles pour réaliser l'étude géométrique, l'étude des fonctions d'aberrations et enfin l'évaluation de l'efficacité de diffraction. Nous montrons que les contraintes géométriques limitent les dimensions maximales du champ de vision à $18^\circ \times 18^\circ$. Nous caractérisons alors la fonction de transfert de phase permettant de restituer un point image dans l'ensemble de ce champ de vision.

Le chapitre C est dédié à la présentation de l'étude théorique du système de visualisation en réalité augmentée défini dans le chapitre B. La première partie du chapitre C aborde l'étude des aberrations géométriques de l'optique mélangeuse en utilisant le modèle de l'optique géométrique. La seconde partie aborde l'étude de l'efficacité de diffraction de l'optique mélangeuse en utilisant l'approche électromagnétique de la théorie rigoureuse des ondes couplées (RCWA pour Rigorous Coupled Wave Analysis). Nous montrons que le point image virtuel subit des déformations, principalement de l'astigmatisme, lorsque sa position s'éloigne de la position centrale du champ de vision. Nous montrons que ces aberrations dégradent de façon significative la qualité de l'image virtuelle. La correction de ces aberrations est nécessaire pour obtenir une image de haute qualité. Nous décrivons une approche de correction dynamique. Nous réalisons le développement théorique permettant d'obtenir la forme analytique des fonctions de correction suivant la position du point image. Ce développement théorique est réalisé en utilisant une description par tracé de rayon. Les fonctions de phase correctrices sont déduites en utilisant la relation de l'eikonale. Nous montrons qu'il est théoriquement possible d'obtenir une correction optimale (à la limite de diffraction) quelle que soit la position du point image dans le champ de $18^\circ \times 18^\circ$. Nous montrons également qu'il est possible de réaliser ces fonctions de corrections avec la technologie actuelle. Concernant l'efficacité de diffraction, nous rappelons dans un premier temps les notions fondamentales sur la description des hologrammes (à travers l'exemple d'un réseau de diffraction) et nous introduisons les concepts de la RCWA. Notre objectif est de déterminer avec quelle proportion énergétique le point image sera affiché en fonction de sa position dans le champ de vision. Nous étudions alors l'influence des paramètres physiques de l'hologramme (épaisseur, modulation) et de l'onde incidence (état de polarisation) sur l'intensité du point image.

La dernière partie (chapitre D) présente la validation expérimentale des concepts théoriques développés pour la correction des aberrations. Nous présentons tout d'abord les travaux de préparation préliminaires que nous avons dû effectuer pour pouvoir mettre en place

le montage de validation expérimental. Ils concernent la fabrication de l'optique mélangeuse par un procédé holographique et l'obtention d'une modulation de phase égale à 2π avec un afficheur à cristaux liquides nématiques twistés. Nous expliquons dans chaque cas les protocoles expérimentaux que nous avons mis en œuvre pour obtenir un hologramme de qualité et pour obtenir le comportement souhaité de l'afficheur à cristaux liquides. Nous décrivons alors le montage de validation expérimentale utilisé. Nous expliquons les conditions de mesures et montrons la validation des travaux théoriques concernant la correction des aberrations.

La conclusion générale reprend la synthèse des travaux réalisés et les principaux résultats obtenus. Nous proposons également les pistes de travail qu'il nous semble judicieux d'approfondir dans le futur.

CHAPITRE A.

État de l'art

1. Introduction

On cherche à savoir dans ce travail de thèse si l'utilisation d'éléments dynamiques dans les systèmes de visualisation de type HMD peut permettre d'améliorer leurs performances ; notamment si cela peut permettre de minimiser les aberrations et améliorer la qualité d'image.

On propose de mener dans ce chapitre trois discussions pour justifier l'intérêt de notre approche par rapport aux travaux recensés dans la littérature.

Nous présentons dans un premier temps les différentes catégories d'éléments dynamiques. Le principe de fonctionnement de ces éléments est présenté. Nous discutons s'il est intéressant de les utiliser dans un système de visualisation en réalité augmentée.

Nous abordons ensuite les différentes façons avec lesquelles il est possible de compenser les aberrations d'un système optique. Nous traitons :

- les approches de correction « classiques » avec optimisation du système optique,
- les approches de correction dynamiques.

Cette discussion permet de présenter les concepts généraux associés à chacune de ces approches et les domaines dans lesquelles elles sont utilisées. Nous analysons l'intérêt de les utiliser pour la conception d'un système de visualisation en réalité augmentée.

Nous présentons enfin les différentes conceptions de systèmes HMD recensées dans la littérature. Nous discutons les performances obtenues. Nous mettons en avant le fait que ces conceptions n'exploitent pas l'aspect dynamique pour tenter d'améliorer les performances.

2. Éléments à fonction optique active

2.1. Introduction

Un élément optique est un milieu dont les propriétés permettent de modifier le champ électromagnétique. On définit la transmittance en amplitude complexe t d'un élément optique comme le rapport de l'amplitude complexe U^+ du champ électromagnétique immédiatement après l'élément optique et l'amplitude complexe U^- du champ électromagnétique immédiatement avant [1, 2] :

$$t(x, y) = \frac{U^+(x, y)}{U^-(x, y)} = a(x, y) \exp(i\Delta\phi(x, y)) \quad (\text{A.1})$$

La fonction $a(x,y)$ tient compte des dimensions finies de l'élément optique et de l'absorption du milieu. La fonction $\Delta\Phi(x,y)$ représente le déphasage local introduit par l'épaisseur et l'indice de réfraction du milieu. A partir de cette définition, il est possible de distinguer deux catégories d'éléments optiques :

- ceux pour lesquels la transmittance en amplitude complexe est unique et figée dans le temps,
- ceux pour lesquels il est possible de la faire varier dans le temps de façon contrôlée.

La première catégorie regroupe les éléments optiques classiques tels que les lentilles, les miroirs, les éléments diffractifs à relief de surface ou les hologrammes analogiques. La seconde catégorie regroupe les éléments à fonction optique active que l'on appelle généralement « modulateur spatiaux de lumière » (spatial light modulator ou SLM)². Les différents SLM sont issus des travaux de recherches sur les propriétés physiques, chimiques et optiques des matériaux. On distingue plusieurs technologies parmi lesquelles on trouve les SLM à cristaux liquides, les miroirs déformables, les lentilles liquides ou encore les matériaux photosensibles dynamiques avec lesquels l'holographie dynamique devient possible. Les éléments pour lesquels on ne peut contrôler que l'amplitude sont appelés éléments à modulation d'amplitude et ceux pour lesquels on ne peut contrôler que la phase sont appelés éléments de phase pure. Dans certains cas, la modulation d'amplitude et la modulation de phase sont couplées.

La modulation de la transmittance en amplitude complexe est obtenue par des mécanismes réorganisant la structure du milieu (forme, distribution de charges électroniques, réorganisation des molécules...). Le contrôle de ces mécanismes est réalisé par un adressage optique ou un adressage électronique [3].

- Dans le cas de l'adressage optique, le milieu actif possède une surface sensible à la lumière. La modulation est contrôlée par l'intensité lumineuse atteignant la surface photosensible.
- Dans le cas de l'adressage électrique, la modulation est contrôlée par application directe d'une commande électrique.

L'idée de pouvoir maîtriser la transmittance d'un élément optique est particulièrement intéressante dans la mesure où cela permet de « sculpter » directement le champ électromagnétique. Ces différents éléments ouvrent donc la porte à une multitude

² Le terme modulateur spatial de lumière (SLM) est une expression générale qui fait souvent référence uniquement aux afficheurs à cristaux liquides et aux miroirs déformables. Nous regroupons ici sous cette expression l'ensemble des éléments optiques à fonction active.

d'applications (Table 1). On notera que pour les applications de compensation d'aberrations, une modulation de phase au moins égale à 2π est nécessaire, la phase étant définie à 2π près.

Modulation d'amplitude $a(x, y ; t)$	Modulation de phase $\Delta\Phi(x, y ; t)$
<i>Projection d'une image</i> <i>Élément diffractif dynamique d'amplitude</i>	<i>Compensation adaptée des aberrations</i> <i>Création de lentilles à focales ajustables</i> <i>Élément diffractif dynamique de phase</i>

Table 1 : Principales applications possibles avec l'utilisation d'éléments dynamiques permettant une modulation d'amplitude ou une modulation de phase

On propose dans cette partie de présenter pour chaque type d'élément dynamique le principe de fonctionnement, leurs avantages, leurs inconvénients et les domaines d'applications dans lesquelles ils sont généralement utilisés.

2.2. SLM à cristaux liquides

Les premières études sur les cristaux liquides ont été menées dès la fin du 19^{ème} siècle par l'allemand Otto Lehmann suite aux observations du botaniste autrichien Friedrich. Un peu plus d'un siècle plus tard, les technologies à cristaux liquides peuplent notre quotidien, particulièrement sous la forme de SLM à cristaux liquides (liquid crystal display ou LCD).

Principe d'un SLM à cristaux liquides

Un cristal liquide est un état de la matière combinant les propriétés d'un liquide avec celles d'un solide cristallisé. Il possède notamment des propriétés de biréfringence et donc un effet direct sur l'état de polarisation du champ électromagnétique qui le traverse. On peut convertir cette modification de l'état de polarisation en une variation d'intensité ou de phase en plaçant des éléments polarisants autour du milieu à cristaux liquides. Lorsqu'un champ électrique est appliqué aux cristaux liquides, les molécules tendent à s'aligner selon la direction du champ électrique ce qui provoque une modification de la biréfringence. Il devient donc possible de modifier de façon contrôlée l'amplitude ou la phase du champ électromagnétique. C'est le principe de fonctionnement d'un SLM à cristaux liquides. On doit à Lechner la première réalisation de ce type [4].

Les caractéristiques physiques des SLM à cristaux liquides les rendent intéressants pour un très grand nombre de domaines d'applications (filtrage optique, affichage d'images par

projection, compensation d'aberrations optiques, création de lentilles dynamiques, création d'hologrammes dynamiques générés par ordinateur...).

Les SLM à cristaux liquides ont par conséquent été très largement étudiés. On trouve ainsi des travaux sur :

- le développement de modèles théoriques décrivant leur comportement [5-8],
- le développement de méthodes de caractérisation expérimentale permettant d'avoir accès aux paramètres physiques intrinsèques du SLM [9, 10],
- la caractérisation des performances qu'il est possible d'obtenir dans les différents domaines d'applications [11, 12],
- l'étude des différents effets dégradant les performances (zones mortes dans les SLM à cristaux liquides pixélisés, influence de la température...) et la démonstration d'approches permettant de limiter ces effets [13-15].

Il existe ainsi plusieurs types de SLM à cristaux liquides en fonction :

- du type de cristal liquide utilisé (nématiques, nématiques twistés, ferroélectriques),
- du type d'adressage (électrique / optique),
- du mode de fonctionnement (en réflexion / en transmission),

Les différentes phases de cristaux liquides utilisés dans les SLM

Plusieurs types de cristaux liquides existent et peuvent être utilisés (Figure A.1). Les performances qu'il est possible d'obtenir dépendent directement de l'organisation des molécules du cristal liquide. Les cristaux liquides utilisés dans les éléments dynamiques sont des molécules longilignes pouvant s'organiser en phase nématique ou en phase smectique (Table 2). En phase nématique, les molécules ont une orientation ordonnée. En phase smectique elles présentent un ordre d'orientation et un ordre de position selon une dimension, ce qui se matérialise comme un empilement de couches pouvant glisser les unes sur les autres. L'ajout de la lettre A ou C derrière la phase smectique permet de préciser l'inclinaison des molécules par rapport aux couches. La phase smectique A correspond au cas où les molécules sont perpendiculaires par rapport au plan des couches tandis que la phase smectique C correspond au cas où les molécules sont inclinés par rapport à la normale des couches. Si les molécules sont chirales³, les nématiques peuvent s'organiser en forme d'hélice. On utilise alors la dénomination cristal liquide nématiques twistés (twisted-nematic liquid crystal ou TN-LC). Dans le cas des smectiques C, on ajoute une étoile pour indiquer la chiralité des molécules (smectiques C*). La chiralité induit une torsion des molécules d'une couche à

³ Une molécule est chirale si elle n'est pas superposable à son image dans un miroir.

l'autre. On utilise l'adjectif « ferroélectrique » pour les cristaux liquides smectiques C*. La chiralité n'a en revanche aucune influence sur la phase smectique A.

Phase	Nématique	Nématique twistée	Smectique C	Smectique C*	Smectique A
Ordre de position	<i>Non</i>	<i>Non</i>	<i>Oui</i>	<i>Oui</i>	<i>Oui</i>
Ordre d'orientation	<i>Oui</i>	<i>Oui</i>	<i>Oui</i>	<i>Oui</i>	<i>Oui</i>
Molécules chirales	<i>Non</i>	<i>Oui</i> (organisation en hélice)	<i>Non</i>	<i>Oui</i> (phénomène de torsion)	-

Table 2 : Synthèse des différentes structures de cristaux liquides.

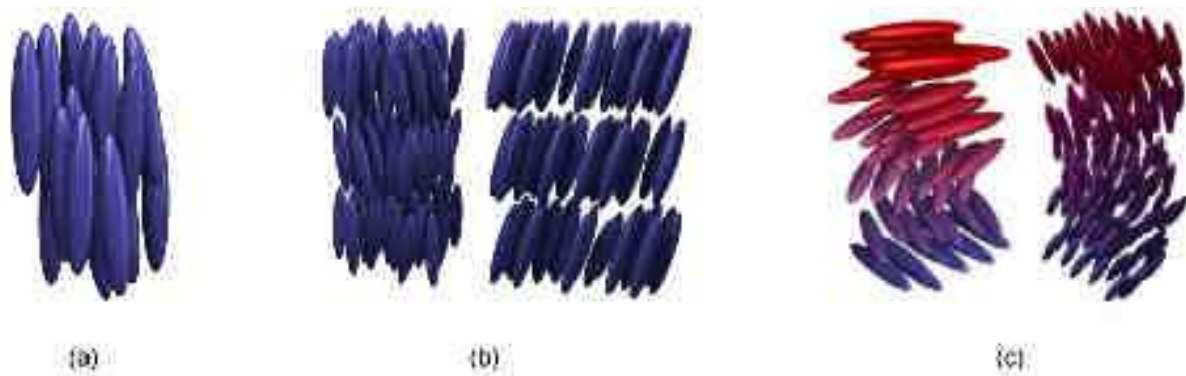


Figure A.1 : Illustration des différentes organisations des cristaux liquides [16]. (a) Phase nématique. (b) Phase smectique A (gauche), phase smectique C (droite). (c) Phase nématique twistée (gauche), phase smectique C* (droite).

Performances des SLM à cristaux liquides

Les SLM à cristaux liquides nématiques possèdent le plus grand domaine de modulation. La modulation d'amplitude et la modulation de phase sont généralement couplées mais il est possible d'obtenir une modulation de phase pure ou une modulation d'amplitude pure par un réglage correct des éléments polarisants entourant le cristal liquide [11]. Il faut dans ce cas réaliser un travail de caractérisation du SLM en déterminant la valeur de ses paramètres physiques (angle de twist, biréfringence hors tension, biréfringence en fonction de la tension, direction moléculaire). Des méthodes de caractérisation permettent de retrouver ces paramètres physiques à partir de différentes configurations expérimentales. Ces mesures expérimentales sont alors confrontées au modèle théorique décrivant le comportement du cristal liquide et développé à partir du formalisme de Jones [5, 7, 10, 11, 17]. La connaissance

des paramètres physiques permet alors de régler le SLM pour obtenir la modulation souhaitée. Une configuration en modulation d'amplitude pure permettra de réaliser des hologrammes dynamiques en amplitude ou la projection d'une image tandis qu'une modulation en phase pure permettra de réaliser une modulation de front d'onde pour des applications de compensation d'aberrations, de créer une lentille dynamique ou un hologramme dynamique de phase. La valeur maximale que l'on peut obtenir en modulation de phase varie en fonction des paramètres du SLM et de la longueur d'onde [5, 7, 10, 11, 17]. Les SLM à cristaux nématiques sont donc des éléments dynamiques extrêmement intéressants pour leur potentiel de modulation. Ils sont néanmoins limités par un temps de réponse relativement lent (2ms à 30ms).

Les SLM à cristaux liquides ferroélectriques ont des possibilités de modulation beaucoup plus réduites mais ont l'avantage d'être particulièrement rapides (50 μ s à 150 μ s). De nombreux travaux ont ainsi été menés pour tirer parti de cet avantage. Les valeurs de phase ou d'amplitude possibles sont généralement binaires mais il est possible d'obtenir une modulation d'amplitude analogique [18, 19]. Le SLM se comporte alors comme une lame demi-onde dont les axes neutres varient en fonction de l'amplitude du champ électrique appliqué et l'utilisation d'un analyseur permet d'obtenir une modulation d'amplitude. Il est alors possible d'utiliser un SLM ferroélectrique pour créer des éléments diffractifs dynamiques [20]. Des travaux ont également été menés pour améliorer les performances en modulation de phase. Il est possible d'obtenir une modulation de phase discrétisée sur plusieurs valeurs en associant en cascade plusieurs SLM ferroélectriques [21, 22]. Cette association est cependant problématique dans les cas où la compacité du système est souhaitée. Des concepts de SLM ferroélectriques permettant une modulation de phase égale à 2π ont également été récemment développés en laboratoire [23].

Structure pixélisée

Les SLM à cristaux liquides sont généralement des éléments pixélisés. Cette pixélisation conduit aux deux conséquences suivantes :

- la résolution optique du SLM (fréquence spatiale maximale) est limitée par les dimensions des pixels,
- la distribution spatiale des pixels crée un réseau bidimensionnel et donc des effets de diffraction parasites.

D'un point de vue technologique, la tendance est à l'augmentation du nombre de pixels et à la minimisation des dimensions des pixels. Ce dernier point signifie que les fréquences spatiales maximales ont tendances à augmenter. Elles restent néanmoins bien inférieures à ce que l'on peut obtenir avec des matériaux holographiques par exemple.

Concernant les effets de diffraction parasites, plusieurs travaux ont été proposés pour minimiser leurs influences [13, 14, 24, 25].

Synthèse : avantages, inconvénients, domaines d'utilisation

Les SLM à cristaux liquides sont des éléments incontournables dès que l'on souhaite exploiter un aspect dynamique. Ils représentent une large gamme d'éléments dynamiques offrant des domaines de modulation importants (nématiques) ou des temps de réponse rapides (ferroélectriques). Ils peuvent par conséquent être utilisés dans de nombreux domaines d'applications (compensation d'aberrations, imagerie, ...). Le choix du SLM à cristaux liquides devra être fait en fonction des spécifications propres à l'application souhaitée.

2.3. Miroirs déformables

Les premiers miroirs déformables sont apparus pratiquement en même temps que les premiers SLM à cristaux liquides. Les miroirs déformables représentent une technologie alternative permettant de réaliser une modulation dynamique de la transmittance en amplitude complexe et plus particulièrement une modulation de phase.

Contrairement aux SLM à cristaux liquides pour lesquels la modulation de phase est obtenue par une modulation de l'indice de réfraction, la modulation de phase des miroirs déformables est obtenue par une modulation du profil géométrique du miroir. Cette modulation de profil est rendue possible en modifiant la surface du miroir par application d'un champ électrique. Les miroirs déformables sont généralement utilisés pour la correction d'aberrations dans les montages d'optique adaptative ou dans les scanners optiques. Ils sont particulièrement répandus en imagerie astronomique et sont également utilisés dans les domaines de l'ophtalmologie, de la microscopie ou de l'usinage laser.

Classification des différentes technologies de miroirs déformables

Il existe de nombreuses technologies de miroirs déformables. On les distingue à partir des considérations suivantes :

- l'architecture générale du miroir déformable : segmentée ou continue,
- le type d'actionneur utilisé pour créer la déformation du miroir : actionneur de position ou actionneur de forces,
- l'échelle à laquelle est réalisé le miroir déformable : macroscopique ou microscopique (MEMS pour Micro-Electro-Mechanical Systems).

Miroirs segmentés et miroirs continus

Les miroirs déformables segmentés sont constitués d'un nombre fini de segments de miroirs. Un ou plusieurs actionneurs sont reliés au segment de miroir. Le mouvement est limité à une translation lorsqu'il n'y a qu'un seul actionneur (piston). L'utilisation de plusieurs actionneurs permet de réaliser une translation et un mouvement de basculement (piston + tilt). Les miroirs segmentés ont l'avantage de ne pas présenter d'effet de couplage entre les différents actionneurs. Les segments sont facilement remplaçables et il est possible de les combiner pour augmenter les dimensions du miroir déformable. En revanche, la présence de zones mortes entre les segments crée un réseau bidimensionnel et donc un phénomène de diffraction parasite.

Les miroirs déformables continus sont constitués d'une couche de verre ou de quartz de l'ordre de plusieurs microns recouverte d'une surface réfléchissante. L'ensemble forme une membrane suffisamment fine pour pouvoir être déformée et suffisamment rigide et solide pour ne pas être détruite par l'action des déformations. On peut distinguer trois catégories de miroirs déformables continus :

- les miroirs déformables continus qui sont constitués d'un ensemble d'actionneurs équitablement répartis sous la membrane déformable (la répartition est souvent hexagonale). Ils sont à mettre en parallèle avec les miroirs segmentés, le phénomène de diffraction n'est plus présent mais un couplage des actionneurs plus ou moins important est présent (le déplacement d'un actionneur provoque le déplacement d'un actionneur non sollicité).
- Les miroirs déformables continus bimorphes pour lesquels des électrodes sont placés entre deux couches d'un substrat piézoélectrique ou électrostatique. L'application d'une tension électrique provoque une contraction ou une dilatation des substrats ce qui modifie la courbure du miroir. Ces miroirs ont l'avantage d'être particulièrement adaptés aux puissances élevées. Ils sont ainsi particulièrement adaptés pour la mise en forme des faisceaux lasers [26]. Ils requièrent cependant des tensions d'alimentation élevées (plusieurs centaines de volts).
- Les miroirs déformables continus liquides dont on doit les premiers développements à l'université de Laval (Québec) [27]. Vuelban a proposé un miroir liquide exploitant le phénomène d'électrocapillarité [28]. Nous détaillons ce phénomène lors de la discussion sur les lentilles liquides. Brousseau a quant à lui travaillé sur le développement d'un miroir liquide utilisant un milieu ferro-fluidique dont la surface peut être contrôlée par application d'un champ magnétique [29].

Les différentes technologies d'actionneurs

L'actionneur est un élément clé concernant les performances du miroir déformable. En effet, les capacités de modulation du front d'onde sont limitées par le nombre d'actionneurs et la course maximale qu'ils peuvent réaliser. L'aspect dynamique du miroir déformable est quant à lui limité par le temps de réponse des actionneurs. De plus, ceux-ci peuvent être sujets à un phénomène d'hystérésis affectant la répétabilité de la déformation.

On distingue deux types d'actionneurs :

- Les actionneurs de position réalisés à partir d'un matériau se contractant ou se dilatant en fonction de l'intensité du champ électrique. L'actionneur le plus courant est l'actionneur piézoélectrique. Sa réponse est linéaire avec la tension appliquée.
- Les actionneurs de force qui utilisent les forces électrostatiques ou magnétiques pour déformer localement la membrane.

La Table 3 permet de synthétiser les avantages et les inconvénients associés à chaque type d'actionneur.

	Actionneur piézoélectrique	Actionneur électrostatique	Actionneur magnétique
Catégorie	Position	Force	Force
Avantages	Réponse linéaire Course importante : ~10µm Nombre d'actionneurs élevé (jusqu'à 4000)	Coût Compacité Nombre d'actionneurs Vitesse	Compacité Course importante Rapidité Basse tension
Inconvénients	Hystérésis importante (~15%) Coût	Course faible Non linéaire	Incompatible pour les applications à haute puissance Nombre d'actionneurs limité

Table 3 : Comparaison des différentes technologies d'actionneurs

Echelle macroscopique et échelle microscopique

Les différentes approches technologiques que nous venons de présenter s'appliquent aussi bien à l'échelle macroscopique qu'à l'échelle microscopique. Davies propose de distinguer [30]:

- Les grands miroirs déformables utilisés dans les grands télescopes (Very Large Telescope [31], Magellan Telescope [32]). Ce sont des miroirs continus avec un nombre importants d'actionneurs. Ces miroirs sont extrêmement coûteux en raison de leurs dimensions (> m) et de la planéité nécessaire.
- Les miroirs déformables conventionnels dont les dimensions varient entre une dizaine de millimètres et une centaine de millimètres.
- Les micro-miroirs (MEMS) dont les actionneurs ont des dimensions micrométriques. On doit à Texas Instruments l'une des premières réalisations de MEMS intégrant des miroirs déformables avec les Digital Micromirror Devices (DMD). Il s'agit d'une matrice de micro-miroirs segmentés à positionnement bistable. Le lecteur trouvera des informations plus détaillées sur la conception et la fabrication de micro-miroirs déformables (segmentés ou continus) en se référant aux travaux de l'équipe de recherche du Boston University Photonics Center [33-35].

Synthèse

Comme les SLM à cristaux liquides, les miroirs déformables représentent un ensemble technologique extrêmement important. Ils sont particulièrement adaptés pour les problèmes de compensation d'aberrations. Ce qui était valable pour les SLM à cristaux liquides l'est tout autant pour les miroirs déformables. Il n'existe pas un miroir déformable idéal pouvant être utilisé pour chaque type d'application. Néanmoins, les nombreuses approches technologiques développées à partir du concept initial (modifier la structure d'un miroir par une action extérieure contrôlée) sont maîtrisées et leurs avantages et limites particuliers sont connus. L'ensemble des miroirs déformables forme ainsi un large panel de choix. Le miroir déformable le mieux adapté se choisit en fonction des spécifications liées à une application donnée.

2.4. Lentilles liquides

Nous avons vu qu'il est possible de créer une lentille dynamique à partir d'un SLM à cristaux liquides en adressant un déphasage équivalent à celui introduit par une lentille classique. Néanmoins les performances des lentilles à cristaux liquides restent actuellement limitées par les faibles temps de réponses ainsi que les effets de polarisation ou de diffraction. De nombreux travaux ont alors été réalisés pour concevoir des lentilles dynamiques rapides et pour lesquelles il n'est pas nécessaire d'utiliser une lumière polarisée. Ces lentilles dynamiques sont réalisées à partir d'un ou plusieurs fluides. Une action extérieure contrôlée exercée sur ces fluides permet de modifier la forme de la lentille et donc de régler dynamiquement sa distance focale. Ces éléments sont par exemple particulièrement intéressants pour miniaturiser un zoom optique classiquement composé d'éléments mécaniques. Plusieurs technologies de lentilles déformables [36] ont ainsi été développées depuis une quinzaine d'années.

Les différentes technologies de lentilles

On trouve trois approches technologiques dans la littérature :

- les lentilles liquides exploitant le phénomène d'électro-mouillage [37, 38] (Figure A.2.a),
- les lentilles liquides utilisant des forces diélectriques [39, 40] (Figure A.2.b),
- les lentilles liquides à membrane élastique [41] (Figure A.2.c).

Les lentilles à électro-mouillage et diélectriques sont contrôlées par l'action d'un champ électrique tandis que les lentilles à membrane élastique sont contrôlées par une variation de pression.

Dans une lentille à électro-mouillage (Figure A.2.a), deux fluides non miscibles (eau/huile en général) et d'indices de réfraction différents sont placés entre deux plaques de verre. Ces fluides sont mis en contact avec des électrodes. Lorsque la tension est nulle, la courbure de l'interface entre les deux milieux est définie par effet de capillarité et équilibre des forces surfaciques. L'application d'une tension électrique modifie l'effet de capillarité ce qui introduit de nouvelles forces et provoque une modification de la courbure de l'interface entre les milieux. Il est donc possible par un tel procédé de contrôler la courbure de la lentille et donc d'ajuster la distance focale.

Dans une lentille diélectrique (Figure A.2.b), on utilise de nouveau deux fluides non miscibles et la forme de la lentille est encore une fois modifiée par l'action d'un champ électrique. La différence se situe dans les propriétés électromagnétiques des milieux utilisés. Dans une lentille diélectrique, les deux milieux sont non conducteurs et possèdent des constantes diélectriques différentes. Lorsqu'une tension est appliquée, des forces diélectriques

apparaissent et tendent à réduire la surface de contact entre le milieu ayant la plus faible constante diélectrique et la surface conductrice. Cette réduction de la surface de contact provoque une augmentation de la courbure de la surface entre les deux milieux liquides non miscibles et permet donc de modifier la distance focale de la lentille.

Le principe d'une lentille à membrane élastique (Figure A.2.c) est plus éloigné des deux techniques précédentes. Dans ce cas, un milieu liquide unique est placé entre deux substrats hermétiquement raccordés sur les bords. Des membranes élastiques sont situées sur les substrats. L'utilisation d'un système de pompage permet de déplacer le milieu liquide. Ce déplacement provoque une force de pression sur la membrane élastique et modifie alors sa courbure.

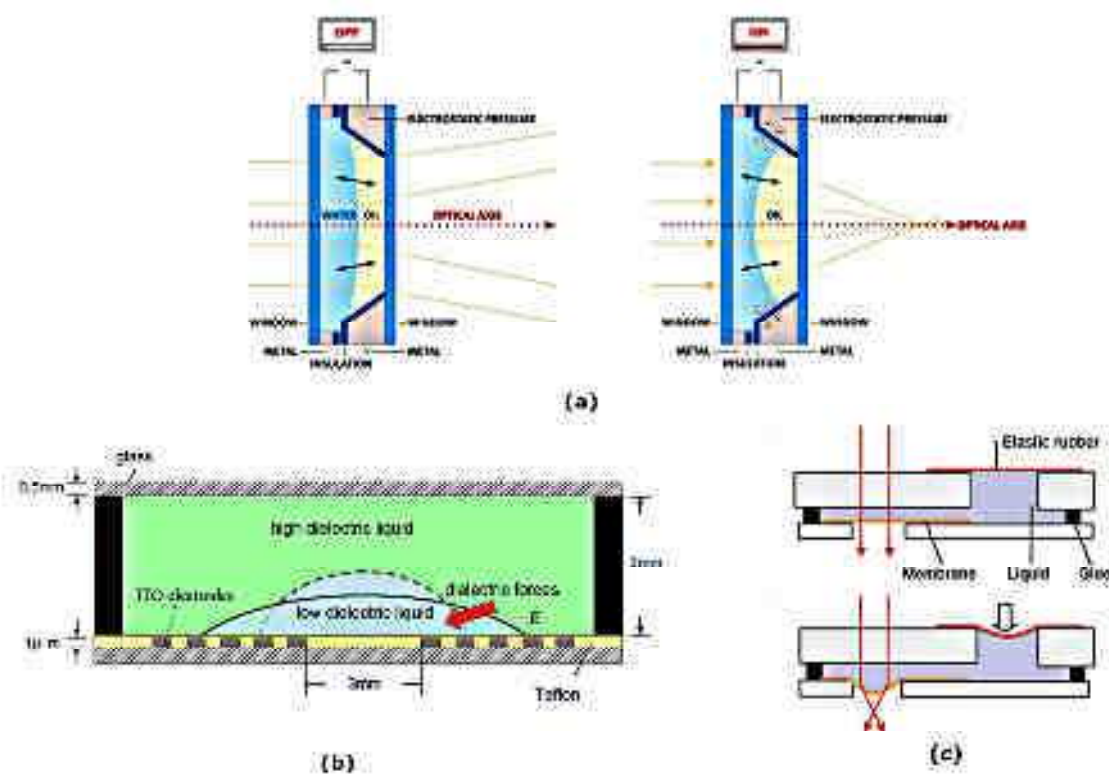


Figure A.2 : Schémas de principe des différentes technologies de lentilles liquides. (a) Lentille à Electro-mouillage [42]. (b) Lentille diélectrique [39]. (c) Lentille à membrane élastique [41].

Synthèse

Bien qu'il s'agisse d'une technologie relativement récente, les lentilles liquides ont déjà été grandement étudiées et plusieurs approches technologiques ont été développées. Les lentilles liquides ne sont pas aussi bien adaptées à la compensation d'aberrations que les SLM

à cristaux liquides ou les miroirs déformables. Marks a néanmoins réussi à générer des termes de defocus et d'astigmatisme avec une lentille liquide à ouverture rectangulaire [43] et la société Varioptic commercialise une lentille liquide utilisant 8 électrodes et permettant de gérer les aberrations du premier ordre [44]. L'application principale des lentilles liquides est le réglage dynamique et contrôlé de la distance focale. Les faibles dimensions de ces éléments les rendent particulièrement intéressants pour les systèmes mobiles permettant des acquisitions d'images telles que les téléphones portables ou les ordinateurs portables.

2.5. Matériaux photosensibles effaçables

On doit à Gabor la découverte du principe de l'holographie dès 1947 [45]. Il fut le premier à remarquer qu'il est possible de reconstruire une image tridimensionnelle en enregistrant la phase du champ électromagnétique. La phase n'étant pas directement détectable, on enregistre une figure d'interférence obtenue entre un faisceau objet et un faisceau référence sur un matériau photosensible.

Cette étape importante dans l'histoire des sciences a permis d'alimenter l'imagination de bon nombre de personnes, celles-ci voyant là une technologie pouvant permettre d'obtenir un système d'affichage temps réel tridimensionnel. Néanmoins, si l'holographie est devenue une technique fondamentale dans de très nombreux domaines (métrologie optique, stockage de données...) la promesse d'une imagerie 3D en temps réel n'a pas pu être tenue en raison des limitations dues aux matériaux d'enregistrement.

A défaut de trouver le matériau idéal, des hologrammes dynamiques ont pu être réalisés en utilisant une fonction adaptée dans un SLM à cristaux liquides [20, 46-48]. Les performances restent néanmoins limitées par les faibles efficacités de diffraction et surtout les faibles résolutions spatiales possibles (< 100 lp/mm).

De telles applications d'imagerie holographique en temps réel commencent cependant à devenir réalité depuis quelques années grâce aux progrès réalisés au niveau des matériaux d'enregistrement.

Avant de présenter les développements récents sur les matériaux photosensibles effaçables, nous proposons quelques rappels concernant les matériaux photosensibles statiques afin de présenter les paramètres physiques nécessaires à la réalisation d'un hologramme dynamique.

Matériaux holographiques statiques

Pour réaliser un hologramme, il est nécessaire d'utiliser un support d'enregistrement ayant des propriétés photosensibles [49]. Un tel matériau permet d'enregistrer la figure

d'interférence obtenue entre les faisceaux objet et référence. Selon le type de matériau, la distribution d'intensité lumineuse est convertie :

- en une variation de densité optique (hologramme d'amplitude)
- en une variation d'épaisseur ou d'indice de réfraction (hologramme de phase)

Les matériaux photosensibles utilisés classiquement en holographie tels que les plaques argentiques ou la gélatine bichromatée ont plusieurs avantages. Ils permettent d'enregistrer des fréquences spatiales élevées (> 3000 lp / mm) et d'atteindre des efficacités de diffraction supérieures à 80% pour la gélatine bichromatée. Néanmoins, ils ne permettent pas de créer des hologrammes dynamiques pour deux raisons :

- la conversion de la distribution d'intensité lumineuse en une variation de densité optique ou d'indice de réfraction n'est pas instantanée. Chaque type de matériau est associé à une procédure de développement de l'hologramme [50]. Celles-ci peuvent être longues et difficiles à maîtriser.
- Une fois l'hologramme enregistré dans le matériau photosensible, il n'est pas possible de l'effacer⁴.

De nouveaux matériaux holographiques dynamiques

De nouveaux matériaux répondant aux critères de réalisation de systèmes holographiques dynamiques ont donc été recherchés. Afin de pouvoir obtenir un système d'affichage holographique dynamique, les propriétés des matériaux doivent permettre de remplir les spécifications suivantes : une efficacité de diffraction élevée, une résolution élevée (plusieurs milliers de lignes par millimètre), une sensibilité élevée, un développement de l'enregistrement rapide, une persistance de l'image suffisamment longue et la possibilité d'effacer l'enregistrement pour en effectuer un nouveau.

Les travaux de recherche ont permis d'identifier plusieurs candidats pour lesquels aucune phase de développement chimique n'est nécessaire et pour lesquels il est possible d'effacer simplement et rapidement l'hologramme enregistré. Tous ces candidats sont des matériaux polymères dont les propriétés photosensibles sont dues à différents processus physico-chimiques. On peut par exemple citer :

- les photopolymères exploitant les modifications de conformation des protéines de bacteriorhodopsin [51, 52] en fonction de l'intensité lumineuse,
- les photopolymères exploitant les modifications de l'orientation des molécules d'azobenzène [53, 54] en fonction de l'intensité lumineuse,

⁴ L'influence des conditions ambiantes (température, humidité...) peut conduire à un effacement de l'hologramme. On recouvre généralement les hologrammes statiques d'une plaque protectrice pour éviter ce phénomène d'effacement lent et non contrôlable.

- les matériaux photopolymères exploitant l'effet photo-réfractif [55-57].

Une comparaison des performances de chacun de ces photopolymères [56] montre que les matériaux polymères photo-réfractifs sont les plus prometteurs (meilleure efficacité de diffraction, modulation d'indice, résolution élevée, sensibilité élevée). L'effet photo-réfractif (Figure A.3) permet de convertir la figure d'interférence en une modulation de l'indice de réfraction par génération et redistribution de charges électriques. La distribution des charges électriques dans le matériau permet de créer un champ électrique contraint par la forme de la figure d'interférence. Ce champ provoque une modulation de la permittivité diélectrique et donc une modulation de l'indice de réfraction.

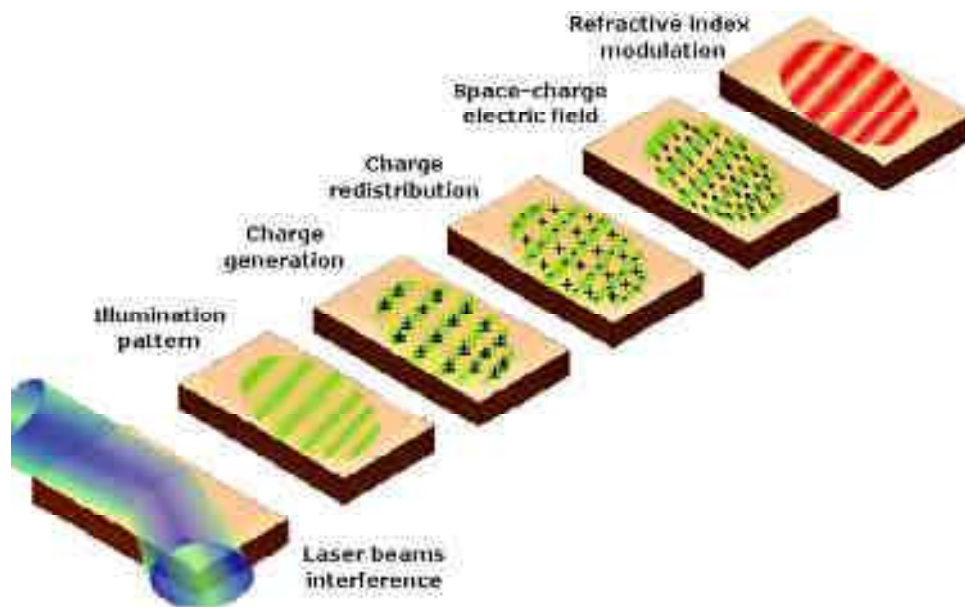


Figure A.3 : Illustration de la conversion de la figure d'interférence en modulation d'indice par effet photo-réfractif [56]

La dynamique du processus de conversion et de la persistance de l'hologramme est dépendante du type de matériaux composites utilisés dans le milieu. Un exemple de dynamique est présenté sur la Figure A.4. L'éclairement du milieu par la figure d'interférence est suivi par un temps de montée d'environ 50s à la fin duquel l'efficacité de diffraction atteint pratiquement 100%. Ce temps de montée correspond au temps nécessaire aux différentes étapes liées à l'effet photo-réfractif. Ce temps est relativement long mais il semblerait que les matériaux photo-réfractifs aient le potentiel pour atteindre des temps de montée inférieurs à la milliseconde [58]. Une fois le maximum de diffraction atteint, on observe une diminution progressive de l'efficacité de diffraction qui correspond à un effacement progressif de l'hologramme et définit son temps de persistance dans le matériau. L'effacement progressif recensé dans la littérature varie entre plusieurs centaines de secondes et trois heures.

Il est également possible d'effacer complètement l'hologramme en une à deux minutes en utilisant un éclairage uniforme avec la longueur d'onde utilisée pour l'enregistrement (Figure A.5). Il est également possible d'enregistrer un nouvel hologramme sans effacer le précédent au préalable, l'enregistrement écrasant le précédent. Cette propriété est particulièrement intéressante pour le rafraîchissement d'images puisqu'elle permet de s'affranchir du temps d'effacement par éclairage uniforme.

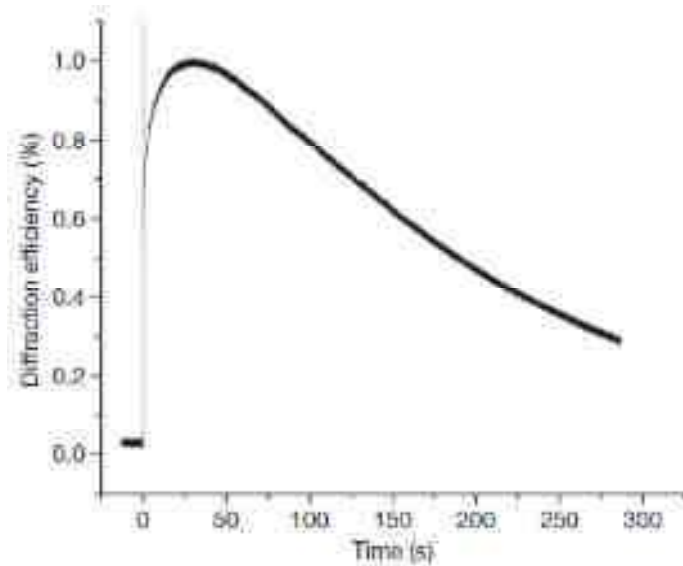


Figure A.4: Exemple de la dynamique d'un milieu photo-réfractif. Le pic vertical au temps $t=0$ s'explique par l'utilisation de faisceaux pulsés [59].



Figure A.5: Effacement contrôlé d'un hologramme enregistré sur un matériau photo-réfractif [57].

Synthèse

Les progrès sur les matériaux holographiques ont rendu possible la réalisation de matériaux photo-réfractifs combinant des propriétés dynamiques (enregistrement rapide sans développement chimique, persistance de l'hologramme, effacement contrôlable) aux qualités des matériaux holographiques classiques (résolution et efficacité de diffraction élevées). Ces

matériaux ouvrent la voie vers de nouvelles perspectives en imagerie holographique temps réelle. Le concept a été démontré par plusieurs travaux de recherche [57, 59]. Si les performances sont encore insuffisantes pour obtenir un flux vidéo suffisant, le potentiel est bel et bien réel et extrêmement intéressant pour un très large panel d'application. Les systèmes de visualisation en réalité augmentée sont en première ligne des applications possibles.

2.6. Synthèse

Nous avons présenté de façon générale dans cette première partie différentes technologies d'éléments dynamiques. La Table 4 regroupe leurs caractéristiques.

On cherche à déterminer dans ce travail de thèse si l'insertion d'un élément dynamique dans un système de visualisation peut permettre d'améliorer les performances. Parmi les différentes technologies, les SLM à cristaux liquides et les miroirs déformables semblent les plus intéressants en raison :

- des possibilités étendues de modulation de phase,
- de la rapidité des temps de réponse selon les modèles (ferroélectriques, micro-miroirs),
- de la compacité selon les modèles,
- de leur maturité technologique.

	SLM à cristaux liquides	Miroirs déformables	Lentilles liquides	Matériaux photosensibles effaçables
Modulation de phase	OUI	OUI	OUI	OUI
Modulation d'amplitude	OUI	NON	NON	OUI
Adressage	Optique ou électrique	Electrique	Electrique ou mécanique	Optique
Mode de fonctionnement	Réflexion ou transmission	Réflexion	Transmission	Réflexion ou transmission

Avantages	Gamme étendue en termes de modulation et de rapidité Technologie maîtrisée	Gamme étendue en termes de modulation et de rapidité Technologie maîtrisée	Compacité Facilité de mise en œuvre Faible consommation	Potentiel extrêmement prometteur pour l'imagerie 3D
Inconvénients	Lumière polarisée nécessaire Effets de diffraction Efficacité de diffraction limitée	Course des actionneurs limitée Diffraction parasite (miroirs segmentés)	Limitée aux problèmes de focalisation Limitée en puissance	Technologie récente Encombrement
Principaux domaines d'applications	Compensation des aberrations Holographie dynamique	Compensation des aberrations Multiplexage angulaire (Balayage)	Zooms pour systèmes compacts (téléphone, ordinateur)	Holographie dynamique
Technologie maîtrisée	Oui	Oui	Oui	Non

Table 4 : Synthèse des caractéristiques principales et du potentiel d'utilisation des différents éléments dynamiques.

Nous présentons maintenant les différentes techniques de corrections des aberrations optiques.

3. La correction des aberrations optiques

La présence d'aberrations dans un système optique est problématique dans un grand nombre d'applications et plus particulièrement en imagerie. La compensation de ces aberrations est une étape incontournable de tout travail de conception et peut se révéler complexe. Il n'est pas toujours possible d'obtenir un système optique respectant à la fois les critères de qualité et les spécifications propres à l'application pour laquelle le système est conçu.

On propose ici de présenter de façon générale les différentes approches de correction d'aberrations possibles en distinguant :

- l'optimisation des systèmes optiques dont les éléments ont une fonction optique figée,
- les approches de correction dynamique des aberrations avec l'utilisation d'éléments optiques à fonction optique active.

Après avoir rappelé certaines notions fondamentales sur les aberrations optiques, on illustre ces différentes approches à partir des travaux proposés dans la littérature.

3.1. Introduction aux aberrations des systèmes optiques

On propose dans cette partie de familiariser le lecteur au concept d'aberrations et de lui présenter certains outils de description utilisés pour évaluer la qualité d'un système optique.

Système optique

Un système optique est un ensemble de dioptries et de miroirs dont l'association permet de structurer un faisceau lumineux dans un objectif précis (formation d'image, répartition de l'énergie lumineuse...).

Le comportement du faisceau lumineux incident est gouverné par les lois de la physique. On utilise un modèle (soit géométrique, soit ondulatoire) pour évaluer les performances du système optique. Le modèle géométrique est particulièrement utile pour évaluer par tracé de rayons les aberrations introduites par les différents éléments du système optique. Il ne tient néanmoins pas compte des effets liés à la diffraction. Il faut dans ce cas utiliser le modèle ondulatoire pour évaluer son influence.

Stigmatisme

L'optique géométrique permet de définir le concept de stigmatisme. On dit d'un système optique qu'il est rigoureusement stigmatique pour un couple de points conjugués lorsque tous les rayons lumineux issus du point objet convergent vers le point image conjugué après passage dans le système optique. Dans ce cas, le chemin optique parcouru entre les deux points conjugués est constant quel que soit le rayon lumineux considéré. On dira d'un système optique qu'il est un instrument absolu si les conditions de stigmatisme rigoureux sont vraies pour tous les points objets. Si on considère une succession de milieux d'indices constants, à l'exception du miroir plan, aucun élément optique n'est rigoureusement stigmatique pour tous les points. La plupart des systèmes optiques ne remplissent pas les conditions de stigmatisme rigoureux. Certains le sont pour quelques points seulement (le miroir sphérique par exemple) mais pour la plupart des cas, les rayons issus du point objet ne passent pas tous par un point image idéal. On parle de stigmatisme approché lorsque les rayons lumineux issus du point objet passent au voisinage du point image.

Définition et représentation des aberrations

Lorsque le système optique n'est pas rigoureusement stigmatique, l'image formée présente des déformations par rapport à l'image idéale. Ces déformations, appelées aberrations, peuvent être classées en deux catégories :

- les aberrations géométriques qui dépendent des paramètres géométriques tels que l'incidence du faisceau ou la position du rayon dans la pupille,
- les aberrations chromatiques dues à la dispersion de la lumière dans les milieux traversés.

On utilise les rayons géométriques ou les surfaces d'onde⁵ pour définir les aberrations. Les deux descriptions sont équivalentes, les rayons lumineux étant localement orthogonaux aux surfaces d'onde (théorème de Malus-Dupin).

Le système optique représenté sur la Figure A.6 permet d'illustrer la définition des aberrations de rayons. Les aberrations de rayons sont définies par le vecteur $\overline{P_1^*P_1}$, c'est à dire l'écart entre le point image idéal P_1^* et le point image P_1 obtenu par tracé de rayon exact.

⁵ Synonyme de front d'onde.

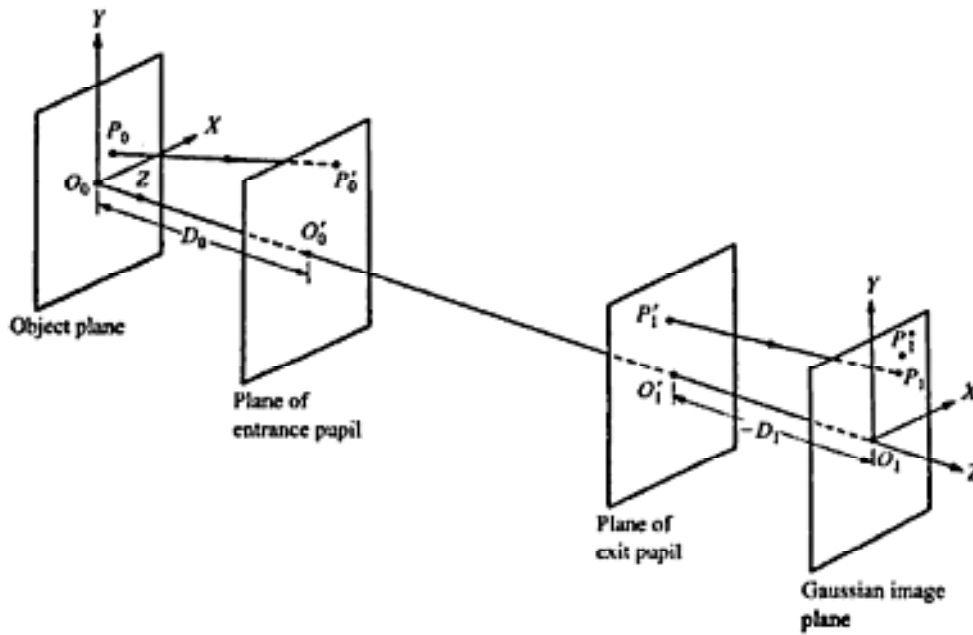


Figure A.6 : Représentation schématique d'un système permettant de définir les aberrations de rayons [60]. P_0 est un point objet. P_1 est l'image de P_0 par tracé de rayon exact. P'_0 est le point d'intersection entre le rayon issu de P_0 et la pupille d'entrée. P'_1 est le point d'intersection entre le rayon issu de P_0 et la pupille de sortie. P_1^* est le point image idéal.

On définit les aberrations à partir de la notion de surface d'onde par l'écart dans la pupille de sortie entre la surface d'onde réelle Σ déformée par le système optique et la surface d'onde de référence Σ_S sphérique centrée au point P_1^* (Figure A.7). Cet écart est localement matérialisé par la différence de chemin optique entre les points \bar{Q} et Q ce qui permet de définir la fonction d'aberration W par [60]:

$$W(X, Y; X_0, Y_0) = [\bar{Q}Q], \quad (\text{A.2})$$

où (X_0, Y_0) sont les coordonnées du point objet P_0 et (X, Y) sont les coordonnées du point Q . Il est possible d'écrire une forme analytique de cette fonction d'aberration en effectuant soit un développement en séries de Taylor, soit un développement sur la base orthonormée des polynômes de Zernike [60-62]

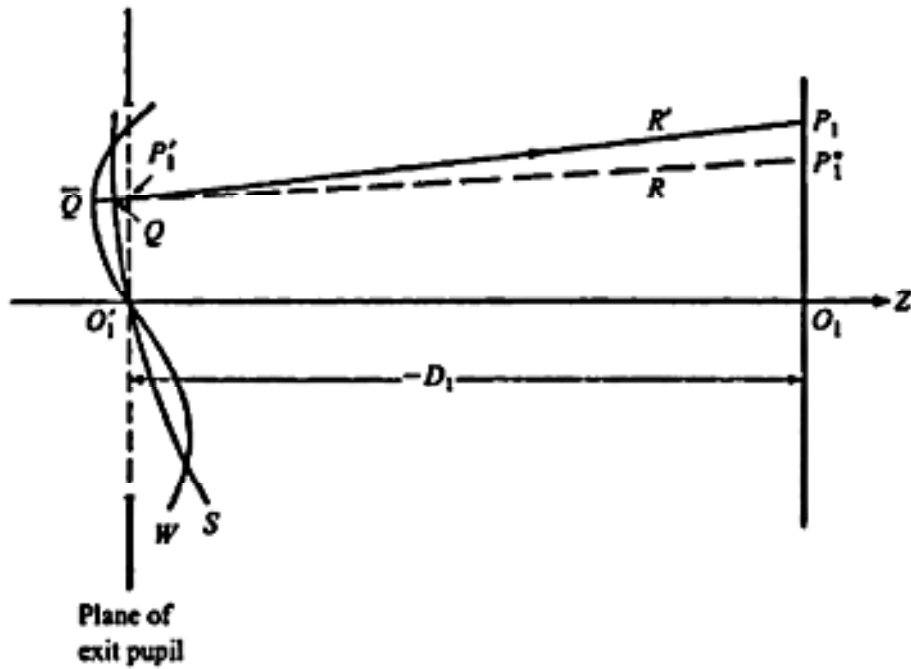


Figure A.7 : Sphère de référence S , front d'onde déformé W , point image idéal P_1^* et point image P_1 obtenu par tracé de rayon [60].

Prise en compte de la limite de diffraction

La description des aberrations que nous venons de présenter repose sur le modèle de l'optique géométrique et ne permet donc pas d'évaluer les effets de diffraction introduits par les dimensions finies du système optique. Il est pour cela nécessaire d'utiliser une description ondulatoire.

La réponse impulsionnelle en lumière incohérente spatialement (« point spread function » ou PSF en terminologie anglaise) d'un système optique est la figure de diffraction obtenue dans le plan image lorsque le système est éclairé par une source ponctuelle. Elle est obtenue en appliquant le principe de Huygens-Fresnel à la fonction de la pupille de sortie du système optique que l'on note :

$$G(X, Y; X_0, Y_0) = T(X, Y) e^{-i \frac{2\pi}{\lambda} W(X, Y; X_0, Y_0)}, \quad (\text{A.3})$$

où $T(X, Y)$ représente un facteur d'amplitude dont la valeur vaut généralement 1 à l'intérieur de la pupille de sortie et 0 à l'extérieur. La fonction G représente l'amplitude complexe de l'onde évaluée dans la pupille de sortie et dépend donc de la forme de la pupille de sortie et des déformations décrites par la fonction d'aberration W .

Lorsque la pupille de sortie est circulaire de diamètre D et qu'il n'y a pas d'aberration, la PSF est une tache d'Airy dont le premier cercle concentrique a un rayon égal à $1,22\lambda N$, N représentant le nombre d'ouverture du système optique et λ la longueur d'onde utilisée. La

présence d'aberrations provoque un étalement de l'énergie lumineuse et donc une déformation de la PSF.

Le rapport de Strehl permet d'évaluer de façon quantitative cet étalement de l'énergie lumineuse. Il est défini comme le rapport entre l'intensité lumineuse dans le pic central de la tache de diffraction déformée par les aberrations et l'intensité lumineuse du pic central de la tache de diffraction idéale. Si les aberrations ne sont pas trop élevées, il est possible de le relier directement à la valeur quadratique moyenne de la fonction d'aberration [60] :

$$Strehl = 1 - \left(\frac{2\pi}{\lambda} \right)^2 (rms(W))^2 \quad (A.4)$$

On définit la fonction de transfert optique (FTO) comme une transformée de Fourier normalisée de la PSF [61]. Le module de la FTO est nommé fonction de transfert de modulation (FTM) et permet de caractériser le contraste de l'image en fonction des fréquences spatiales contenues dans l'image. La FTM d'un système idéal est décroissante et est généralement appelée limite de diffraction. La FTM d'un système présentant des aberrations sera une courbe située sous la courbe du système idéal. L'écart entre cette courbe et la courbe idéale permet d'évaluer l'éloignement du système par rapport au système idéal.

Critères d'évaluation de la qualité d'un système optique

Nous venons de présenter plusieurs grandeurs permettant d'évaluer ou de visualiser les performances d'un système optique. Il est en général communément admis qu'un système optique est de bonne qualité lorsque son rapport de Strehl est supérieur ou égal à 80%. Deux critères communément utilisés permettent de définir une limite équivalente à partir de la fonction d'aberrations. Le premier est le critère de Rayleigh [63] qui stipule que le maximum de la fonction d'aberrations ne doit pas excéder le quart de la longueur d'onde. Malgré son caractère historique et sa large utilisation, ce critère n'est pas toujours pertinent [64] puisqu'il ne prend pas en compte la forme du front d'onde. On lui préférera donc le second critère introduit par Maréchal [65]. Il utilise la relation (4) et un rapport de Strehl supérieur ou égal à 80% pour énoncer le fait qu'un système optique sera de qualité optique suffisante lorsque la valeur quadratique moyenne de la fonction d'aberration est inférieure à $\lambda/14$.

3.2. Correction statique des aberrations

3.2.1. Optimisation des performances d'un système optique

On propose dans cette partie de présenter succinctement les principes généraux de l'optimisation des systèmes optiques. La description plus approfondie des différentes méthodes d'optimisation locales et globales n'est pas l'objet de cette partie. En revanche, plusieurs références détaillant les procédés des différents algorithmes y sont recensés.

La fonction de mérite

La première étape de conception d'un système optique consiste à définir la structure générale permettant d'obtenir la fonction souhaitée par le concepteur. Cela revient à définir le nombre d'éléments que doit comporter le système optique et la façon avec laquelle il faut les associer. La première version du système optique est rarement satisfaisante. Elle comporte généralement un nombre important d'aberrations.

Une phase d'optimisation est donc nécessaire pour améliorer les performances du système optique. Cette phase d'optimisation consiste alors à trouver les meilleurs réglages du système optique pour atteindre une liste de spécifications fixées par l'application pour laquelle est conçu le système optique (minimisation des aberrations en imagerie par exemple).

Il convient alors de distinguer plusieurs paramètres pour réaliser cette optimisation :

- les quantités qui caractérisent les performances que l'on veut minimiser ou atteindre par optimisation (coefficients d'aberrations, distance focale...),
- les grandeurs variables du système qui vont être modifiées par l'algorithme d'optimisation (courbure et épaisseur des éléments, distance entre les éléments, indices de réfraction, coefficients d'asphéricité...),
- les contraintes à respecter qui peuvent être d'origines physiques ou spécifiées par un cahier des charges.

Une fonction de mérite à N variables d'optimisation est alors définie à partir des quantités caractérisant les performances. Cette fonction de mérite est souvent appelée fonction d'erreur, les quantités à optimiser étant généralement les défauts d'aberrations à minimiser.

Optimiser un système optique revient donc à traiter un problème mathématique de minimisation d'une fonction à N variables. Le minimum global de la fonction de mérite correspond au meilleur système optique possible avec un nombre de variables inférieur ou égal à N . Malheureusement, en raison du nombre important de variables et de l'aspect non linéaire du problème, la recherche du minimum global s'avère très complexe. En effet, le problème consiste à trouver la position du point pour lequel la valeur de la fonction de mérite

est minimale dans un espace à N dimensions. Si on se limite à un espace à deux dimensions, la topographie de la fonction de mérite devient généralement une succession de « pics et de vallées » (Figure A.8), les vallées correspondant aux minima locaux. Il n'est généralement pas possible de traiter le problème de façon analytique. On utilise alors des méthodes numériques pouvant permettre soit une optimisation locale ou soit une optimisation globale.

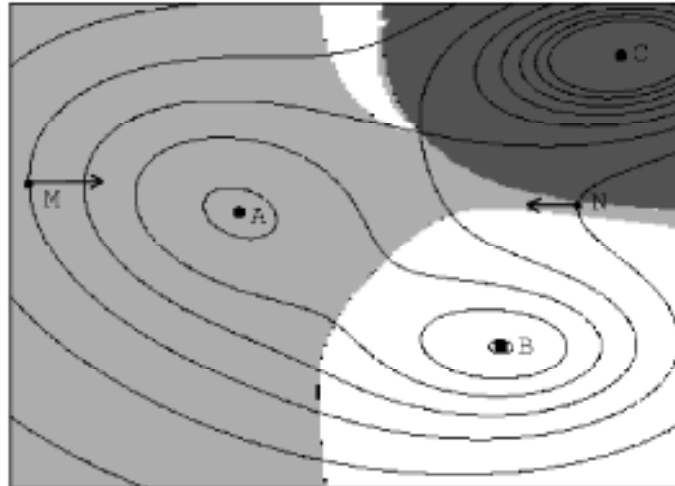


Figure A.8: Un exemple de représentation d'une fonction de mérite avec trois minima locaux [66].

Un aperçu des méthodes locales et des méthodes globales

Comme le nom l'indique, les méthodes d'optimisation locale permettent de trouver la position d'un minimum local. Ces méthodes permettent d'obtenir un résultat rapide mais elles dépendent fortement du choix des conditions initiales. Le principe de base est de réaliser une « descente de gradient ». On peut illustrer simplement cette méthode en utilisant l'analogie mécanique du retour à l'équilibre d'une balle positionnée sur une surface irrégulière. Mécaniquement, la balle cherche à minimiser son énergie potentielle et se dirige par conséquent dans la direction où la pente (ou gradient) est la plus prononcée. La balle va donc suivre une trajectoire unique depuis son point de départ jusqu'à ce que la pente s'annule. L'analogie s'arrête ici puisque la balle continue sa trajectoire à cause de l'énergie cinétique accumulée. La méthode numérique fonctionne exactement de cette façon à la différence qu'elle ne continue pas dans une direction donnée lorsque le gradient devient nul. On comprend donc l'importance des conditions initiales de la méthode d'optimisation, celles-ci conditionnant la direction qui sera prise et par conséquent le minimum local qui sera atteint. Chaque minimum local trouvé correspond à une solution d'optimisation du système optique initial. C'est le rôle du concepteur optique d'évaluer ces solutions et de choisir, par intuition et expérience, les conditions initiales permettant de tendre vers le meilleur choix possible. La

méthode numérique d'optimisation locale la plus utilisée est la méthode des moindres carrés [67]. On peut également citer la méthode d'orthonormalisation introduite par Grey [68, 69].

Dans une méthode globale, l'approche est complètement différente puisqu'il s'agit de mener une recherche exhaustive du minimum global. Il ne s'agit pas néanmoins de contrôler chaque point de l'espace à N dimensions car ceci mènerait à des temps de calcul extrêmement longs. Forbes en donne une illustration en montrant que pour une fonction à 20 degrés de liberté (correspondant généralement à un système de 5 lentilles) et en considérant 10 points d'échantillonnage dans chaque direction de l'espace, il faut contrôler 10^{20} points [70]. A titre d'indication, une année équivaut à environ $10^{7.5}$ secondes. Des algorithmes utilisant des approches statistiques et probabilistes ont ainsi été développés pour mettre en œuvre la recherche du minimum global sans avoir à contrôler chaque point de l'espace. On peut par exemple citer l'algorithme du recuit simulé (simulated annealing) [70] ou les travaux sur les algorithmes génétiques [71].

Des travaux récents portant sur l'étude de la topographie des fonctions de mérite ont montré qu'il est possible dans certaines conditions de construire un réseau entre les minima locaux [72-75]. Les minima locaux sont connectés entre eux par des points-cols. Ce réseau relie donc les différentes optimisations d'un même système optique et il devient ainsi possible d'avoir une vision globale des différentes optimisations possibles.

Logiciels de conception optique

Les outils de conceptions et d'optimisation que nous venons d'aborder sont regroupés dans différents logiciels commerciaux utilisés par la communauté optique et photonique. CodeV⁶ et Zemax⁷ sont les deux logiciels de conception optique les plus puissants. Bien que moins puissant, le logiciel OSLO⁸ est une alternative intéressante qui présente l'avantage d'être en distribution libre.

Nous avons utilisé le logiciel CodeV au cours de ce travail de thèse pour évaluer les performances du système optique de visualisation en réalité augmentée sur lequel nous avons travaillé.

⁶ Synopsys's Optical Solution Group, <http://www.opticalres.com/>

⁷ Radiant Zemax, <http://www.radiantzemax.com/en/design/>

⁸ Sinclair Optics, <http://www.sinopt.com/>

3.3. Correction dynamique des aberrations

Nous avons présenté différentes catégories d'éléments optiques à fonction active dans la première partie de ce chapitre. Nous avons pu voir que ces éléments peuvent être utilisés pour un nombre important d'applications. Certains d'entre eux tels que les SLM à cristaux liquides et les miroirs déformables sont particulièrement intéressants pour les problèmes de compensation d'aberration. On propose de présenter dans cette partie les différentes façons avec laquelle ces éléments peuvent être utilisés pour réaliser la compensation des aberrations.

Il existe de nombreux travaux concernant la correction dynamique des aberrations. Plusieurs approches ont ainsi été développées.

- Les corrections dynamiques utilisant un montage avec une boucle d'asservissement. Ces approches sont particulièrement intéressantes dans les cas où des fluctuations aléatoires sont présentes. Elles sont également intéressantes dans le cas où le système optique comporte des éléments dont les aberrations sont a priori non connues.
- Les corrections dynamiques pour lesquelles il n'est pas nécessaire d'utiliser une boucle d'asservissement. Ces approches sont liées à un mode de création dynamique de l'image. Pour chaque affichage, les corrections peuvent être déterminées analytiquement.

3.3.1. Correction dynamique avec asservissement

On désigne par correction dynamique avec asservissement toute configuration optique pour laquelle un élément dynamique (SLM à cristaux liquides, miroirs déformables) est asservi par une commande actualisée après analyse d'une grandeur mesurée. Trois éléments sont donc nécessaires :

- une boucle d'asservissement,
- un paramètre de contrôle,
- un élément dynamique.

La configuration la plus utilisée en correction avec asservissement est celle de l'optique adaptative. Cette expression est souvent abusivement utilisée dans la littérature pour désigner l'ensemble des configurations de compensation dynamique des aberrations. Elle se limite cependant aux corrections dynamiques quasi temps réel dans les systèmes asservis en boucle fermée [76]. Les corrections dynamiques avec asservissement sont particulièrement utilisées dans les domaines où des fluctuations aléatoires provoquent une déformation non contrôlable du front d'onde. Elles sont principalement utilisées :

- en imagerie astronomique [30, 76, 77], où il est principalement nécessaire de corriger les déformations introduites par les fluctuations atmosphériques,
- en ophtalmologie [78] où l'observation de la rétine se fait à travers plusieurs milieux plus ou moins transparents, homogènes et instables (film lacrymal, cornée, cristallin, humeur vitreuse).

Configurations d'asservissement : boucle ouverte et boucle fermée

L'asservissement de la correction dynamique peut être réalisé en boucle ouverte ou en boucle fermée (Figure A.9).

Dans une boucle ouverte l'analyse se fait en amont de l'élément dynamique. L'analyseur mesure directement les informations absolues associées aux faisceaux déformé et ne « voit » pas l'action de l'élément dynamique. Un montage asservi en boucle ouverte ne permet donc pas de prendre en compte l'influence de l'élément dynamique dans l'asservissement.

Dans une boucle fermée, l'analyse se fait en aval de l'élément dynamique. L'analyseur mesure donc les résidus de la correction réalisée par l'élément dynamique. L'influence de l'élément dynamique est donc prise en compte dans la boucle d'asservissement.

On remarque que les deux configurations sont possibles si on utilise le front d'onde comme grandeur à contrôler, l'analyseur de front d'onde pouvant être placé avant ou après l'élément dynamique. En revanche, si on utilise une grandeur liée à l'image acquise, seul la configuration en boucle fermée est possible puisque le système d'acquisition de l'image est nécessairement placé après l'élément correcteur.

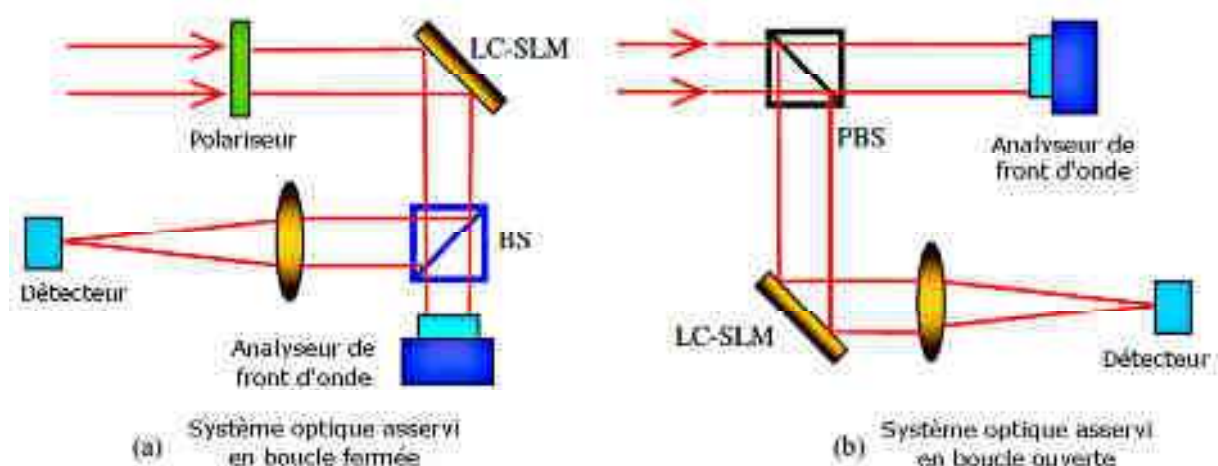


Figure A.9 : Système optique asservi en boucle fermée (a) et asservi en boucle ouverte (b) [79]. LC-SLM : SLM à cristaux liquides, BS : Cube séparateur.

Optique adaptative

Nous avons rappelé que l'optique adaptative est un cas particulier de correction dynamique avec asservissement. Il s'agit du cas correspondant à une correction dynamique quasi temps réel dans une configuration d'asservissement en boucle fermée. Cette configuration a été proposée pour la première fois par Babcock [80] en 1953 pour améliorer la résolution des images acquises par les télescopes astronomiques. Depuis, cette technique est devenue largement maîtrisée et utilisée aussi bien en imagerie astronomique qu'en ophtalmologie pour améliorer la résolution des images rétiniennes.

Une optique adaptative classique est composée (Figure A.10):

- d'un analyseur de front d'onde qui va permettre de reconstruire la forme du front d'onde déformé,
- d'un élément à fonction optique active réglé en conjugaison de phase du front d'onde déformé,
- d'une lame séparatrice pour diviser le faisceau incident en un faisceau de contrôle dirigé vers l'analyseur et un faisceau utile dirigé vers le système imageur.

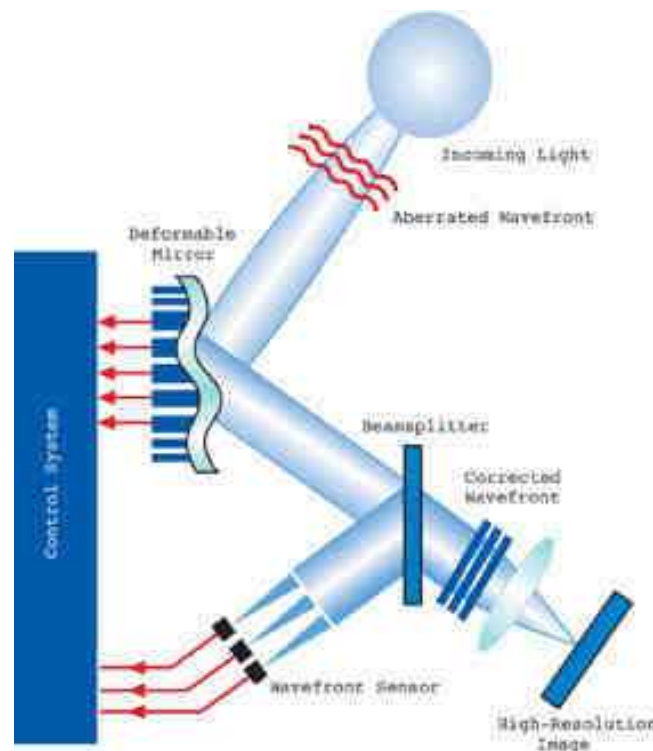


Figure A.10 : Schéma de principe d'un montage d'optique adaptative⁹

⁹ http://www.bostonmicromachines.com/news_photonics_2photon.htm

Le principe est relativement simple. Le faisceau incident est déformé par des fluctuations. Ce faisceau est divisé en deux par une lame séparatrice après réflexion sur (ou transmission par) un élément dynamique, assurant ainsi la configuration d'asservissement en boucle fermée. L'un des faisceaux est dirigé vers la zone imageante tandis que l'autre est dirigé vers l'analyseur de front d'onde. Ce dernier permet de reconstruire la forme du front d'onde. Cette information est utilisée par un système de contrôle informatique pour régler l'élément dynamique pour que les aberrations soient compensées.

De nombreux travaux ont été menés pour améliorer les performances d'une telle approche tout en gardant la configuration classique en boucle fermée avec un analyseur de front d'onde. Le principe et les performances des différentes techniques développées sont présentées en détails dans [81].

L'analyseur de front d'onde

L'analyseur de front d'onde est un élément clé du montage d'optique adaptative. La connaissance du front d'onde déformé permet de connaître directement la fonction de phase et donc la commande en tension qu'il faut envoyer à l'élément dynamique. Cette fonction de phase est le conjugué du front d'onde déformé. Plusieurs types d'analyseurs ont été développés pour réaliser la mesure du front d'onde. L'analyseur de type Shack-Hartmann est sans aucun doute le plus connu et le plus utilisé. Il tient son nom des deux scientifiques qui ont contribué à son développement, Hartmann ayant proposé le principe de base dès la fin du 19^{ème} siècle avant que Shack ne le perfectionne dans les années 1970 [82, 83]. On peut également citer l'analyseur de courbure [84] et l'analyseur à pyramide [85].

Etant donné que nous avons utilisé un Shack-Hartmann dans ce travail de thèse, nous détaillons uniquement le principe de fonctionnement de cet analyseur (Figure A.11). La description d'un Shack-Hartmann peut être faite exclusivement par une approche géométrique. Le principe de fonctionnement est relativement simple et offre des performances très intéressantes. Un analyseur de type Shack-Hartmann est constitué d'une matrice de microlentilles permettant d'échantillonner le front d'onde et d'une matrice CCD qui permet d'enregistrer l'échantillonnage. Le capteur CCD se trouve dans le plan focal des microlentilles. Lorsqu'un faisceau atteint l'analyseur, chaque microlentille génère sur le capteur un point de focalisation, dont la position varie, en fonction de la déformation locale du front d'onde, autour de sa position de référence, correspondant à un front d'onde non déformé.

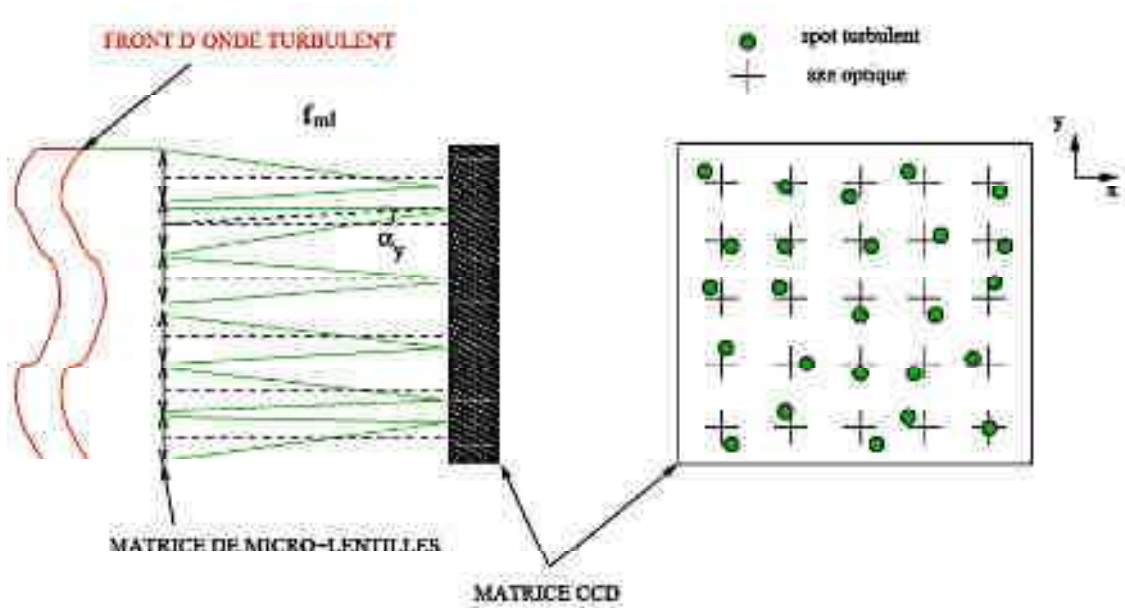


Figure A.11 : Principe de fonctionnement d'un analyseur de front d'onde de type Shack-Hartmann [86]

L'écart entre la position (X_D, Y_D) de la tache enregistrée et la position (X_{REF}, Y_{REF}) de la tache référence est directement lié à la pente moyenne (α_X, α_Y) de la partie locale du front d'onde vu par la microlentille et à leur distance focale f . L'utilisation de la relation de l'eikonale permet de relier ces grandeurs à la phase. Dans l'hypothèse d'un front d'onde faiblement déformé, on peut écrire les relations suivantes :

$$\alpha_X = \frac{X_D - X_{REF}}{f} = \frac{\partial W(X, Y)}{\partial X},$$

$$\alpha_Y = \frac{Y_D - Y_{REF}}{f} = \frac{\partial W(X, Y)}{\partial Y},$$
(A.5)

où W est défini par la relation (A.2) et f la focale de la microlentille.

Correction dynamique asservie sans analyse du front d'onde

Bien que l'analyseur de front d'onde soit considéré comme un élément clé dans le montage de correction dynamique, plusieurs travaux ont montré qu'il est possible de s'en affranchir. Ceci est particulièrement intéressant pour des questions de coûts ou de compacité du montage.

Les premières alternatives permettant de s'affranchir des analyseurs de fronts d'onde sont apparues dès les années 1970 avec les travaux de Muller et Buffington [87, 88]. Ces travaux ont permis de définir l'approche de base d'une correction dynamique asservie sans analyse de front d'onde. L'idée proposée est d'optimiser un critère de netteté de l'image en

modifiant la fonction de phase de l'élément dynamique. Muller et Buffington ont proposé plusieurs critères de netteté de l'image. Ces critères sont reliés à l'intensité lumineuse perçue par le détecteur. En maximisant l'intensité lumineuse, on augmente le rapport de Strehl et donc la qualité de l'image perçue. Le contrôle de l'élément dynamique est réalisé par un algorithme.

Les deux points cruciaux dans la réussite d'une telle correction dynamique sont donc le choix du critère de netteté et de l'algorithme qui va permettre de maximiser ce critère. Concernant le choix du critère, Fienup [89] a montré que les différents critères sont plus ou moins adaptés en fonction du montage choisi et du type d'aberration à compenser. Concernant l'algorithme, on distingue l'approche « model-free » de l'approche « model-based ». Dans l'approche « model-free », la commande de l'élément dynamique est modifiée par l'application d'un algorithme d'optimisation locale (descente de gradient) ou globale (recuit simulé, algorithme génétique) afin de maximiser¹⁰ le critère de netteté [90-92]. Les problèmes liés à ces approches sont :

- le risque de tomber sur un maximum local dans le cas des méthodes locales,
- une convergence lente jusqu'au maximum global dans le cas des méthodes globales, voir même une non convergence.

Ces méthodes ne sont donc pas toujours fiables et sont lentes dans le cas de l'approche globale, ce qui limite les possibilités de corrections de déformations quasi temps réel.

Dans une approche « model-based », une série de mesures est réalisée en réglant l'élément dynamique de façon contrôlée et prédéterminée pour obtenir des informations sur le faisceau déformé. Les données issues de ces mesures tests sont ensuite injectées dans un modèle décrivant le comportement du système pour déterminer la meilleure configuration de l'élément dynamique [93-96].

3.3.2. Correction dynamique sans asservissement

Une correction dynamique sans asservissement sera utile dès lors que l'on travaille avec un système dans lequel :

- il existe un aspect dynamique (multiplexage, balayage, ...),
- les aberrations évoluent dans le temps mais sont corrélées avec une configuration du système dynamique et ont un aspect statique vis-à-vis de la configuration avec laquelle elles sont corrélées.

¹⁰ Maximiser une fonction revient à minimiser son opposé.

La première étape consiste à caractériser au préalable la forme des aberrations associées à chaque configuration du système dynamique. Cette caractérisation peut être faite par une approche analytique ou expérimentale. Elle permet de définir pour chaque configuration du système optique la forme de la fonction optique adaptée pour corriger les aberrations.

Lors de l'utilisation du système, un contrôle adéquat de l'élément dynamique permet de charger la correction de phase adaptée à la configuration dans laquelle se trouve le système à un instant donné.

Une telle approche de correction dynamique peut être par exemple utilisée pour des applications liées aux mémoires holographiques ou à la microscopie confocale.

Nous aurons l'occasion de développer plus en détails cette technique de correction dans le chapitre C puisqu'il s'agit de l'approche que nous avons choisi de mettre en œuvre au cours de nos travaux.

4. Les systèmes HMD avec optique mélangeuse

4.1. Problématiques associées aux systèmes HMD

La conception complète d'un système HMD est une tâche complexe en raison de l'aspect pluridisciplinaire du problème qui mêle optique, électronique, informatique, géométrie et physiologie.

La conception reste également complexe si on ne s'intéresse qu'à la partie optique du système HMD. En effet, de nombreux paramètres et de nombreuses contraintes sont à prendre en compte pour concevoir le bloc optique :

- les contraintes géométriques,
- les contraintes liées aux performances du système,
- les contraintes d'ergonomie,
- les contraintes physiologiques et anthropologiques,
- les contraintes technologiques.

L'aspect géométrique est extrêmement important puisqu'il s'agit de placer le système optique dans un espace limité par la tête de l'utilisateur. Cette adaptation du système à la tête de l'utilisateur implique généralement des angles de basculement importants (environ 50°) et donc des aberrations géométriques importantes. La conception doit donc permettre de

minimiser ces aberrations pour offrir des performances d'imagerie satisfaisantes (qualité de l'image, dimension du champ de vision...) mais l'adaptabilité du système optique à la géométrie de la tête limite la conception. En effet, le fait que le système doive être porté sur la tête implique plusieurs conséquences du point de vue du confort d'utilisation :

- le système final ne doit pas être trop encombrant,
- le système final ne doit pas être trop lourd (< 225g),
- le poids doit être bien réparti autour de la tête (de façon symétrique et de préférence sur les côtés de la tête).

La question de l'encombrement et du poids final du système est à mettre en relation directe avec l'organisation des éléments du système et l'optimisation de ses performances. La conception du système doit tendre vers une recherche de compacité ce qui sous-entend une minimisation du nombre et des dimensions des composants optiques. Cette recherche ne va malheureusement pas dans le sens d'une optimisation aisée du système optique puisque l'on diminue le nombre de degré de liberté et donc les solutions d'optimisation.

Le challenge consiste donc à concevoir un système optique performant, compact et adapté à la géométrie de la tête. Nous détaillons maintenant les différentes approches de conception possibles et les illustrons par une synthèse des travaux présents dans la littérature. On distingue une approche que l'on peut définir de classique qui définit l'architecture de base d'un système HMD et une approche plus récente qui consiste à afficher directement l'information sur la rétine de l'utilisateur de façon séquentielle.

4.2. Structure générale d'un système HMD

Le premier système HMD avec optique mélangeuse optique a été proposé dès 1968 par Sutherland [97]¹¹. Ce système s'avérait très encombrant et peu pratique d'utilisation. Il a néanmoins permis de définir la structure générale de base d'un système HMD, structure reprise et optimisée par la majeure partie des travaux qui ont suivis.

On propose dans cette partie de présenter cette structure générale et de présenter de façon plus détaillée la structure du bloc optique.

Structure générale

La Figure A.12 représente un schéma de principe de la structure générale classiquement utilisée pour un système HMD complet. On distingue trois blocs principaux :

¹¹ Il s'agit d'ailleurs du tout premier système HMD à avoir été conçu.

- le bloc de suivi (eye-tracking block) qui permet de connaître la direction du regard de l'utilisateur,
- le bloc de calcul (data-treatment block) qui permet de calculer les informations virtuelles à afficher sur l'environnement réel de l'utilisateur
- le bloc d'affichage optique (displaying block) qui permet de réaliser l'affichage des informations virtuelles sur l'environnement de l'utilisateur.

Le bloc de suivi n'est pas toujours nécessaire. Il le devient lorsque les informations à afficher doivent être corrélées avec l'environnement de l'utilisateur. C'est par exemple le cas pour des applications en chirurgie où les informations affichées au chirurgien doivent suivre les mouvements respiratoires du corps du patient [98-100] ou en maintenance pour faciliter les travaux de l'opérateur en illustrant de façon localisée l'action qu'il doit effectuer [101]. Lorsque ce n'est pas le cas (un simple affichage de texte par exemple), le système s'en trouve grandement simplifié et gagne en compacité.

Le bloc de calcul permet comme son nom l'indique de calculer les images virtuelles qui doivent être affichées sur l'environnement réel de l'utilisateur. Les calculs doivent être suffisamment rapides pour assurer un affichage fluide des informations. La question du temps de calcul devient primordiale lorsqu'un bloc de suivi est présent. En effet, les informations envoyées par le bloc de suivi doivent être traitées de façon à assurer un affichage en temps réel des informations.

Le bloc optique représente le bloc le plus important du système HMD puisqu'il permet de réaliser l'affichage de l'image dans le champ de vision de l'utilisateur. Il est généralement composé de trois éléments :

- un système d'affichage générant l'image à afficher dans le champ de vision de l'utilisateur,
- une optique de relais qui transfère les informations du système d'affichage jusqu'à un élément appelé optique mélangeuse,
- une optique mélangeuse qui utilise les informations transférées par l'optique de relais pour créer une image virtuelle et la superposer sur la scène vue par l'utilisateur.

Ce dernier est l'élément spécifique des systèmes HMD tout optiques (OST-HMD). Plusieurs technologies peuvent être utilisées pour réaliser une optique mélangeuse telles que les miroirs semi-réfléchissants, les miroirs dichroïques, les surfaces « free-form » pour lesquelles des termes asphériques sont pris en compte, les éléments diffractifs ou encore les écrans semi-transparents. Nous présentons et discutons ces différentes solutions dans la partie suivante.

Nous nous intéressons uniquement au bloc optique dans ce travail de thèse.

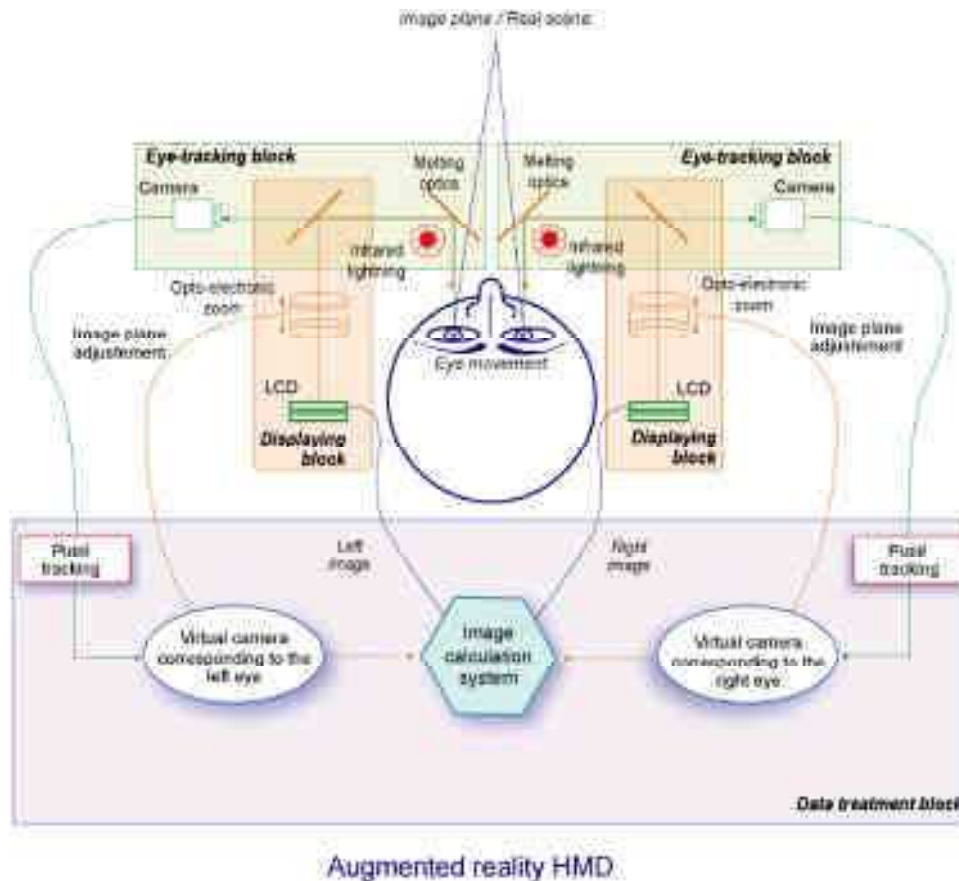


Figure A.12 : Schéma de principe d'un système HMD complet (d'après [102]).

4.3. Approche de conception classique

Nous avons vu précédemment que le principal challenge est de concevoir un système optique performant malgré des contraintes géométriques et ergonomiques importantes. De nombreuses conceptions ont été proposées dans la littérature depuis le système développé par Sutherland. Une synthèse exhaustive a été réalisée par Cakmakci [103]. Bien qu'il existe des différences importantes en termes de compacité et de performances entre ces différents systèmes HMD, on remarque qu'ils ont tous été conçus selon la même philosophie de conception. En effet, aucun n'utilise d'éléments dynamiques pour créer l'image finale ou pour compenser les aberrations.

On propose dans cette partie de faire une synthèse des différents systèmes HMD en analysant l'évolution des choix de conception et leurs influences sur les performances optiques et ergonomiques.

4.3.1. Le problème de l'amélioration de la compacité et de la qualité des images

Lorsque l'on regarde l'évolution des HMD conçus au cours des quarante dernières années, on observe une diminution progressive des dimensions des HMD. Si les premiers systèmes pesaient parfois jusqu'à plusieurs kilogrammes et présentaient un encombrement important, les solutions actuelles s'insèrent maintenant dans la structure d'une paire de lunettes de vue. Plusieurs paramètres permettent d'expliquer cette évolution :

- les progrès technologiques et la minimisation des éléments (les sources d'affichages notamment),
- l'évolution de l'organisation spatiale des éléments optiques,
- l'utilisation d'éléments optiques plus élaborés (éléments diffractifs, éléments à surface asphérique...).

Il est important de noter qu'en plus de devenir de plus en plus compacts, ces HMD offrent des performances beaucoup plus élevées qu'à leurs débuts.

Les différentes organisations spatiales des éléments

Le positionnement des différents éléments autour de la tête de l'utilisateur représente une partie de la conception du système HMD. On distingue principalement deux organisations (Figure A.13) :

- une organisation avec un basculement important de l'axe optique (de l'ordre de 50°),
- une organisation de type guide d'onde.

L'organisation avec basculement de l'axe optique est celle que l'on peut qualifier d'historique. L'idée est de placer les éléments sur les côtés de la tête pour mieux répartir leur poids et minimiser la fatigue musculaire du cou. Avec une telle organisation, les faisceaux lumineux atteignent l'optique mélangeuse avec un angle d'incidence important d'où la présence d'aberrations géométriques importantes. Malgré la diminution du poids des éléments, cette organisation continue à être la plus utilisée.

L'organisation de type guide d'onde est apparue vers la fin des années 1990. Dans cette configuration, le faisceau est injecté par la tranche de l'optique mélangeuse sous un angle permettant une réflexion interne totale. Le faisceau est finalement rebasculé vers l'œil de l'utilisateur par une fonction optique située à l'intérieur de l'optique mélangeuse. Malgré le gain en compacité, les angles d'incidence restent importants.

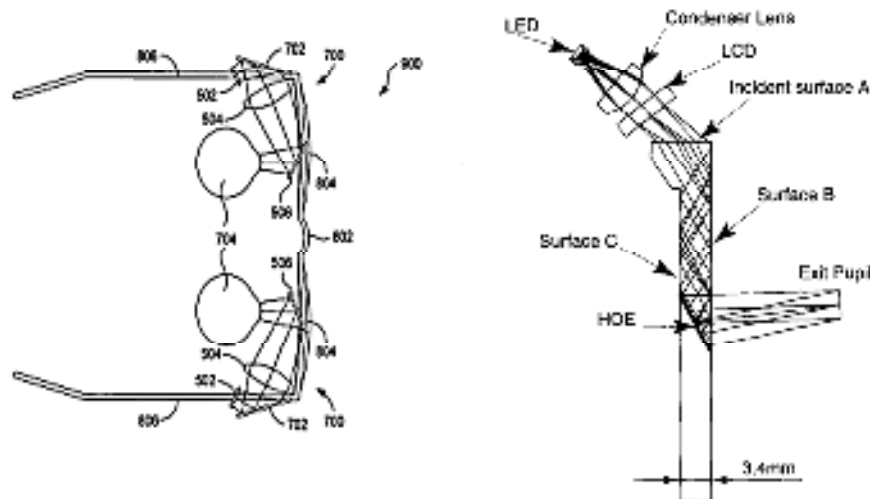


Figure A.13 : Organisation avec basculement de l'axe optique (à gauche) d'après [104]. Organisation de type guide d'onde (à droite) d'après [105].

L'utilisation de surfaces diffractives ou asphériques pour améliorer la compacité et les performances

La minimisation des aberrations introduites par la complexité de la géométrie du système optique est l'objectif à atteindre pour espérer avoir un système d'affichage de qualité. De façon générale, plus les aberrations sont importantes, plus le nombre de degrés de liberté du système optique doit être élevé pour favoriser l'optimisation.

Les premiers HMD développés utilisaient uniquement des éléments réfractifs et réfléchissants sphériques (lentilles, miroirs). Ces éléments sont limités en termes de degrés de liberté (courbure, indice de réfraction, épaisseur). On comprend aisément la nécessité d'augmenter leur nombre (et donc l'encombrement) pour favoriser une optimisation correcte. Sittler a montré dans un travail de thèse mené précédemment au sein de l'équipe qu'il faut au moins quatre lentilles pour obtenir une conjugaison de qualité entre la source et l'image [102].

Deux catégories d'éléments possédant un nombre important de degrés de liberté peuvent être utilisées pour améliorer la compacité et les performances optiques :

- les éléments diffractifs (à relief de surface ou holographiques),
- les éléments à surface asphérique.

De nombreux travaux ont montré qu'il est possible de remplacer un système conventionnel (uniquement composé d'éléments réfractifs et réfléchissants) par un système équivalent hybride à l'intérieur duquel un élément diffractif est utilisé [106, 107] ; le système hybride étant plus compact que le système classique.

Les éléments à surface asphériques peuvent être décrits par des fonctions mathématiques continues à symétrie de révolution, à symétrie axiale ou complètement asymétriques (surface « free-form ») [108]. Ils offrent une flexibilité importante pour la conception en raison du nombre importants de degrés de liberté. La Figure A.14 illustre l'intérêt de ces éléments en comparant l'optimisation d'une lentille simple en fonction du type de surface utilisé. Les progrès liés à la fabrication de ces surfaces complexes permettent aujourd'hui de les utiliser dans les systèmes optiques.

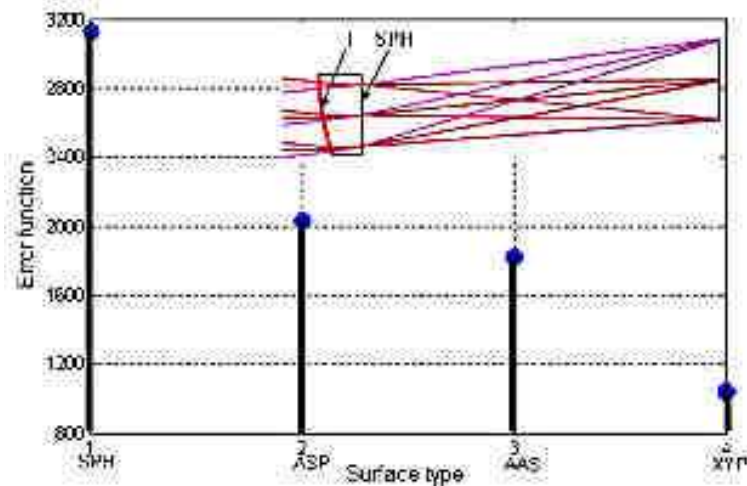


Figure A.14 : Comparaison de l'optimisation d'une lentille en fonction du type de surface utilisé. SPH : sphérique, ASP : asphérique, AAS : asphérique anamorphique, XYP : free-form. D'après [109].

La Table 5 permet de synthétiser les choix de conceptions effectués dans différentes publications relatives à la conception de systèmes HMD datant de moins de 15 ans. Il semblerait que les concepteurs tendent à remplacer l'utilisation d'éléments diffractifs par l'utilisation d'éléments asphériques.

Comme on peut s'y attendre, les performances optiques obtenues pour les systèmes HMD utilisant des éléments diffractifs ou des éléments asphériques sont intéressantes (Figure A.15). On constate néanmoins que la limite de diffraction n'est jamais atteinte, quelle que soit l'optimisation réalisée et quelle que soit l'incidence du champ incident. Ceci peut être expliqué par le fait que l'optimisation cherche à minimiser les aberrations sur l'ensemble du champ de vision. La meilleure optimisation de l'ensemble implique généralement des dégradations locales de la qualité (souvent au centre de l'image où les aberrations sont faibles).

Auteur (Année) [Référence]	Configuration	Elément(s) diffractif(s)	Elément(s) asphérique(s)	Poids du bloc optique (grammes)
<i>Ando (1998) [110]</i>	Basculement	Optique mélangeuse holographique	Non	??
<i>Kasai (2001) [105]</i>	Guide d'onde	Optique mélangeuse holographique	Non	25
<i>Wang (2002) [111]</i>	Basculement	Optique de relais hybride	Non	31.5
<i>Nagahara (2003) [112]</i>	Basculement	Non	Non	400
<i>Zhao (2003) [113]</i>	Basculement	Non	Une surface asphérique dans l'optique de relais	16
<i>Yang (2005) [114]</i>	Basculement	Optique de relais hybride	Non	-
<i>Cakmakci (2006, 2007) [115, 116]</i>	Basculement	Optique de relais hybride	Optique mélangeuse free- form	250 (bloc optique + bloc de traitement)
<i>Cheng (2009, 2010, 2011) [109, 117, 118]</i>	Guide d'onde	Non	Une lentille free- form dans l'optique de relais, Optique mélangeuse free- form (prisme)	8
<i>Zheng (2010) [119]</i>	Basculement	Non	Une surface asphérique polynomiale dans l'optique de relais	-

Table 5 : Synthèse des choix de conception effectués dans les travaux publiés ces 15 dernières années.

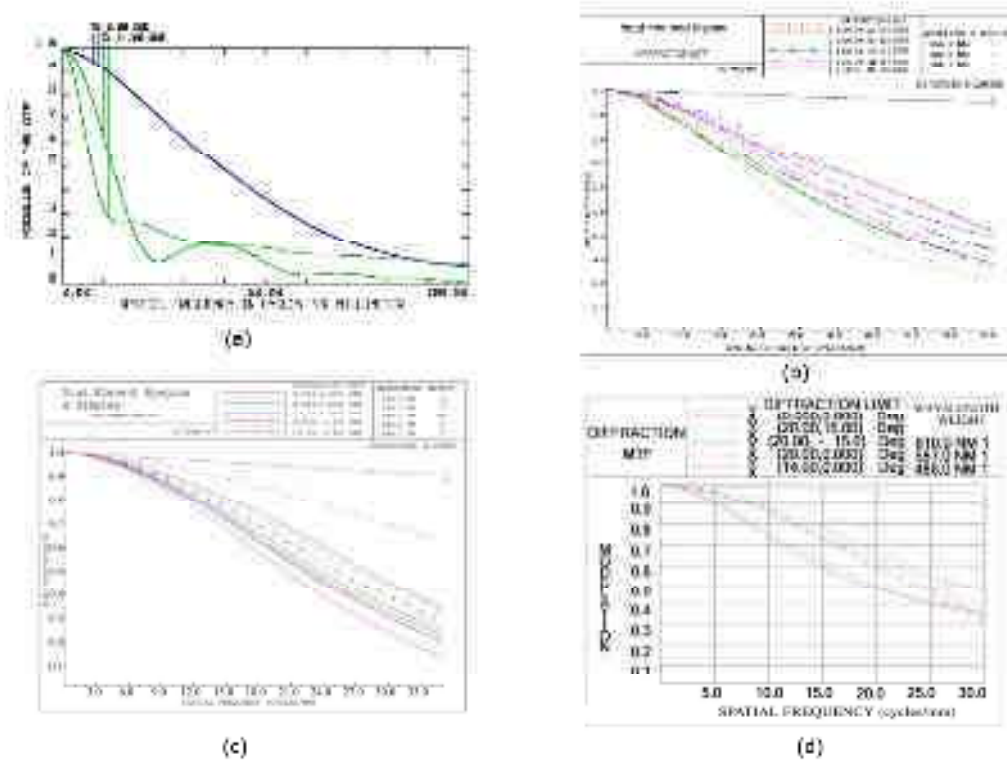


Figure A.15 : Fonction de transfert de modulation obtenue après optimisation dans différents travaux publiés. (a) Optique hybride [111]. (b) Optique hybride [114]. (c) Optique mélangeuse : miroir free-form [115]. (d) Optique de relais avec une surface free-form [119].

4.3.2. Comparaison des différentes optiques mélangeuses

L'optique mélangeuse est un élément crucial dans un système HMD tout optique car elle permet la superposition des informations virtuelles sur l'environnement de l'utilisateur. Cet élément est positionné devant l'œil de l'utilisateur à une distance (eyerelief) variant entre 20 et 40 mm. Il s'agit d'un élément en réflexion pour éviter que le reste du système optique soit placé dans le champ de vision de l'utilisateur et obstrue son environnement réel. Ces deux raisons (positionnement proche du visage et éléments en réflexion) sont une des origines de la complexité de la conception optique puisqu'elles obligent d'utiliser des incidences importantes pour atteindre la zone utile de l'optique mélangeuse.

On trouve dans la littérature différents types d'éléments pour réaliser l'optique mélangeuse (Table 6).

<i>Élément</i>	<i>Avantages</i>	<i>Inconvénients</i>	<i>Références</i>
<i>Miroir semi-réfléchissant sphérique</i>	Simplicité de mise en œuvre	Atténuation de l'environnement Pas d'influence sur la correction des aberrations Basculement de l'axe optique	[97, 111-114, 119, 120]
<i>Miroir semi-réfléchissant asphérique / free-form</i>	Degrés de liberté pour la correction des aberrations	Atténuation de l'environnement Difficultés de fabrication / coûts Basculement de l'axe optique	[115, 116]
<i>Prisme</i>	Structure guide d'onde	Atténuation de l'environnement Pas d'influence sur la correction des aberrations Epaisseur du prisme	-
<i>Prise avec surface asphérique / free-form</i>	Structure guide d'onde Degrés de liberté pour la correction des aberrations	Atténuation de l'environnement Epaisseur du prisme Difficultés de fabrication / coûts	[109, 117, 118]
<i>Hologramme</i>	Sélectivité spectrale (pas d'atténuation de l'environnement) Imagerie 3D Flexibilité de la fonction de phase	Difficultés de fabrication si fonction de phase compliquée Aberrations intrinsèques Image fixe avec l'approche classique	[102, 105, 110, 121, 122]

Table 6 : Comparaison des différentes possibilités pour l'optique mélangeuse

L'optique mélangeuse la plus simple est un miroir semi-réfléchissant. Un tel élément se contente de réaliser la fonction de base de l'optique mélangeuse qui consiste à renvoyer les faisceaux lumineux jusqu'à la pupille de l'utilisateur tout en offrant suffisamment de transparence pour que l'environnement réel soit visible. L'aspect semi-réfléchissant implique tout de même une perte non négligeable de luminosité. Il peut être intéressant d'utiliser un prisme lorsqu'on utilise une organisation type « guide d'onde » pour faciliter l'injection. Les travaux les plus récents utilisent des surfaces free-form optimisées pour corriger les

aberrations. On trouve des exemples d'utilisation de surfaces free-form aussi bien dans le cas des miroirs semi-réfléchissants que des prismes. Enfin, certains auteurs ont proposé d'utiliser un élément holographique en tant qu'optique mélangeuse pour profiter de la sélectivité spectrale et d'une reconstruction tridimensionnelle [102, 105, 110, 121, 122]. Plusieurs problèmes limitent néanmoins l'utilisation d'un hologramme en tant qu'optique mélangeuse¹². La fonction de phase étant figée, on ne peut pas modifier l'image à afficher, ce qui limite les possibilités d'affichage. De plus, la fonction de phase peut rapidement devenir difficile à réaliser si les fréquences spatiales sont trop élevées, ce qui est typiquement le cas si on souhaite que l'hologramme gère des corrections d'aberrations.

4.4. Affichage séquentiel sur la rétine

Il existe une approche différente de celle que nous venons de présenter et qui semble résoudre les principales difficultés et problèmes (compacité, légèreté, performances visuelles) qui sont associés à l'approche classique de conception d'un système de visualisation en réalité augmentée. Il s'agit de l'affichage séquentiel d'une image scannée directement sur la rétine (retinal scanning display ou virtual retinal display en terminologie anglaise).

Cette approche, développée dans un premier temps pour imager le fond de l'œil [123, 124], a été adaptée dès la fin des années 1990 aux systèmes HMD. Le principe est de scanner la rétine avec un laser de faible puissance et de faible diamètre pour y afficher point par point l'image que doit percevoir l'utilisateur (Figure A.16).

L'association d'un micro-miroir horizontal et d'un micro-miroir vertical permet de défléchir le faisceau laser pour balayer la rétine. Les miroirs dynamiques réalisant le balayage de la rétine doivent opérer à des fréquences élevées (de l'ordre du kHz ou de la dizaine de kHz) pour pouvoir afficher une image avec un nombre de points suffisants. Une telle approche permet de résoudre les problèmes de compacité et de poids étant donné le peu d'éléments à utiliser. De plus, l'ajustement de la puissance des faisceaux lasers permet de garantir une luminosité et un contraste de l'image suffisants même dans des conditions d'éclairage défavorables. On trouvera dans la référence [125] une discussion sur les risques oculaires liés à cette approche de balayage rétinien.

¹² Cette affirmation est vraie si on se limite à l'approche classique d'affichage que nous présentons dans cette partie. Les propositions faites dans ce travail de thèse montrent qu'il est possible d'utiliser un hologramme en tant qu'optique mélangeuse en utilisant une approche d'affichage différente et une fonction de phase bien choisie.

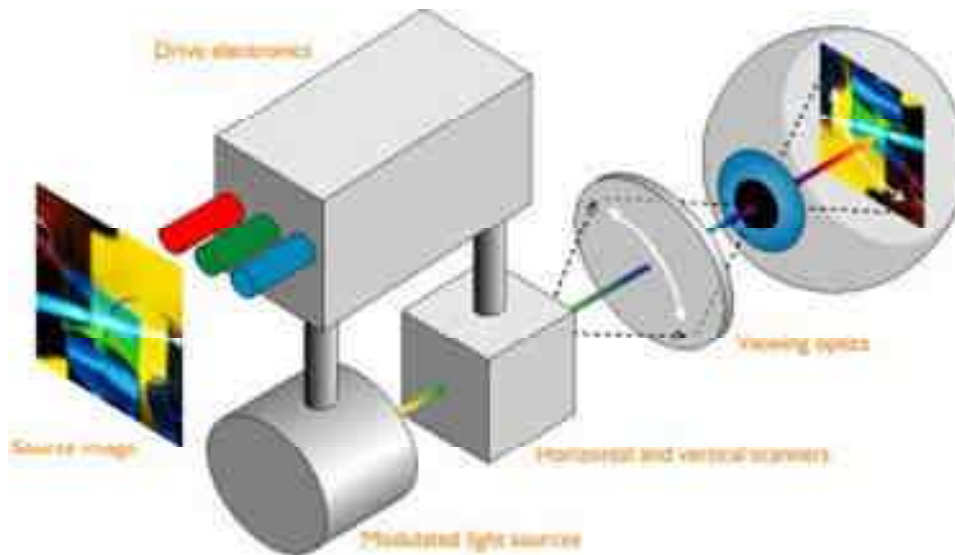


Figure A.16 : Illustration de l'affichage séquentiel scanné sur la rétine (source : Microvision)

On trouve dans la littérature de nombreux travaux liés à l'amélioration des performances du balayage, que ce soit au niveau de la mise en œuvre ou des performances des micro-miroirs [126-130]. Néanmoins ces travaux s'inscrivent généralement dans un contexte plus large que celui de l'affichage séquentiel sur la rétine. Au final, très peu de publications proposent à notre connaissance une étude précise des performances optiques de ces systèmes HMD en termes de qualité d'image. La présence d'aberrations importantes (jusqu'à plusieurs longueurs d'onde) dues aux déformations dynamique du profil des miroirs est néanmoins abordée par Lau [127] et clairement démontrée par Hart [131].

Le peu de publications sur le sujet peut vraisemblablement être expliqué par des stratégies commerciales. En effet, on observe d'une part un nombre importants de brevets associés à ces systèmes d'affichage par scan de la rétine et plusieurs sociétés semblent sur le point de commercialiser des HMD utilisant une telle approche (Microvision¹³, Brother¹⁴).

¹³ http://www.microvision.com/wearable_displays/mobile.html

¹⁴ <http://www.brother.com/en/news/2011/airscouter/use/index.htm>

5. Conclusions et objectifs de la thèse

Nous venons de mener trois discussions :

- la première a permis de présenter les différentes catégories d'éléments à fonction optique active et de mettre en avant leurs avantages et leurs inconvénients,
- la deuxième a permis de présenter les différentes techniques de compensation des aberrations optiques,
- la troisième a permis de présenter les problématiques liées à la conception de systèmes HMD tout optiques et de discuter les approches de conception existantes.

Constat

Les discussions que nous venons de mener nous permettent de dresser plusieurs constats et de définir les objectifs de ce travail de thèse.

La qualité des images créées par les systèmes de visualisation HMD est l'objectif principal à atteindre. Nous avons vu, d'une façon volontairement générale, que la compensation des aberrations peut être faite soit par des approches de correction classiques (optimisation) soit par des corrections dynamiques.

On constate que la majorité des systèmes de visualisation sont conçus selon un schéma conventionnel de conception, à savoir la définition d'un système optique par association d'éléments, suivi d'une phase d'optimisation. La présence de contraintes géométriques importantes est à l'origine d'aberrations géométriques dégradant la qualité de l'image. L'utilisation de surfaces asphériques semble être la tendance pour minimiser ces aberrations. On remarque que les conceptions utilisant des éléments asphériques ou des optiques hybrides offrent des performances très intéressantes. Néanmoins, avec une telle approche, la limite de diffraction n'est jamais atteinte.

L'aspect dynamique est très peu utilisé dans le domaine des systèmes HMD. Il existe quand même une approche de création séquentielle de l'image par balayage de la rétine. Celle-ci est très intéressante du point de vue de la compacité. Néanmoins, peu de travaux abordent la question de la qualité des images obtenues ce qui tend à montrer que les miroirs dynamiques utilisés introduisent des aberrations.

On peut en conséquence se demander si l'utilisation d'une approche de correction dynamique ne pourrait pas améliorer encore plus la qualité d'image.

Objectifs

L'objectif général de ce travail de thèse est de montrer qu'il est possible d'adapter les techniques de correction dynamiques au cas des systèmes de visualisation en réalité augmentée de type HMD pour améliorer leurs performances.

On cherche d'abord à définir l'organisation du système optique en :

- en y introduisant l'aspect dynamique,
- en respectant les différentes contraintes et spécifications (géométrie, optique mélangeuse diffractive).

Afin d'être en accord avec les thématiques et les compétences techniques de l'équipe de recherche (optique diffractive / holographie), nous travaillons avec une optique mélangeuse diffractive.

On cherche alors à montrer d'un point de vue théorique et expérimental que le système optique dynamique que nous avons défini permet d'améliorer les performances.

6. Références associées au chapitre

A

1. Saleh, B.E.A. and M.C. Teich, *Fundamentals of photonics*. 2007: Wiley-Interscience.
2. Turunen, J. and F. Wyrowski, *Diffractive optics: from promise to fruition.*, in *Trends in optics: Research, Development and Applications*. 1996, A. Consortini: London. p. 111-123.
3. Barbier, P.R. and G. Moddel, *Spatial Light Modulators: Processing Light in Real Time*. Opt. Photon. News, 1997. **8**(3): p. 16-21.
4. Lechner, B.J., et al., *Liquid crystal matrix displays*. Proceedings of the IEEE, 1971. **59**(11): p. 1566-1579.
5. Cho, H.J. and Y.H. Lee, *Characterization of a twisted-nematic liquid crystal display by a simple model*. Journal of Optics A: Pure and Applied Optics, 2009. **11**(6): p. 065709.
6. Coy, J.A., et al., *Characterization of a liquid crystal television as a programmable spatial light modulator*. Optical Engineering, 1996. **35**(1): p. 15-19.
7. Marquez, A., et al., *Characterization of edge effects in twisted nematic liquid crystal displays*. Optical Engineering, 2000. **39**(12): p. 3301-3307.
8. Yamauchi, M., *Jones-matrix models for twisted-nematic liquid-crystal devices*. Appl. Opt., 2005. **44**(21): p. 4484-4493.

9. Soutar, C. and K. Lu, *Determination of the physical properties of an arbitrary twisted-nematic liquid crystal cell*. Optical Engineering, 1994. **33**(8): p. 2704-2712.
10. Davis, J.A., et al., *Ambiguities in measuring the physical parameters for twisted-nematic liquid crystal spatial light modulators*. Optical Engineering, 1999. **38**(4): p. 705-709.
11. Mahmud, M.S., I. Naydenova, and V. Toal, *Implementation of phase-only modulation utilizing a twisted nematic liquid crystal spatial light modulator*. Journal of Optics A: Pure and Applied Optics, 2008. **10**(8): p. 085007.
12. Ambs, P., L. Bigue, and Y. Fainman. *Dynamic computer generated holograms displayed on a digital micromirror device*. 2002: Optical Society of America.
13. Benoît-Pasanau, C., et al., *Minimization of diffraction peaks of spatial light modulators using Voronoi diagrams*. Opt. Express, 2010. **18**(14): p. 15223-15235.
14. Benoît-Pasanau, C., et al., *Reducing the diffraction artifacts while implementing a phase function on a spatial light modulator*. Appl. Opt., 2011. **50**(4): p. 509-518.
15. Martinot-lagarde, P., R. Duke, and G. Durand, *Temperature Dependence of Tilt, Pitch and Polarization in Ferroelectric Liquid Crystals*. Molecular Crystals and Liquid Crystals, 1981. **75**(1): p. 249-286.
16. Xiang, C. and A.R. Barron (2011) *The Analysis of Liquid Crystal Phases using Polarized Optical Microscopy*. Physical Methods in Inorganic and Nano Chemistry.
17. Kim, H. and Y.H. Lee, *Unique measurement of the parameters of a twisted-nematic liquid-crystal display*. Appl. Opt., 2005. **44**(9): p. 1642-1649.
18. Bauchert, K.A. and S.A. Serati. *High-speed multilevel 512x512 spatial light modulator*. 2000. Orlando, FL, USA: SPIE.
19. Serati, S.A., et al. *128 x 128 analog liquid crystal spatial light modulator*. 1995. Orlando, FL, USA: SPIE.
20. Bigue, L. and P. Ambs. *Diffraction optical elements displayed on a ferroelectric gray-scale spatial light modulator*. 2002: Optical Society of America.
21. Broomfield, S.E., M.A.A. Neil, and E.G.S. Paige, *Programmable multiple-level phase modulation that uses ferroelectric liquid-crystal spatial light modulators*. Appl. Opt., 1995. **34**(29): p. 6652-6665.
22. Engström, D., et al., *Beam Steering Experiment with Two Cascaded Ferroelectric Liquid-Crystal Spatial Light Modulators*. Appl. Opt., 2004. **43**(7): p. 1559-1569.
23. Engström, D., et al. *Rapid SLM Design for Grid-Free Multispot Positioning in 2D and 3D with a Modified Gerchberg-Saxton Algorithm*. 2009: Optical Society of America.
24. Liang, J., Z. Cao, and M.F. Becker. *Phase Compression Technique to Suppress the Zero-Order Diffraction from a Pixelated Spatial Light Modulator (SLM)*. 2010: Optical Society of America.
25. Zhang, H., et al., *Elimination of a zero-order beam induced by a pixelated spatial light modulator for holographic projection*. Appl. Opt., 2009. **48**(30): p. 5834-5841.
26. Zou, J.-P., et al., *Optimization of the dynamic wavefront control of a pulsed kilojoule/nanosecond-petawatt laser facility*. Appl. Opt., 2008. **47**(5): p. 704-710.
27. Hickson, P., et al., *UBC/LAVAL 2.7-METER liquid mirror telescope*. Astrophys. J., 1994.
28. Vuelban, E.M., N. Bhattacharya, and J.J.M. Braat, *Liquid deformable mirror for high-order wavefront correction*. Opt. Lett., 2006. **31**(11): p. 1717-1719.

29. Brousseau, D., et al. *Wavefront correction with a ferrofluid deformable mirror: experimental results and recent developments*. 2008. Marseille, France: SPIE.
30. Davies, R. and M. Kasper, *Adaptive Optics for Astronomy*. Annual Review of Astronomy and Astrophysics, 2012. **50**: p. 1-47.
31. Arsenault, R. and Al., *Progress on the VLT Adaptive Optics Facility*. The Messenger, 2010. **142**: p. 12-16.
32. Close, L.M., et al. *The Magellan Telescope Adaptive Secondary AO System: a visible and mid-IR AO facility*. 2010: SPIE.
33. Cornelissen, S.A., et al., *4096-element continuous face-sheet MEMS deformable mirror for high-contrast imaging*. Journal of Micro/Nanolithography, MEMS and MOEMS, 2009. **8**(3): p. 031308-8.
34. Cornelissen, S.A., et al. *MEMS deformable mirrors for astronomical adaptive optics*. 2010. San Diego, California, USA: SPIE.
35. Bifano, T. *Shaping light: MOEMS deformable mirrors for microscopes and telescopes*. 2010. San Francisco, California, USA: SPIE.
36. Ren, H., et al., *Adaptive-Focus Lenses*. Opt. Photon. News, 2008. **19**(10): p. 42-47.
37. Mugele, F. and J.-C. Baret, *Electrowetting: from basics to applications*. Journal of Physics: Condensed Matter, 2005. **17**(28): p. R705.
38. Ren, H., S. Xu, and S.-T. Wu, *Deformable liquid droplets for optical beam control*. Opt. Express, 2010. **18**(11): p. 11904-11910.
39. Cheng, C.-C. and J.A. Yeh, *Dielectrically actuated liquid lens*. Opt. Express, 2007. **15**(12): p. 7140-7145.
40. Ren, H., et al., *Adaptive dielectric liquid lens*. Opt. Express, 2008. **16**(19): p. 14954-14960.
41. Chronis, N., et al., *Tunable liquid-filled microlens array integrated with microfluidic network*. Opt. Express, 2003. **11**(19): p. 2370-2378.
42. Berge, B., *The liquid lens technology - How it works and what it is doing*. 2010, Varioptic.
43. Marks, R., et al., *Astigmatism and defocus wavefront correction via Zernike modes produced with fluidic lenses*. Appl. Opt., 2009. **48**(19): p. 3580-3587.
44. Berge, B., *The liquid lens technology - How it works & what it is doing*. Varioptics, White paper, 2010.
45. Gabor, D., *A new microscopic principle* Nature, 1948. **161**(4098): p. 777-778.
46. Gruneisen, M.T., et al., *Programmable diffractive optics for wide-dynamic-range wavefront control using liquid-crystal spatial light modulators*. Optical Engineering, 2004. **43**(6): p. 1387.
47. Kovachev, M., et al., *Reconstruction of Computer Generated Holograms by Spatial Light Modulators Multimedia Content Representation, Classification and Security*, B. Günsel, et al., Editors. 2006, Springer Berlin / Heidelberg. p. 706-713.
48. Tudela, R., et al., *Full complex Fresnel holograms displayed on liquid crystal devices*. Journal of Optics A: Pure and Applied Optics, 2003. **5**(5): p. S189.
49. Bjelkhagen, H.I., *Silver-Halide Recording Materials: For Holography and Their Processing*. 1995: Springer.
50. Bjelkhagen, H.I., *Silver-halide recording materials: for holography and their processing*. 1993: Springer-Verlag.

51. Korchemskaya, E., et al., *Dynamic Holography in Bacteriorhodopsin/Gelatin Films: Effects of Light–Dark Adaptation at Different Humidity*†. *Photochemistry and Photobiology*, 2007. **83**(2): p. 403-408.
52. Yao, B., et al. *Properties and Applications of Bacteriorhodopsin-films as Dynamic Holographic Recording Media*. 2005: Optical Society of America.
53. Kilosanidze, B., G. Kakauridze, and I. Chaganava, *Dynamic polarization holography. I. Dynamic polarization-sensitive materials on the basis of azo-dye-containing polymers*. *Appl. Opt.*, 2009. **48**(10): p. 1861-1868.
54. Sheng, C., et al., *Time-resolved studies of photoinduced birefringence in azobenzene dye-doped polymer films*. *Appl. Opt.*, 2008. **47**(28): p. 5074-5077.
55. Weiser, M.-S., et al., *Self-Processing, Diffusion-Based Photopolymers for Holographic Applications*. *Macromolecular Symposia*, 2010. **296**(1): p. 133-137.
56. Peyghambarian, N., et al., *Rewritable Holographic 3D Displays*. *Opt. Photon. News*, 2008. **19**(7): p. 22-27.
57. Tay, S., et al., *An updatable holographic three-dimensional display*. *Nature*, 2008. **451**(7179): p. 694-698.
58. Eralp, M., et al., *Submillisecond response of a photorefractive polymer under single nanosecond pulse exposure*. *Applied Physics Letters*, 2006. **89**(11): p. 114105-3.
59. Blanche, P.A., et al., *Holographic three-dimensional telepresence using large-area photorefractive polymer*. *Nature*, 2010. **468**(7320): p. 80-83.
60. Born, M. and E. Wolf, *Principles of Optics*. 7 ed. 1999: Press Syndicate of the University of Cambridge.
61. Welford, W.T., *Aberrations of optical systems*. 1986: A. Hilger.
62. Wyant, J.C. and K. Creath, *Basic wavefront aberration theory for optical metrology*. *Applied Optics and Optical Engineering*, 1982. **11**: p. 1-53.
63. Rayleigh, L., in *Scientific Papers, Vol. 1*. 1899, Cambridge University Press Cambridge. p. 432-435.
64. Barakat, R., *Rayleigh Wavefront Criterion*. *J. Opt. Soc. Am.*, 1965. **55**(5): p. 572-573.
65. Marechal, A., *Étude des effets combinés de la diffraction et des aberrations géométriques sur l'image d'un point lumineux*. *Revue d'Optique* 1947. **26**: p. 257-277.
66. Bociort, F., *Optical System Optimization*, in *Encyclopedia of Optical Engineering, Volume 2*, R. G. Driggers, M. Dekker, Editor. 2003: New York. p. 1843-1850.
67. Bass, M., *Handbook of Optics, Volume I - Fundamentals, Techniques and Design (2nd Edition)*, ed. O.S. America. 1995: McGraw-Hill.
68. Grey, D.S., *Aberration Theories for Semiautomatic Lens Design by Electronic Computers. I. Preliminary Remarks*. *J. Opt. Soc. Am.*, 1963. **53**(6): p. 672-673.
69. Grey, D.S., *Aberration Theories for Semiautomatic Lens Design by Electronic Computers. II. A Specific Computer Program*. *J. Opt. Soc. Am.*, 1963. **53**(6): p. 677-677.
70. Forbes, G. and A. Jones, *Global optimization in lens design*. *Opt. Photon. News*, 1992. **3**(3): p. 22.
71. Weile, D.S. and E. Michielssen, *Genetic algorithm optimization applied to electromagnetics: a review*. *Antennas and Propagation, IEEE Transactions on*, 1997. **45**(3): p. 343-353.
72. Bociort, F., A. Serebriakov, and J. Braat. *Local optimization strategies to escape from poor local minima*. 2002: Optical Society of America.

73. Bociort, F., E. van Driel, and A. Serebriakov, *Networks of local minima in optical system optimization*. Opt. Lett., 2004. **29**(2): p. 189-191.
74. van Turnhout, M. and F. Bociort, *Chaotic behavior in an algorithm to escape from poor local minima in lens design*. Opt. Express, 2009. **17**(8): p. 6436-6450.
75. Van Turnhout, M. and F. Bociort, *Instabilities and fractal basins of attraction in optical system optimization*. Opt. Express, 2009. **17**(1): p. 314-328.
76. Tyson, R., *Principles of Adaptive Optics, Second Edition*. 1997: Academic Press.
77. Hardy, J.W., *Adaptive Optics for Astronomical Telescopes*. 1998: Oxford University Press.
78. Porter, J., *Adaptive Optics for Vision Science: Principles, Practices, Design, and Applications*. 2006: Wiley-Interscience.
79. Li, C., et al., *High-precision open-loop adaptive optics system based on LC-SLM*. Opt. Express, 2009. **17**(13): p. 10774-10781.
80. Babcock, H.W., *The Possibility of Compensating Astronomical Seeing*. Pub. Astron. Soc. Pacific, 1953. **65**.
81. Hubin, N., et al., *Adaptive optics for Extremely Large Telescopes*. Proceedings of the International Astronomical Union, 2005. **1**(Symposium S232): p. 60-85.
82. *Program of the 1971 Spring Meeting of the Optical Society of America*. J. Opt. Soc. Am., 1971. **61**(5): p. 648-697.
83. Platt, B.C. and R. Shack, *History and principles of Shack-Hartmann wavefront sensing*. Journal of refractive surgery (Thorofare, N.J. : 1995), 2001. **17**(5).
84. Roddier, F., *Curvature sensing and compensation: a new concept in adaptive optics*. Appl. Opt., 1988. **27**(7): p. 1223-1225.
85. Ragazzoni, R., *Pupil plane wavefront sensing with an oscillating prism*. Journal of Modern Optics, 1996. **43**(2): p. 289-293.
86. Costille, A., *Les optiques adaptatives grand champ : stratégie de correction et validations expérimentales*, in ONERA. 2010, Université Paris Diderot (Paris 7): Paris.
87. Muller, R.A. and A. Buffington, *Real-time correction of atmospherically degraded telescope images through image sharpening*. J. Opt. Soc. Am., 1974. **64**(9): p. 1200-1210.
88. Buffington, A., et al., *Correction of atmospheric distortion with an image-sharpening telescope*. J. Opt. Soc. Am., 1977. **67**(3): p. 298-303.
89. Fienup, J.R. and J.J. Miller, *Aberration correction by maximizing generalized sharpness metrics*. J. Opt. Soc. Am. A, 2003. **20**(4): p. 609-620.
90. Zommer, S., et al., *Simulated annealing in ocular adaptive optics*. Opt. Lett., 2006. **31**(7): p. 939-941.
91. Wright, A.J., et al., *Exploration of the optimisation algorithms used in the implementation of adaptive optics in confocal and multiphoton microscopy*. Microscopy Research and Technique, 2005. **67**(1): p. 36-44.
92. Vorontsov, M.A., *Decoupled stochastic parallel gradient descent optimization for adaptive optics: integrated approach for wave-front sensor information fusion*. J. Opt. Soc. Am. A, 2002. **19**(2): p. 356-368.
93. Booth, M., *Wave front sensor-less adaptive optics: a model-based approach using sphere packings*. Opt. Express, 2006. **14**(4): p. 1339-1352.
94. Linhai, H. and C. Rao, *Wavefront sensorless adaptive optics: a general model-based approach*. Opt. Express, 2011. **19**(1): p. 371-379.

95. Grisan, E., et al., *No wavefront sensor adaptive optics system for compensation of primary aberrations by software analysis of a point source image. 1. Methods.* Appl. Opt., 2007. **46**(25): p. 6434-6441.
96. Naletto, G., et al., *No wavefront sensor adaptive optics system for compensation of primary aberrations by software analysis of a point source image. 2. Tests.* Appl. Opt., 2007. **46**(25): p. 6427-6433.
97. Sutherland, I.E., *A head-mounted three dimensional display*, in *Proceedings of the December 9-11, 1968, fall joint computer conference, part I.* 1968, ACM: San Francisco, California. p. 757-764.
98. Lamata, P., et al., *Augmented Reality for Minimally Invasive Surgery: Overview and Some Recent Advances.* Augmented Reality. 2010.
99. Rosenthal, M., et al., *Augmented Reality Guidance for Needle Biopsies: A Randomized, Controlled Trial in Phantoms Medical Image Computing and Computer-Assisted Intervention – MICCAI 2001*, W. Niessen and M. Viergever, Editors. 2001, Springer Berlin / Heidelberg. p. 240-248.
100. Keller, K., A. State, and H. Fuchs, *Head Mounted Displays for Medical Use.* J. Display Technol., 2008. **4**(4): p. 468-472.
101. Tuceryan, M., et al., *Calibration Requirements and Procedures for a Monitor-Based Augmented Reality System.* IEEE Transactions on Visualization and Computer Graphics, 1995. **1**(3): p. 255-273.
102. Sittler, G., *Conception of an augmented reality system for applications in surgery*, in *Laboratoire des Systèmes Photoniques.* 2008, Université de Strasbourg (ex. Université Louis Pasteur) / INSA de Strasbourg: Strasbourg.
103. Cakmakci, O. and J. Rolland, *Head-Worn Displays: A Review.* J. Display Technol., 2006. **2**(3): p. 199-216.
104. Cakmakci, O. and J.P. Rolland, *Imaging systems for eyeglass-based display devices* U.S.P. Application, Editor. 2007: United States.
105. Kasai, I., et al., *A Practical See-Through Head Mounted Display Using a Holographic Optical Element.* Optical Review, 2001. **8**(4): p. 241-244.
106. Missig, M.D. and G.M. Morris, *Diffraction optics applied to eyepiece design.* Appl. Opt., 1995. **34**(14): p. 2452-2461.
107. Cox, J.A., T.A. Fritz, and T.R. Werner. *Application and demonstration of diffractive optics for head-mounted displays.* 1994. Orlando, FL, USA: SPIE.
108. Braunecker, B., R. Hentschel, and H.J. Tiziani, *Advanced Optics Using Aspherical Elements.* 2008: Spie Press.
109. Cheng, D., et al., *Design of an optical see-through head-mounted display with a low f-number and large field of view using a freeform prism.* Appl. Opt., 2009. **48**(14): p. 2655-2668.
110. Ando, T., et al., *Head mounted display for Mixed Reality using Holographic Optical Elements.* Mem. Fac. Eng., Osaka City Univ., 1999. **40**: p. 1-6.
111. Wang, Z.-Q., et al., *Hybrid diffractive-refractive ultra-wide-angle eyepieces.* Optik - International Journal for Light and Electron Optics, 2002. **113**(4): p. 159-162.
112. Nagahara, H., Y. Yagi, and M. Yachida. *Wide field of view catadioptrical head-mounted display.* in *Intelligent Robots and Systems, 2003. (IROS 2003). Proceedings. 2003 IEEE/RSJ International Conference on.* 2003.

113. Zhao, Q.-L., et al., *Simple 40° head-mounted display*. *Optik - International Journal for Light and Electron Optics*, 2003. **114**(4): p. 181-183.
114. Yang, X.-J., Z.-Q. Wang, and R.-L. Fu, *Hybrid diffractive-refractive 67°-diagonal field of view optical see-through head-mounted display*. *Optik - International Journal for Light and Electron Optics*, 2005. **116**(7): p. 351-355.
115. Cakmakci, O. and J. Rolland, *Design and fabrication of a dual-element off-axis near-eye optical magnifier*. *Opt. Lett.*, 2007. **32**(11): p. 1363-1365.
116. Cakmakci, O., A. Oranchak, and J. Rolland. *Dual-Element Off-Axis Eyeglass Based Display*. 2006: Optical Society of America.
117. Cheng, D., Y. Wang, and H. Hua. *Large Field-of-View and High Resolution Free-Form Head-Mounted Display*. 2010: Optical Society of America.
118. Cheng, D., et al., *Design of a wide-angle, lightweight head-mounted display using free-form optics tiling*. *Opt. Lett.*, 2011. **36**(11): p. 2098-2100.
119. Zheng, Z., et al., *Design and fabrication of an off-axis see-through head-mounted display with an x^2y polynomial surface*. *Appl. Opt.*, 2010. **49**(19): p. 3661-3668.
120. Liu, S. and H. Hua, *Time-multiplexed dual-focal plane head-mounted display with a liquid lens*. *Opt. Lett.*, 2009. **34**(11): p. 1642-1644.
121. Yaras, et al., *State of the Art in Holographic Displays: A Survey*. *Display Technology, Journal of*, 2010. **6**(10): p. 443-454.
122. Amitai, Y., S. Reinhorn, and A.A. Friesem, *Visor-display design based on planar holographic optics*. *Appl. Opt.*, 1995. **34**(8): p. 1352-1356.
123. Sabban, J.C., et al., *Retinal imaging by means of light scanning techniques*. *Journal of Optics*, 1984. **15**(6): p. 425.
124. Webb, R.H., G.W. Hughes, and F.C. Delori, *Confocal scanning laser ophthalmoscope*. *Appl. Opt.*, 1987. **26**(8): p. 1492-1499.
125. Viirre, E., et al., *Laser Safety Analysis of a Retinal Scanning Display System*. *Journal of Laser Applications*, 1997. **9**: p. 253-260.
126. Chellappan, K.V., E. Erden, and H. Urey, *Laser-based displays: a review*. *Appl. Opt.*, 2010. **49**(25): p. F79-F98.
127. Lau, K.Y., *MEMS Microscanner Raster-scanning Display: A Spyglass for the Future*. *Opt. Photon. News*, 1999. **10**(5): p. 47.
128. Ko, Y.-C., et al., *Eye-type scanning mirror with dual vertical combs for laser display*. *Sensors and Actuators A: Physical*, 2006. **126**(1): p. 218-226.
129. Urey, H., et al. *MEMS raster correction scanner for SXGA resolution retinal scanning display*. 2003. San Jose, CA, USA: SPIE.
130. Urey, H. and D. Dickensheets, *Display and Imaging Systems*, in *MOEMS and Applications*, E. Motamedi, Editor. 2005, SPIE Press.
131. Hart, M.R., et al., *Stroboscopic interferometer system for dynamic MEMS characterization*. *Microelectromechanical Systems, Journal of*, 2000. **9**(4): p. 409-418.

CHAPITRE B.

*Définition de
l'architecture du
système optique étudié*

1. Introduction

Le chapitre A a permis de montrer qu'il n'existe aucune étude de système de visualisation en réalité augmentée combinant une optique mélangeuse diffractive avec une approche dynamique. Cette piste de travail ayant été identifiée, il s'agit maintenant de définir la structure d'un tel système optique.

Nous développons dans ce chapitre les différentes étapes qui nous ont permis de définir la structure du système optique étudié au cours de ce travail de thèse (Figure B.1).

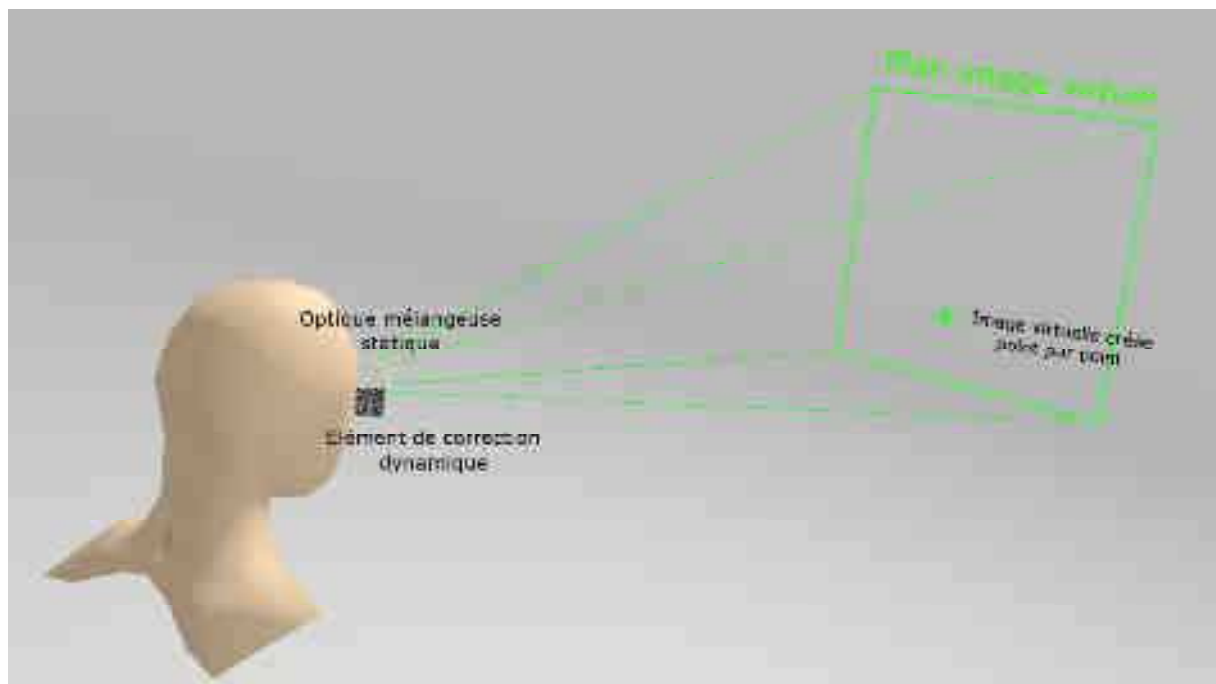


Figure B.1 : Illustration du système de visualisation en réalité augmentée proposé.

Nous présentons dans un premier temps les contraintes et les spécifications que nous avons prises en compte pour concevoir le système optique. Celles-ci nous servent de point de départ pour discuter plusieurs approches de création de l'image virtuelle et de compensation des aberrations. L'analyse des différentes approches proposées nous permet de retenir un système optique composé des éléments suivants :

- une optique mélangeuse diffractive permettant d'afficher un point virtuel
- un élément de correction dynamique permettant de corriger les aberrations.

L'optique mélangeuse diffractive permet d'afficher un point virtuel. En modifiant les conditions de restitution, le point virtuel est déplacé dans l'espace virtuel. Il devient alors possible de créer une image en positionnant dynamiquement le point dans l'espace virtuel. Chaque position du point ayant ses propres aberrations, un élément dynamique permettant de

réaliser une correction adaptée est ajouté. Nous évaluons les limites de cette approche en fonction de la technologie.

La structure générale étant définie, l'objectif est de choisir la fonction de transfert de phase (FTP) de l'optique mélangeuse diffractive. Une modélisation géométrique est développée au préalable et les repères et notations utilisés tout au long du mémoire sont définis. Nous présentons la démarche qui nous a permis de sélectionner la FTP nous permettant de respecter les différentes contraintes. Nous montrons que l'on peut atteindre un champ de vision maximal de $18^\circ \times 18^\circ$ en utilisant cette approche de création d'image.

2. Spécifications et contraintes

La conception d'un système optique est toujours faite pour répondre à une liste d'objectifs définis à l'avance. Ces objectifs sont précisés par un ensemble de spécifications réunies dans un cahier des charges. Plusieurs contraintes peuvent exister et limiter les possibilités de conception. On présente ici les spécifications et les contraintes associées au contexte de notre travail.

2.1. Présentation du cahier des charges

Notre travail porte sur la conception et l'étude d'un système de visualisation en réalité augmentée.

Étant donné que notre étude concerne un système de visualisation d'image, le premier critère est naturellement l'obtention d'une image d'excellente qualité. Nous souhaitons ainsi nous rapprocher au plus près de la limite de diffraction.

La synthèse de l'état de l'art des conceptions de systèmes HMD et des approches de correction des aberrations nous a permis de mettre en avant plusieurs points :

- les optiques mélangeuses sont rarement réalisées à partir d'éléments diffractifs,
- l'utilisation d'éléments dynamiques est particulièrement intéressante pour minimiser les aberrations,
- les conceptions actuelles de système HMD n'exploitent pas cet aspect dynamique (excepté l'affichage séquentiel par balayage de la rétine).

En raison des thématiques de recherche de l'équipe (conception d'éléments diffractifs, holographie), nous avons décidé d'étudier l'intérêt d'utiliser une optique mélangeuse diffractive. L'aspect dynamique étant sous-exploité dans les conceptions de systèmes HMD,

nous avons décidé de le prendre en compte dans notre conception. Nous utiliserons donc un ou plusieurs éléments dynamiques dans notre système optique.

Afin de simplifier la conception, nous nous limitons à une étude monochromatique en considérant la longueur d'onde $\lambda = 514,5\text{nm}$ et on considère des éléments de phase pure dont on néglige l'épaisseur¹⁵.

Nous souhaitons également que :

- le champ de vision soit le plus élevé possible,
- l'intensité lumineuse soit la plus élevée et la plus uniforme possible sur l'ensemble de ce champ de vision,
- l'image virtuelle soit affichée à une distance finie d'environ 1m,
- le système optique proposé soit réalisable avec la technologie actuelle.

2.2. Présentation des contraintes

Nous devons prendre en compte un ensemble de contraintes pour réaliser la conception :

- des contraintes géométriques,
- des contraintes ergonomiques,
- des contraintes physiologiques,
- des contraintes technologiques.

2.2.1. Contraintes géométriques

Nous avons déjà abordé les problèmes géométriques liés à la conception d'un système de visualisation de type HMD. Nous avons pu voir que la difficulté consiste à obtenir un affichage de qualité malgré les contraintes géométriques provoquées par la proximité de la tête de l'utilisateur avec l'optique mélangeuse. Cette proximité implique la nécessité d'utiliser des incidences importantes (environ 50°) pour éclairer la surface de l'optique mélangeuse (Figure B.2).

Les conditions de Gauss ne sont donc pas respectées d'où la présence d'aberrations géométriques élevées. Ces contraintes limitent l'intervalle angulaire sous lequel l'optique mélangeuse peut être éclairée. Cet intervalle est directement lié :

¹⁵ Cette spécification ne sera pas utilisée dans la partie C où l'on discute la question de l'efficacité de diffraction.

- à la morphologie de la tête que l'on peut modéliser par la connaissance de données anthropométriques¹⁶ [1-3],
- à la distance entre l'œil et l'optique mélangeuse (également appelée « eyerelief »),
- à l'inclinaison de l'optique mélangeuse par rapport à un plan parallèle au plan du visage de l'utilisateur.

La description mathématique de cette géométrie est détaillée dans la partie B.4.1. Cela nous permettra de calculer l'angle minimal à partir duquel les faisceaux ne sont pas bloqués par la tête de l'utilisateur. Nous montrons également que les contraintes géométriques permettent de définir le champ de vision maximal que l'on peut espérer obtenir.

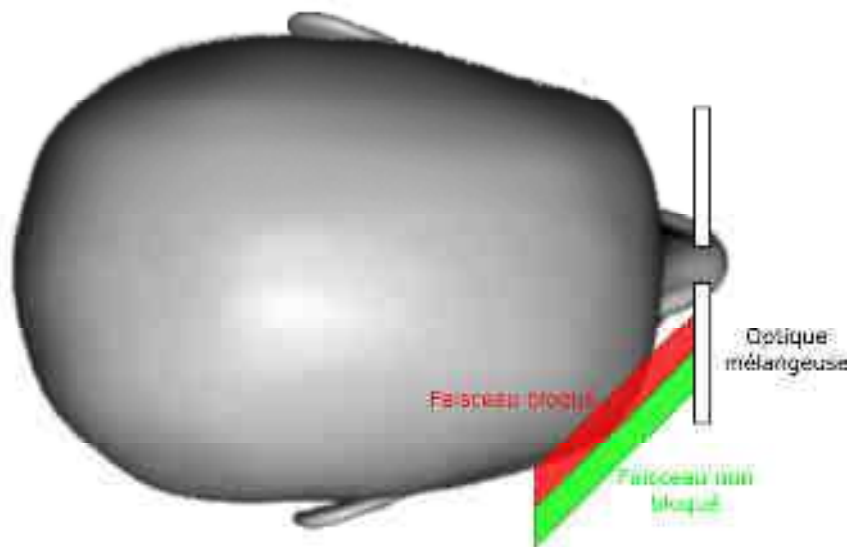


Figure B.2 : Blocage des faisceaux par la tête de l'utilisateur (vue de dessus). Il faut utiliser une incidence importante pour atteindre la surface de l'optique mélangeuse ce qui est source d'aberrations géométriques¹⁷.

2.2.2. Contraintes ergonomiques

La conception du système ne peut pas être faite sans prendre en compte les contraintes ergonomiques. Un système HMD étant porté sur la tête, l'encombrement et le poids total du système ne doit pas gêner le confort d'utilisation.

¹⁶ L'anthropométrie est la science de la mesure physique des caractéristiques humaines.

¹⁷ Source pour le modèle de la tête : <http://www.turbosquid.com/3d-models/human-female-head-reference-3d-model/377726>

Différentes études biomécaniques ont montré que la tête peut supporter un poids inférieur à 2,5 kilogrammes sans risquer une blessure [4, 5]. Les critères d'ergonomie ne sont cependant pas les mêmes selon le domaine d'application. Le poids et l'encombrement sont des contraintes beaucoup plus critiques dans des applications « grand public » que dans le domaine militaire où le système optique peut s'intégrer à l'équipement militaire (Figure B.3).



Figure B.3 : Système HMD intégré dans un casque de pilote de chasse (d'après [4])

La recherche de compacité est donc généralement souhaitée pour garantir le confort d'utilisation. Il n'est malheureusement pas évident de concilier les contraintes géométriques avec les contraintes ergonomiques, ce qui complexifie la conception du système de visualisation.

2.2.3. Contraintes physiologiques

L'œil est l'organe sensoriel de la vision. Il permet de transformer la lumière (stimulus) en signaux nerveux. Ces signaux sont interprétés par le cerveau pour reconstruire l'image de la scène perçue par l'individu. L'œil est un instrument optique permettant une formation d'image (Figure B.4). La lumière pénètre dans l'œil à travers un diaphragme (la pupille) et traverse plusieurs milieux (cornée, humeur aqueuse, cristallin, corps vitreux) permettant une focalisation de la lumière sur des capteurs photosensibles (la rétine) [6].

La pupille de l'œil

La pupille de l'œil joue un rôle de diaphragme et permet de régler l'intensité lumineuse qui entre dans l'œil. Des études ont permis de montrer que ce diamètre varie entre 2mm et 8mm selon l'intensité lumineuse [6]. Bien entendu, plus ce diamètre est élevé, plus les aberrations seront importantes puisqu'on utilise des rayons plus éloignés de l'axe optique.

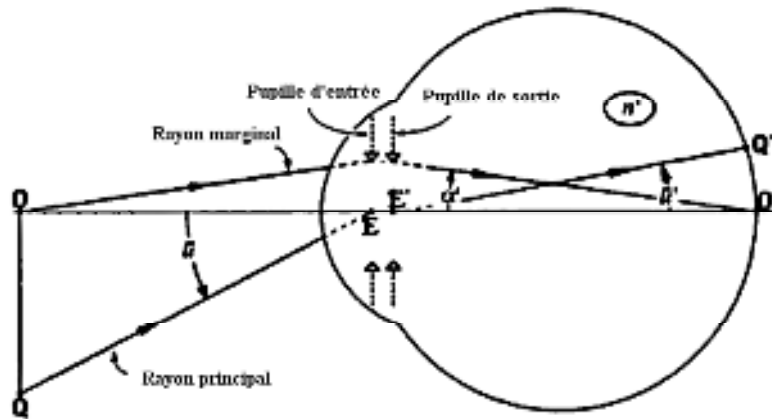


Figure B.4 : Représentation schématisque de l'œil en tant que système de formation d'image [6].

La résolution spatiale de l'œil

La résolution spatiale de l'œil¹⁸ est limitée par la structure de la rétine. Celle-ci est un ensemble de cellules réceptrices photosensibles distantes d'environ 3 μm les unes des autres. Ces dimensions permettent de définir une résolution spatiale minimale de l'œil de 36 secondes d'arc [7]. Cette valeur est néanmoins rarement atteinte. La résolution spatiale moyenne α_{PR} de l'œil humain est de 1 minute d'arc (ce qui correspond à une acuité visuelle de 10/10) [7]. Dans notre approche, l'image virtuelle est construite point par point, la résolution spatiale α_{PR} de l'œil humain permet donc de définir directement la distance minimale ε_{IMG} avec laquelle deux points doivent être séparés pour pouvoir être distingués par l'utilisateur.

Cet écart dépend de la distance D à laquelle sont affichés les deux points et il est simplement donné par la relation :

$$\varepsilon_{IMG} = D \tan \alpha_{PR}, \quad (\text{B.1})$$

La persistance rétinienne de l'œil

La persistance rétinienne est due à une inertie des cellules photo réceptrices provoquée par le temps de traitement biochimique des signaux optiques par la rétine et le cerveau. L'intensité lumineuse perçue par l'œil reste donc « imprimée » sur la rétine le temps de la persistance rétinienne. Le temps de persistance rétinienne est d'environ 50ms [8]. C'est ce phénomène que nous proposons d'exploiter pour réaliser la reconstruction séquentielle de l'image point par point. Si N points sont affichés dynamiquement dans un temps inférieur à

¹⁸ Distance minimale qui doit exister entre deux points contigus pour qu'ils soient correctement discernés. On peut également utiliser les expressions synonymes suivantes : pouvoir séparateur, pouvoir de résolution, minimum séparable. L'acuité visuelle qui est utilisée pour les tests d'ophtalmologie est l'inverse de la résolution spatiale.

celui de la persistance rétinienne, l'utilisateur ne percevra pas l'affichage séquentiel mais l'image finale composée de N points. La persistance est donc fondamentale pour que la reconstruction séquentielle puisse être utilisée.

2.2.4. Contraintes technologiques

Les contraintes technologiques sont à prendre en compte dès lors que l'on souhaite réaliser le système optique. La réalisation pratique du système optique nécessitera d'utiliser une des technologies d'éléments dynamiques que nous avons présentées dans le premier chapitre. Ces différentes technologies sont limitées du point de vue :

- de la rapidité du temps de rafraîchissement de la fonction optique,
- des dimensions occupées dans l'espace qui seront à considérer pour la compacité,
- des fréquences spatiales maximales qu'il est possible de réaliser.

Il convient néanmoins de préciser que ce n'est pas parce que les contraintes technologiques ne permettent pas de mettre en œuvre une technique que cette technique doit être définitivement rejetée. En effet, la technologie évolue et les limites de demain ne seront plus les mêmes que celles d'aujourd'hui.

3. Choix de conception : une optique mélangeuse diffractive et un aspect dynamique

3.1. Choix du mode de création de l'image

Les deux spécifications que nous cherchons à respecter sont :

- l'intégration de l'aspect dynamique dans le système de visualisation,
- l'utilisation d'une optique mélangeuse diffractive.

Nous avons montré dans le chapitre A que l'aspect dynamique n'est pratiquement pas pris en compte dans les conceptions classiques. Celui-ci est pourtant particulièrement intéressant pour la compensation des aberrations.

L'optique mélangeuse diffractive permet une sélection spectrale. Cette sélection est parfaitement adaptée au rôle d'une optique mélangeuse, à savoir permettre à la fois une transmission des informations issues de l'environnement réel et réfléchir les informations devant être superposées sur cet environnement.

Nous discutons différentes configurations de systèmes optiques selon l'aspect statique ou dynamique de l'optique mélangeuse diffractive et selon le mode de création de l'image virtuelle. Nous discutons les cas suivants :

- la création directe d'une image virtuelle avec une optique mélangeuse diffractive dont la fonction optique est figée (cela correspond à une approche de conception classique),
- la création directe d'une image virtuelle avec une optique mélangeuse diffractive dont la fonction optique est dynamique,
- La création séquentielle d'une image virtuelle avec une optique mélangeuse diffractive dont la fonction optique est figée.

Nous montrons que cette dernière configuration est la plus intéressante pour concevoir un système de visualisation en réalité augmentée. La création directe correspond au cas conventionnel de formation d'image où un système optique composé uniquement d'éléments à fonction optique figée permet de réaliser l'image d'un objet. L'objet en question est créé par un afficheur. La création séquentielle correspond au cas où l'image est créée séquentiellement point par point à l'aide d'un élément dynamique. On ne réalise pas l'image d'un objet, on crée l'image de toute pièce.

3.1.1. Optique mélangeuse diffractive statique et création directe de l'image

Nous avons déjà pu aborder dans la première partie la question de l'utilisation d'une optique mélangeuse diffractive. Nous avons pu voir que l'ensemble des travaux utilisent une approche de conception classique où le système optique permet un affichage direct de l'image virtuelle à partir de l'association d'un afficheur, d'une optique de relais et d'une optique mélangeuse. Utiliser une optique mélangeuse diffractive dans une telle configuration ne permet pas d'obtenir des résultats intéressants. En effet, comme l'ont montrés différents travaux [9-12], il est nécessaire d'introduire de nombreux termes asphériques à la fonction de phase de l'élément diffractif pour pouvoir réussir à compenser l'ensemble des aberrations géométriques. Si ceci est possible d'un point de vue théorique, la fonction de phase obtenue pour réaliser les corrections est généralement irréalisable (fréquences spatiales beaucoup trop élevées).

L'utilisation d'une optique mélangeuse diffractive dans une conception classique n'est pas intéressante. Les fonctions optiques nécessaires à la compensation des aberrations n'existent pas toujours ou ne sont pas réalisables avec les méthodes de fabrication actuelles. L'utilisation de miroirs ou de prismes à surface « free-form » sont nettement plus intéressantes lorsqu'on veut réaliser une conception classique.

Nous allons maintenant montrer que l'utilisation d'une optique mélangeuse diffractive peut être intéressante lorsque l'on intègre un aspect dynamique dans le système optique. Nous analysons succinctement le cas d'une optique mélangeuse diffractive dynamique puis celui d'une optique mélangeuse diffractive statique utilisée avec une approche de construction séquentielle de l'image virtuelle. Nous expliquons pourquoi nous avons préféré concevoir un système de cette dernière catégorie.

3.1.2. Optique mélangeuse diffractive dynamique et création directe de l'image

Description du concept

L'idée d'utiliser directement un hologramme dynamique en tant qu'optique mélangeuse est intéressante. En effet, l'utilisation d'un hologramme dynamique implique les deux avantages suivants :

- cela permet de créer directement de façon contrôlée une succession d'images tridimensionnelles,
- il n'y a pas besoin d'utiliser un afficheur pour créer l'image, un faisceau cohérent éclairant la surface de l'hologramme dynamique est suffisant pour générer l'image.

Nous avons présenté plusieurs catégories d'éléments optiques dynamiques dans la première partie. Deux de ces catégories sont adaptées pour réaliser un hologramme dynamique et peuvent être considérées ici :

- les SLM à cristaux liquides (Chapitre A.2.2),
- les matériaux photosensibles effaçables (Chapitre A.2.5).

SLM à cristaux liquides

Les SLM à cristaux liquides peuvent être utilisés pour créer des éléments diffractifs dynamiques [13-15]. Ces éléments sont bien maîtrisés et peuvent avoir des dimensions intéressantes (quelques dizaines de millimètres) pour pouvoir être placés devant l'œil de

l'utilisateur. Ils présentent néanmoins des fréquences spatiales beaucoup trop limitées pour pouvoir être utilisés en tant qu'optique mélangeuse.

L'architecture pixélisée des SLM à cristaux liquides implique une fréquence spatiale maximale. Celle-ci est directement dépendante des dimensions des pixels. La plus petite structure périodique que l'on peut réaliser correspond à deux pixels successifs. Pour un pixel de dimensions $p \times p$, la fréquence spatiale maximale vaut $(2p)^{-1}$. Actuellement, les pixels les plus petits mesurent $4 \mu\text{m}$ ce qui correspond à une fréquence spatiale maximale de 125 lp/mm.

Une optique mélangeuse diffractive fonctionne en réflexion ce qui implique des fréquences spatiales irréalisables avec les technologies actuelles.

Matériaux photosensibles effaçables

L'apparition de nouveaux matériaux photosensibles effaçables aux propriétés intéressantes permettent d'imaginer de nouvelles applications d'affichage tridimensionnel notamment comme optique mélangeuse.

En effet, les possibilités offertes par ces nouveaux matériaux semblent répondre aux problématiques qui nous intéressent : résolution spatiale élevée, grande efficacité de diffraction, stabilité, affichage 3D...

Malheureusement, cette technologie prometteuse n'est pas encore suffisamment maîtrisée et développée. Nous ne l'utiliserons pas dans nos travaux.

3.1.3. Optique mélangeuse diffractive statique et création séquentielle de l'image

La dernière configuration que nous proposons de discuter est celle pour laquelle on utilise une optique mélangeuse diffractive statique associée à un mode de création dynamique de l'image. Nous avons vu qu'il n'est pas intéressant d'utiliser une optique mélangeuse diffractive statique lorsque l'on conçoit le système optique selon une approche classique.

Nous souhaitons savoir ici ce qu'il en est lorsqu'on l'associe à un mode de création dynamique séquentiel de l'image virtuelle. Contrairement à la construction directe de l'image où l'ensemble de l'information est traitée par le système optique (d'où la complexité pour minimiser simultanément l'ensemble des aberrations), la construction séquentielle permet de créer point par point l'image virtuelle en modifiant l'incidence sous laquelle l'optique mélangeuse diffractive est éclairée (Figure B.5). Le point image virtuel est déplacé dans le champ de vision de l'utilisateur lorsque l'on modifie les conditions de lecture de l'optique mélangeuse. La persistance rétinienne définit alors le temps maximal pendant lequel les

points restent visibles. L'image sera complète en affichant tous les points de l'image dans un temps inférieur à celui de la persistance rétinienne.

Une telle approche n'a, à notre connaissance, jamais été proposée dans le contexte des systèmes de visualisation en réalité augmentée. Nous utiliserons donc cette configuration dans ce travail de thèse.

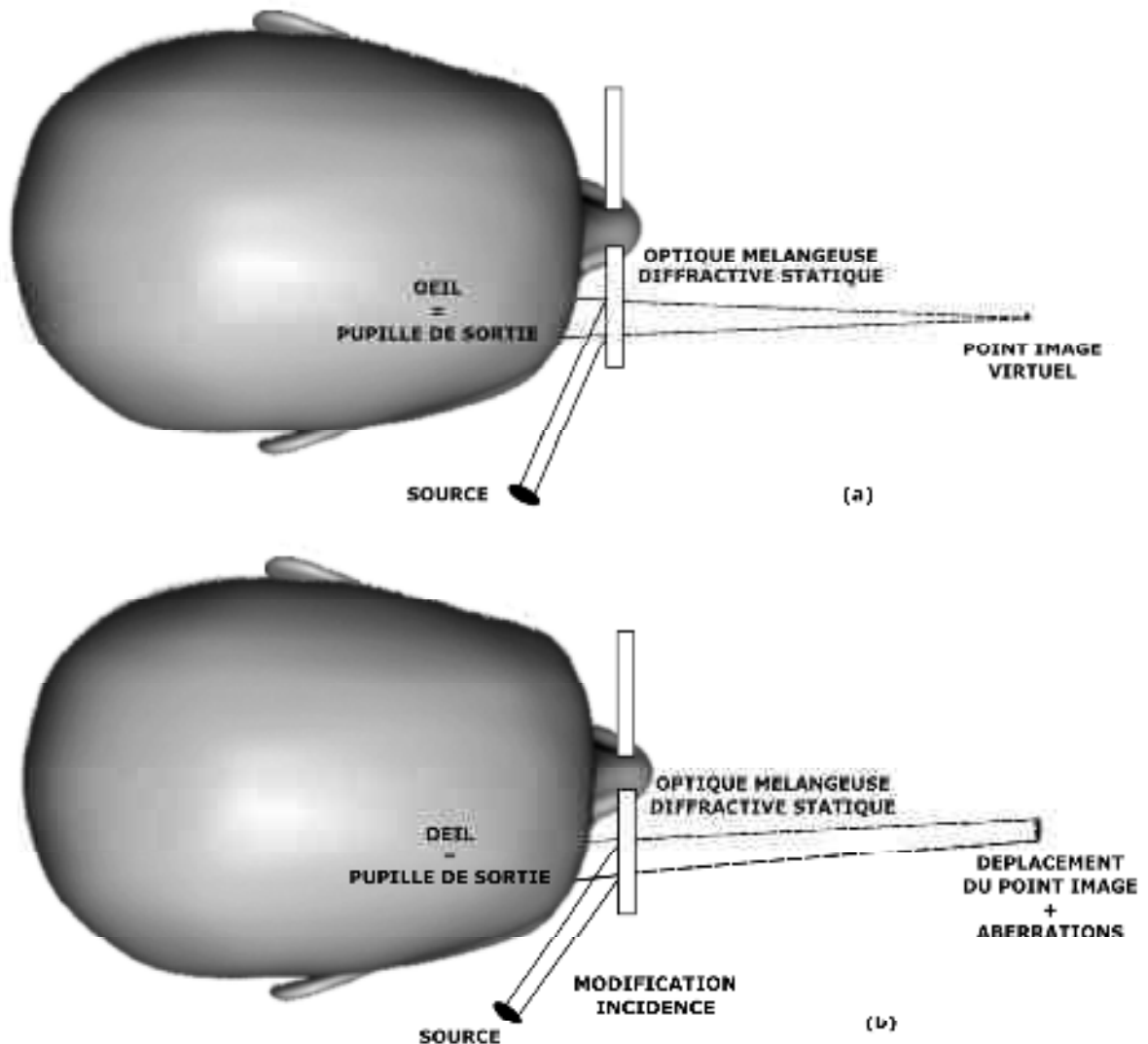


Figure B.5 : Création séquentielle point par point d'une image virtuelle en modifiant l'incidence de lecture de l'optique mélangeuse diffractive. (a) La géométrie de restitution est identique à celle de l'enregistrement de l'optique mélangeuse diffractive, le point ne présente pas d'aberrations. (b) La géométrie de restitution est différente de celle de l'enregistrement de l'optique mélangeuse diffractive, le point est déplacé mais il présente des aberrations.

Une telle approche de création d'image point par point implique que la fonction optique de l'optique mélangeuse diffractive puisse permettre de créer un point image virtuel dans le champ de vision de l'utilisateur. Nous verrons dans la partie B.5 qu'il existe une fonction de phase pour laquelle il est possible d'obtenir un point image sans aberrations lorsque l'optique mélangeuse est éclairée sous une incidence unique (Figure B.5.(a)). En revanche, des aberrations apparaissent dès lors que l'on modifie cette incidence de lecture particulière (Figure B.5.(b)). Par conséquent, le mode de création séquentiel point par point proposé implique l'apparition d'aberrations qu'il est nécessaire de compenser pour obtenir une image de qualité.

3.2. Choix de l'approche de correction des aberrations

Nous avons introduit le fait que la géométrie du problème ainsi que le mode de création de l'image implique la présence d'aberrations géométriques. Nous proposons de placer un élément correcteur en amont de l'optique mélangeuse pour compenser les aberrations de l'optique mélangeuse (Figure B.6).

Cet élément correcteur doit être un élément dynamique. En effet, nous construisons l'image virtuelle de façon séquentielle point par point. Chaque point virtuel de l'image occupe une position donnée de l'espace virtuel et les aberrations diffèrent en fonction de cette position. Il faut donc pouvoir adapter la correction en fonction de la position du point virtuel, d'où la nécessité d'utiliser un élément de correction dynamique. Parmi les éléments dynamiques présentés dans la partie A.2, les SLM à cristaux liquides et les miroirs déformables sont particulièrement adaptés pour la correction des aberrations. Ils permettent en effet de déformer le front d'onde par une modulation locale de la phase.

Nous montrons dans la partie C qu'il est possible de minimiser les aberrations pour toutes les positions du point virtuel dans le champ de vision. Nous montrons qu'il est possible d'obtenir la forme analytique de la fonction de correction pour toutes ces positions et nous validons expérimentalement cette correction (chapitre D).

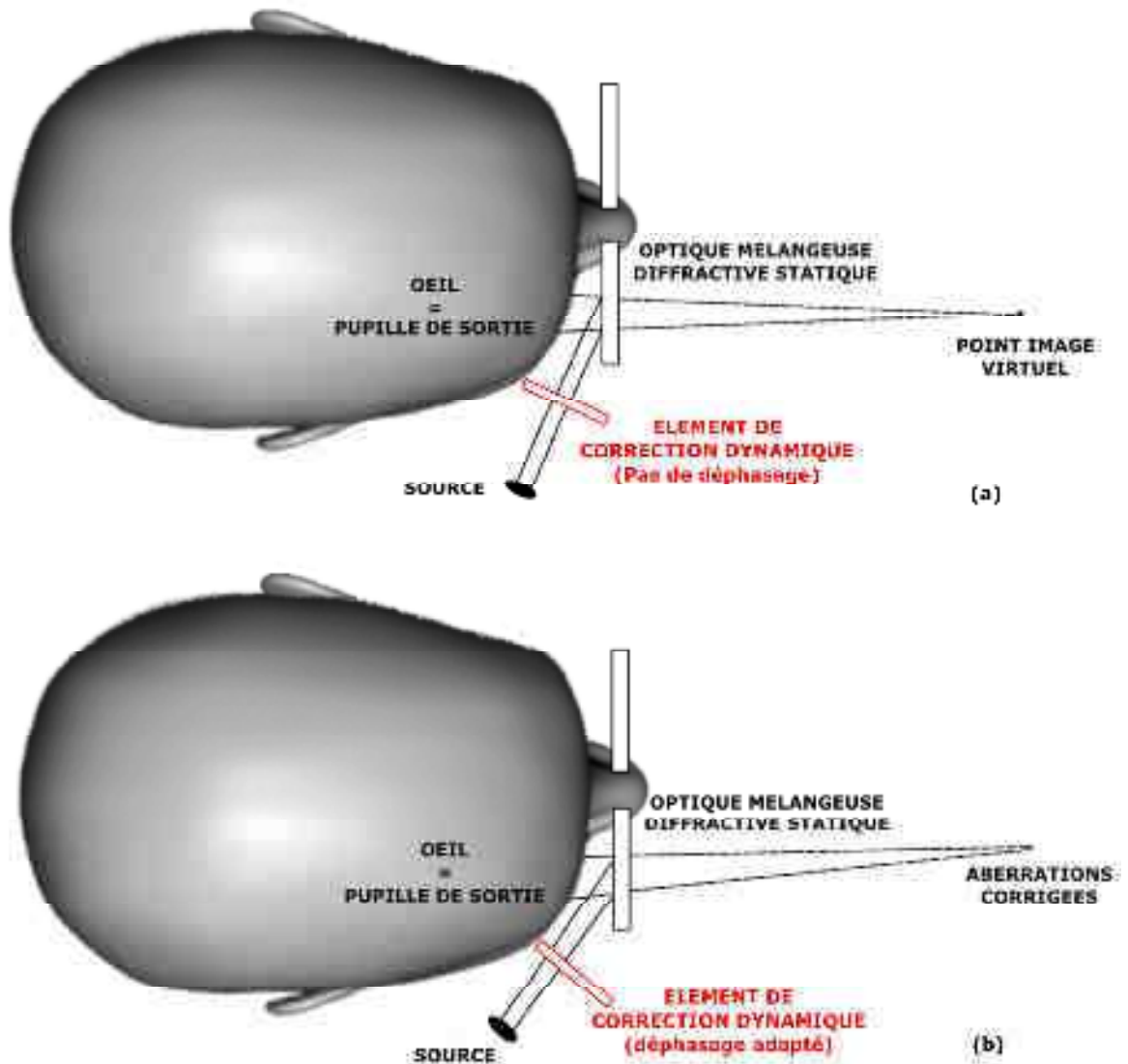


Figure B.6 : Création séquentielle point par point de l'image virtuelle par une modification de l'incidence de lecture de l'optique mélangeuse et compensation adaptée des aberrations par l'utilisation d'un élément dynamique placé en amont de l'optique mélangeuse. La fonction de phase de l'élément dynamique dépend de la position du point image dans le champ de vision. (a) La géométrie de restitution est identique à celle de l'enregistrement de l'optique mélangeuse diffractive, aucune aberration n'est présente et aucun déphasage n'est donc nécessaire. (b) La géométrie de restitution est différente de celle de l'enregistrement de l'optique mélangeuse diffractive, une fonction de phase adaptée est chargée dans l'élément dynamique, le point est déplacé et les aberrations sont corrigées.

3.3. Nombre de points affichables dans le plan de l'image virtuelle

L'image virtuelle sera affichée dans une zone de l'espace virtuel limité par un champ de vision angulaire $FOV_X \times FOV_Y$. On discute dans cette partie le nombre de points maximal N_{MAX} qu'il est possible d'afficher dans un champ de vision en exploitant la résolution de l'œil. Nous prenons ensuite en compte l'aspect temporel des différentes technologies d'éléments dynamiques pour déterminer le nombre de points N que chacune permet d'afficher dans un temps inférieur à celui de la persistance rétinienne.

Nombre de points maximal théorique

Le nombre maximal de points N_{MAX} qu'il est possible d'afficher pour remplir le champ de vision dépend de l'écart ϵ_{IMG} minimal acceptable entre deux points contigus.

On considère que le nombre de point est maximum lorsque l'on remplit le champ de vision par une grille régulière de points espacés par la plus petite distance ϵ_{IMG} que peut distinguer l'œil (B.1). Dans le cas d'un champ de vision dont les dimensions horizontale et verticale sont identiques (FOV), le nombre de points maximal est donné par la relation :

$$N_{MAX} = \left(\frac{2D \tan\left(\frac{FOV}{2}\right)}{\epsilon_{IMG}} \right)^2 = \left(\frac{2 \tan\left(\frac{FOV}{2}\right)}{\tan(\alpha_{PR})} \right)^2. \quad (B.2)$$

Limite technologique

L'approche séquentielle que nous avons choisi doit permettre de créer une image de N points dans un temps inférieur à celui de la persistance rétinienne, c'est-à-dire 50ms. La technologie de l'élément dynamique va limiter le nombre de points affichables N_{AFF} .

La Figure B.7 représente le nombre de points affichables N_{AFF} en fonction de la fréquence d'affichage d'un point de l'image. Les différentes technologies d'éléments dynamiques sont positionnées sur la courbe pour montrer le potentiel de chacune. Il apparaît que les SLM à cristaux liquides nématiques twistés permettent d'afficher au mieux une dizaine de points. Les SLM à cristaux liquides ferroélectriques offrent des performances plus intéressantes (entre 10^3 et $4,5 \times 10^4$ points) mais ne permettent pas une modulation de phase pure. Actuellement les matrices de micro-miroirs (MEMS) offrent des performances les plus intéressantes puisqu'elles permettent une modulation de phase pure et peuvent afficher séquentiellement jusqu'à près de 10^5 points. Bien qu'il n'existe pas à notre connaissance

d'afficheurs à cristaux liquides smectiques A, nous pouvons voir qu'ils ont le potentiel pour afficher un nombre de points encore plus importants que les autres technologies (jusqu'à 5×10^6 points).

Cette analyse nous indique que le choix le plus judicieux pour réaliser la correction est celui d'une matrice de micro-miroirs. Nous n'avons pas eu accès à un tel matériel, nous avons donc montré la faisabilité des concepts proposés avec un SLM à cristaux liquides nématiques twistés.

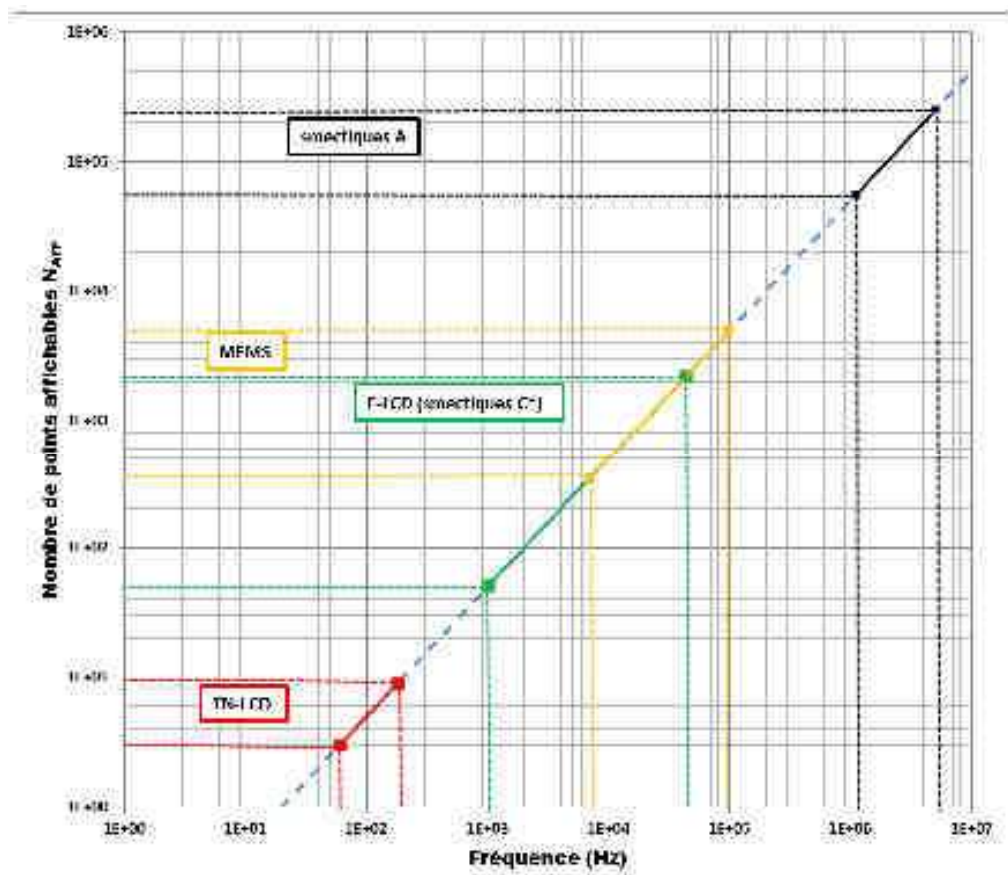


Figure B.7 : Nombres de points affichables en fonction de la technologie de l'élément dynamique.

4. Modélisation géométrique du problème

Nous mettons en place les éléments nécessaires pour pouvoir traiter le problème par une approche géométrique. On définit dans un premier temps les données anthropométriques qui nous seront utiles. On introduit ensuite deux repères cartésiens ; le premier est lié à la direction du regard de l'utilisateur, le second est lié à la surface de l'optique mélangeuse.

Nous utilisons alors le modèle géométrique pour déterminer une expression de l'angle d'incidence minimal à partir duquel les faisceaux ne sont pas bloqués par la tête de l'utilisateur.

L'ensemble de ces informations est utilisé dans les différentes parties du mémoire.

4.1. Création du modèle à partir des données anthropométriques

Il est fondamental de prendre en compte les dimensions de la tête pour mettre en place le modèle géométrique. De vastes programmes de recherche ont été menés pour mesurer le corps humain [2, 16]. Ce domaine scientifique, appelé anthropométrie, est primordial dès lors qu'il s'agit de concevoir un objet ou un système qui doit être adapté à la morphologie humaine. La Figure B.8 illustre les dimensions importantes que nous devons prendre en compte. Ces dimensions sont les suivantes :

- la distance bitygomatique (BZC) qui représente l'écart maximal entre les arcades zygomatiques (Figure B.9),
- la distance interpupillaire (IPD) qui représente l'écart entre le centre de la pupille de l'œil gauche et le centre de la pupille de l'œil droit (Figure B.9),
- le diamètre de la pupille de l'œil (PUP),
- l'eyerelief (ERF) qui représente la distance minimale entre la pupille et l'optique mélangeuse,
- l'inclinaison de l'optique mélangeuse (β) dont nous verrons l'intérêt dans les paragraphes suivants.

La Table B.1 présente les valeurs que nous avons utilisées pour chaque grandeur dans notre modèle.

Grandeur	BZC	IPD	PUP	ERF	β
Valeur	143,5 mm	64,6 mm	10 mm	25 mm	[0° 25°]

Table B.1: Valeurs utilisées pour les grandeurs du modèle géométrique.

Les valeurs BZC et IPD sont issues de [17]. La valeur PUP du diamètre de la pupille varie entre 2mm et 8mm selon les conditions de lumière [6] mais nous choisissons une valeur de 10mm pour nous placer dans le cas le plus défavorable. Enfin, l'inclinaison β de l'optique mélangeuse peut varier dans un intervalle compris entre 0° et 25°. Ce degré de liberté est important pour trouver une FTP qui respecte les contraintes géométriques. Le cas où $\beta = 0^\circ$ correspond au cas où la surface de l'optique mélangeuse est parallèle au plan contenant la pupille de l'œil. Au-delà de 25°, l'inclinaison de l'optique mélangeuse devient inadaptée pour être placée devant l'œil de l'utilisateur.

Les faces latérales de la tête ne sont pas parallèles. Elles sont plus éloignées vers la partie arrière de la tête que vers la partie avant. Les grandeurs anthropométriques à notre disposition ne nous permettent pas de modéliser de façon précise la courbure de la tête. Nous approximons alors la forme de la tête par l'espace délimité entre le plan contenant les pupilles et les plans qui lui sont orthogonaux et qui passent par les arcades zygomatiques (Figure B.8). Cette zone définit l'espace à l'intérieur duquel les faisceaux sont bloqués par la tête de l'utilisateur. On voit que la partie située au croisement de la droite passant par les pupilles et la droite passant l'arcade zygomatique est extérieur à la tête. Cette configuration défavorable permet néanmoins de s'assurer une certaine marge de tolérance.

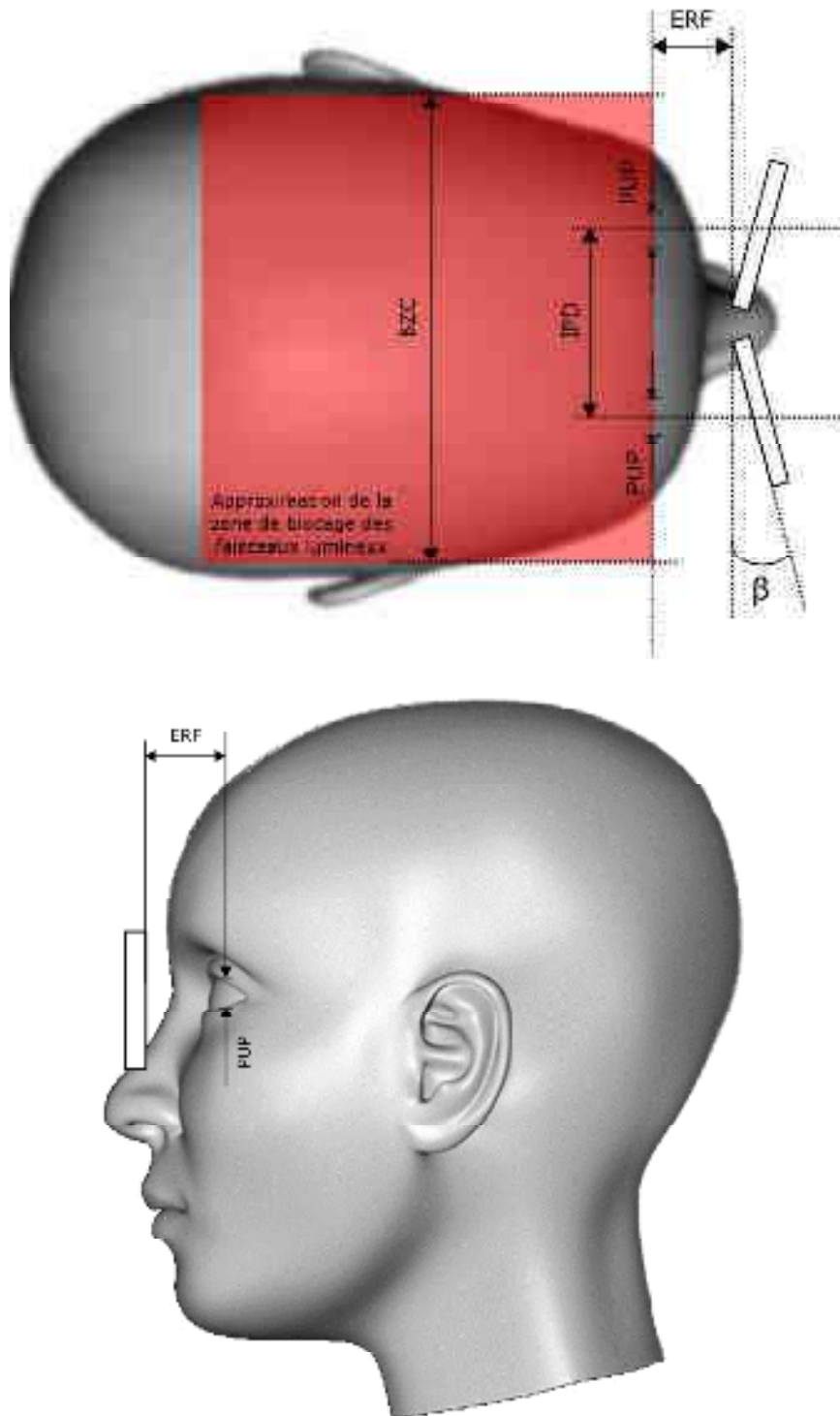


Figure B.8 : Mise en place d'un modèle géométrique (vue de dessus et vue latérale) d'après les données anthropométriques disponibles dans [18]. BZC : distance bizygomathique. IPD : distance interpupillaire. PUP : diamètre de la pupille de l'œil. ERF : distance minimale entre la pupille de l'œil et l'optique mélangeuse (eye relief minimal). β : angle d'inclinaison de l'optique mélangeuse.

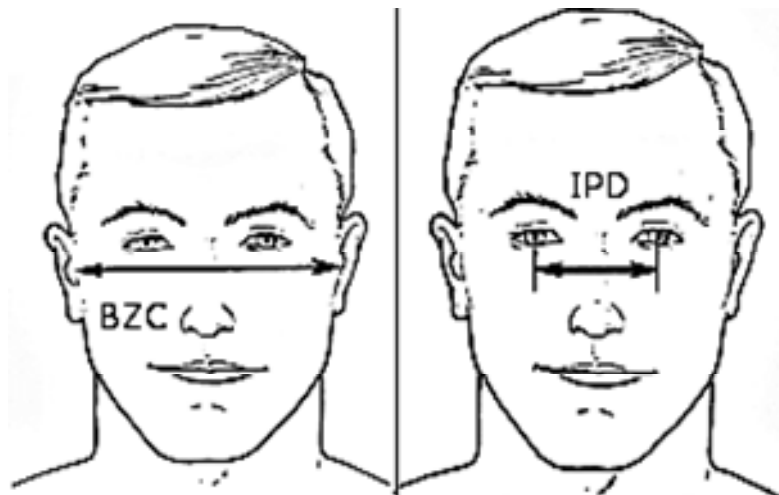


Figure B.9 : BZC : Distance bitygomathique (à gauche). IPD : distance interpupillaire (à droite). D'après [18].

Maintenant que les grandeurs géométriques du visage ont été définies, nous introduisons les repères que nous utiliserons pour les différentes descriptions théoriques développées dans ce manuscrit.

4.2. Définition des repères, des angles et des points particuliers

La Figure B.10 et la Figure B.11 sont des représentations schématiques du cadre géométrique avec lesquelles nous pouvons définir les repères et les notations que nous utilisons. Pour plus de clarté dans la présentation, nous limitons la représentation à la partie droite du visage.

Nous utilisons les trois repères suivants :

- Le repère n°1 ($O_1X_1Y_1Z_1$), repère « général » du système de visualisation :
 - le plan ($O_1X_1Y_1$) est le plan parallèle au plan de la pupille situé à la distance ERF de la pupille.
 - (O_1X_1) est la direction horizontale (axe œil droit / œil gauche) du plan ($O_1X_1Y_1$).
 - (O_1Y_1) est la direction verticale (axe menton / front) du plan ($O_1X_1Y_1$).

- (O_1Z_1) est la droite orthogonale au plan $(O_1X_1Y_1)$ et qui passe par le centre de la pupille (P).
- Le repère n°2 $(O_2X_2Y_2Z_2)$, repère « local » lié à l'optique mélangeuse :
 - le plan $(O_2X_2Y_2)$ correspond à la surface intérieure de l'optique mélangeuse.
 - L'origine O_2 est à l'intersection de la droite (O_1Z_1) avec le plan $(O_2X_2Y_2)$.
 - (O_2X_2) est la direction horizontale du plan $(O_2X_2Y_2)$.
 - (O_2Y_2) est la direction verticale du plan $(O_2X_2Y_2)$.
 - (O_2Z_2) est la droite orthogonale au plan $(O_2X_2Y_2)$ et qui passe par l'origine.
- Le repère n°3 $(IX_3Y_3Z_3)$, repère « local » lié au plan de l'image virtuelle. Il est parallèle au repère n°1.
- Le repère n°4 $(O_4X_4Y_4Z_4)$, repère « local » lié au plan de l'élément de correction dynamique :
 - (O_4Z_4) est la droite d'incidence θ_R par rapport à la normale du plan de l'optique mélangeuse passant par le point O_2 . L'incidence θ_R est celle d'une onde plane que nous utiliserons pour définir la fonction de transfert de phase de l'optique mélangeuse.
 - Le plan $(O_4X_4Z_4)$ est le plan orthogonal à (O_4Z_4) .
 - (O_4X_4) est la direction horizontale du plan $(O_4X_4Z_4)$.
 - (O_4Y_4) est la direction verticale du plan $(O_4X_4Z_4)$.

Le repère n°1 et le repère n°2 sont confondus dans le cas où l'inclinaison β de l'optique mélangeuse est nulle.

Plusieurs points et paramètres importants sont définis :

- Le point P est le centre de la pupille de l'œil. Les points P_{X+} , P_{X-} , P_{Y+} et P_{Y-} sont les extrémités du rayon horizontal et du rayon vertical de la pupille.
- Le point C est situé au sommet de la zone de blocage de la lumière définie à la Figure B.8. La distance d_{CP} entre les points C et P est définie à partir des données anthropométriques :

$$d_{CP} = \frac{BZC - IPD}{2}. \quad (B.3)$$

- Le point M est un point de la surface de l'optique mélangeuse.
- La distance D est la distance d'affichage de l'image virtuelle.

- IMG_X et IMG_Y sont les dimensions de la zone d'affichage de l'image virtuelle. Elles sont obtenues à partir des dimensions angulaires du champ de vision FOV_X x FOV_Y et de la distance D :

$$IMG_{X(Y)} = 2D \tan\left(\frac{FOV_{X(Y)}}{2}\right). \quad (B.4)$$

- Les points I , I_{X-Y-} , I_{X-} , I_{X-Y+} , I_{Y-} , I , I_{Y+} , I_{X+Y-} , I_{X+} et I_{X+Y+} sont situés dans le plan image. Ils sont régulièrement répartis sur une grille rectangulaire de 3×3 points et de dimensions IMG_X x IMG_Y .
- OM_X et OM_Y sont les dimensions de la surface utile qui contient la fonction optique de l'optique mélangeuse.
- Les points B_{X-} , B_{X+} , B_{Y-} , et B_{Y+} , sont respectivement obtenus par tracé des rayons $(I_{X-}B_{X-})$, $(I_{X+}B_{X+})$, $(I_{Y-}B_{Y-})$ et $(I_{Y+}B_{Y+})$. Le point B_{X+} est important car il est le centre de la rotation de l'optique mélangeuse d'un angle β . Ces points permettent de déterminer les dimensions OM_X et OM_Y .

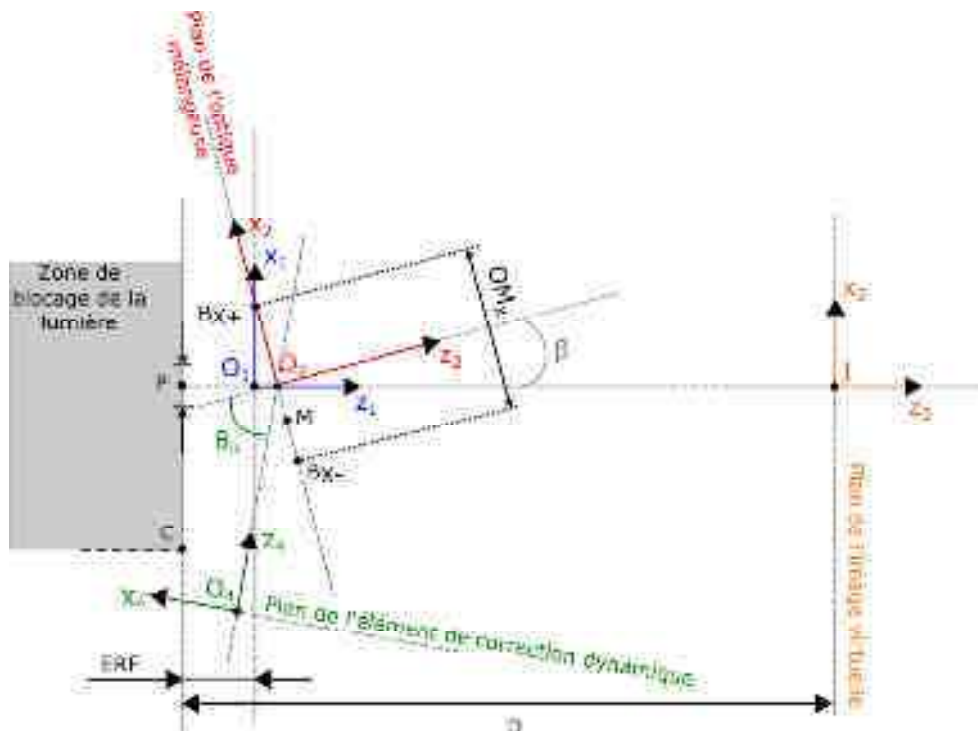


Figure B.10 : (Vue de dessus) Représentation des repères et des points importants. Seul l'œil droit est représenté.

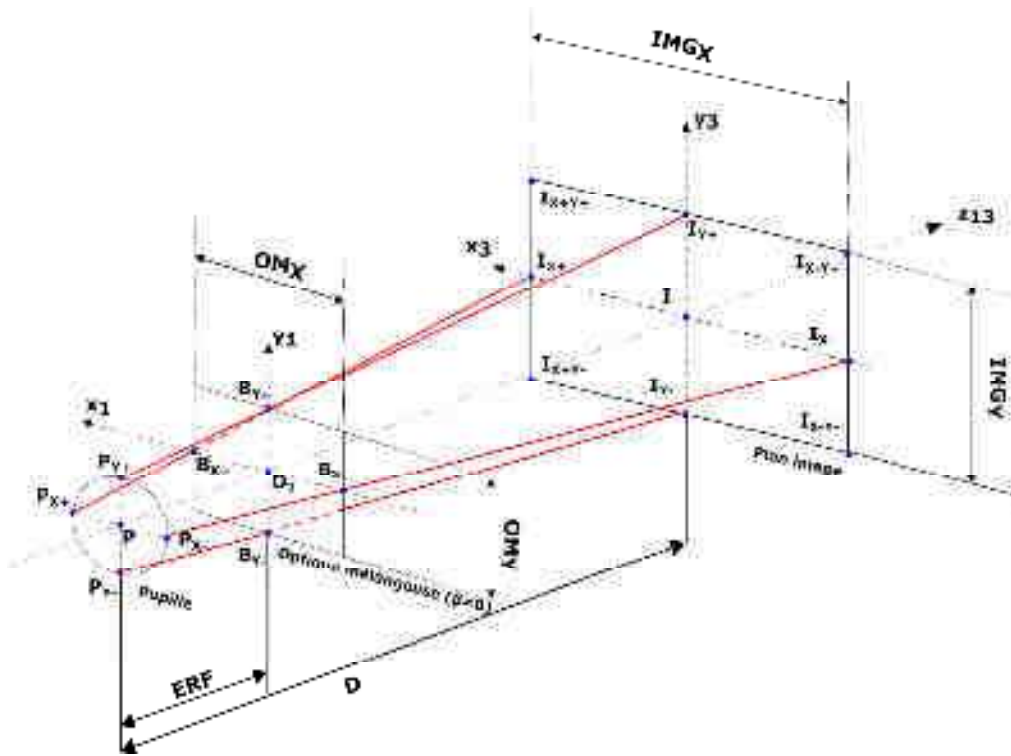


Figure B.11 : Représentation en perspective des repères n°1 et n°3 et des différents points. Les repères n°2 et n°4 ne sont pas représentés pour plus de clarté. On fait apparaître 9 points particuliers dans le plan image, il s'agit du point central et des 8 points positionnés aux extrémités du champ de vision

La Figure B.12 illustre l'incidence d'un rayon sur la surface de l'optique mélangeuse. Cette incidence, repérée par un couple d'angles (θ, δ) , est dite conique. L'angle θ est l'angle d'incidence par rapport à la normale \vec{n} de l'optique mélangeuse tandis que l'angle δ représente l'angle entre le plan d'incidence et le plan $(O_2X_2Z_2)$. L'utilisation d'une incidence conique est nécessaire pour atteindre un point quelconque dans le plan de l'image virtuelle. Lorsque $\delta = 0$, l'incidence est dite normale et la direction (OY_{123}) n'intervient pas. Sauf indication contraire dans la suite du texte, on illustre notre propos dans le cas où $\delta = 0$ afin de faciliter la clarté et la compréhension.

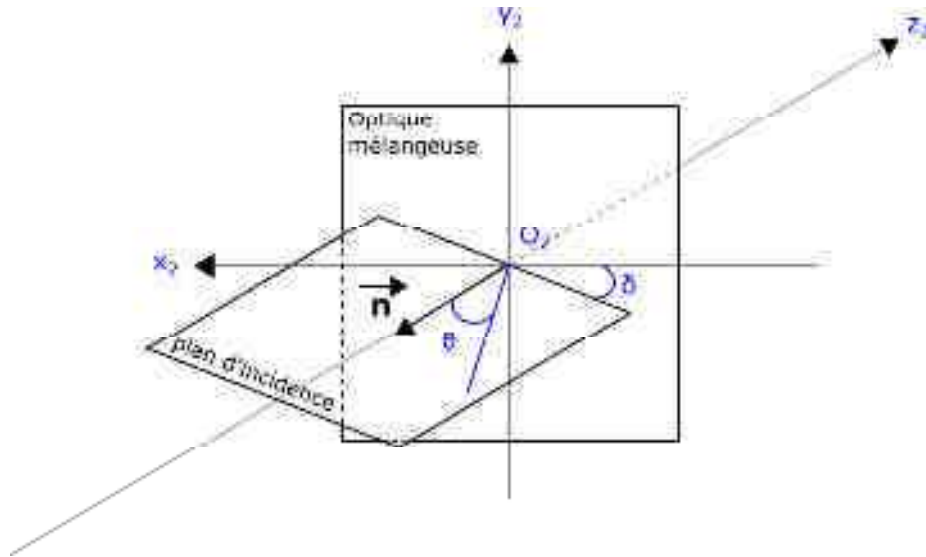


Figure B.12 : Représentation de l'incidence conique (θ , δ) d'un rayon sur l'optique mélangeuse. \vec{n} est la normale de l'optique mélangeuse.

4.3. Incidence minimale de restitution

L'angle θ_{\min} représente l'angle minimal sous lequel un point M situé sur la surface de l'optique mélangeuse peut être éclairé sans que la lumière ne soit bloquée par la tête de l'utilisateur (Figure B.13). La modélisation géométrique nous permet d'écrire l'expression de cet angle en considérant le rayon qui passe par les points C et M :

$$\theta_{\min} = \tan^{-1} \left(\frac{d_{CP} + x_{M1}}{ERF + (x_{B1} - x_{M1}) \tan \beta} \right) - \beta, \quad (\text{B.5})$$

où x_{B1} et x_{M1} représentent respectivement la coordonnée selon la direction (O_1X_1) du point B_{X+} et du point M.

On souhaite que cet angle soit le plus faible possible. On devine aisément que le point M de l'optique mélangeuse le plus difficile à atteindre est celui placé en B. Ainsi, l'angle le plus défavorable θ_{LIM} est donné par la relation :

$$\theta_{LIM} = \max(\theta_{\min}) = \tan^{-1} \left(\frac{d_{CP} + x_{B1}}{ERF} \right) - \beta, \quad (\text{B.6})$$

Les grandeurs ERF et d_{CP} ont été fixées dans la Table B.1.

On constate qu'une augmentation de l'angle d'inclinaison β de l'optique mélangeuse permet de diminuer θ_{LIM} . Elle est donc favorable ce qui justifie l'intérêt d'incliner l'optique mélangeuse. Nous utiliserons la limite supérieure de l'intervalle défini dans la Table B.1, soit $\beta = 25^\circ$.

Le point B_{X+} (et donc x_{B1}) est obtenu en traçant la droite passant par les points P_{X+} (extrémité gauche du rayon de la pupille dans le plan horizontal) et I_{X+} situé à la limite gauche du champ de vision horizontal sur l'axe (IX_3) . Le point B_{X+} se trouve à l'intersection de la droite $(P_{X+}I_{X+})$ et du plan $(O_1X_1Y_1)$ (Figure B.11). Sa position dépend donc directement du champ de vision horizontal. La coordonnée x_{B1} du point B_{X+} augmente avec un élargissement du champ de vision horizontal. On constate qu'une augmentation de x_{B1} a une influence défavorable puisqu'elle provoque une hausse de θ_{LIM} . La géométrie du problème limite donc l'étendue du champ de vision.

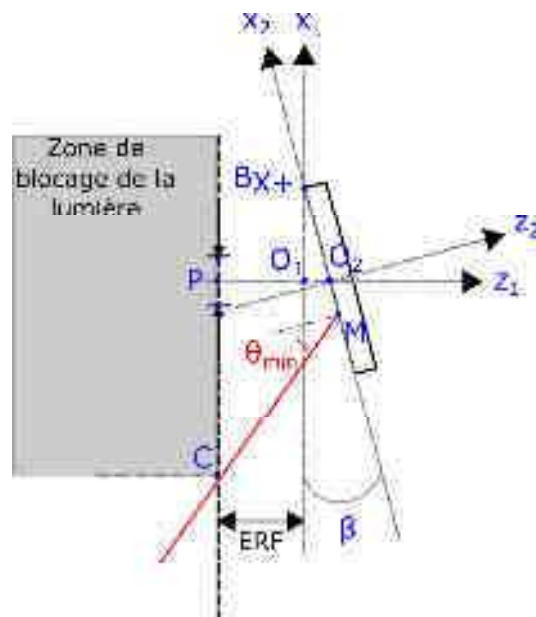


Figure B.13 : Représentation de l'angle minimal sous lequel est atteint un point M de l'optique mélangeuse.

Nous utilisons maintenant ce modèle géométrique pour définir la forme mathématique et les paramètres de la fonction de transfert de phase de l'optique mélangeuse.

5. Caractérisation de la fonction de transfert de phase de l'optique mélangeuse diffractive

Nous nous intéressons dans cette partie à la détermination de la fonction de transfert de phase (FTP) de l'optique mélangeuse. Nous montrons dans un premier temps que l'optique mélangeuse diffractive a un comportement équivalent à celui d'un miroir holographique. Nous utilisons ensuite le modèle géométrique pour déterminer la FTP la mieux adaptée à notre problème. Il s'agit de la FTP qui permet de restituer le champ de vision le plus élevé possible dans le respect des contraintes géométriques.

5.1. Forme mathématique de la fonction de transfert de phase

Nous avons choisi un mode de construction séquentiel de l'image virtuelle pour lequel une modification de l'angle de l'onde incidente permet de déplacer un point image virtuel dans l'espace image (Figure B.6). Avec un tel mode de construction, l'optique mélangeuse doit permettre :

- de réfléchir une onde plane incidente ayant un angle d'incidence (θ, δ) ,
- de transformer cette onde plane en une onde sphérique divergente ; le point source de cette onde sphérique est le point virtuel dans le plan image.

Ce comportement est celui d'un miroir holographique. La fonction de transfert de phase (FTP) d'un miroir holographique peut être obtenue en faisant interférer sur un support photosensible (Figure B.14a):

- une onde plane (référence) d'incidence $(\theta_R, \delta_R = 0)$ et de distribution de phase Φ_R ,
- une onde sphérique (objet) dont le point source est situé au point S (x_S, y_S, z_S) et de distribution de phase Φ_O .

En considérant un hologramme mince, la FTP est de la forme :

$$\phi_{OM}(x, y) = \phi_O(x, y) - \phi_R(x, y), \quad (\text{B.7})$$

avec :

$$\phi_o(x, y) = \frac{2\pi}{\lambda} n_o \left(\sqrt{(x-x_s)^2 + (y-y_s)^2 + z_s^2} - \sqrt{x_s^2 + y_s^2 + z_s^2} \right), \quad (\text{B.8})$$

et :

$$\phi_R(x, y) = \frac{2\pi}{\lambda} n_R (x \sin \theta_R), \quad (\text{B.9})$$

où n_o et n_R représentent respectivement les indices de réfraction des milieux objet et référence. Les phases étant définies à une constante près, on choisit les constantes de telle sorte que les phases soient nulle au point O_2 .

Lors de la phase de restitution (Figure B.14b) l'onde diffractée à l'ordre 1 diverge et semble issue d'un point image virtuel I dont la position dépend de l'angle de l'onde de restitution. Cette restitution est résumée par la relation :

$$\phi_{IMG}(x, y) = \phi_{LEC}(x, y) + m\phi_{OM}(x, y), \quad (\text{B.10})$$

où Φ_{LEC} représente la distribution de phase de l'onde de lecture, Φ_{IMG} la distribution de phase de l'onde image et m l'ordre de diffraction de l'onde image.

Il est possible de décrire de façon géométrique le comportement des rayons lumineux qui atteignent une surface diffractive mince avec la relation de tracé de rayons généralisée [19-21]:

$$\vec{n} \wedge (\vec{u}_{IMG} - \vec{u}_{LEC}) = m\mu \vec{n} \wedge (\vec{u}_O - \vec{u}_R), \quad (\text{B.11})$$

où \vec{n} représente la normale à la surface l'élément diffractif, \vec{u}_O , \vec{u}_R , \vec{u}_{LEC} et \vec{u}_{IMG} représentent respectivement les vecteurs directeurs des rayons objet, référence, lecture et image, m représente l'ordre de diffraction et μ est un coefficient égal au rapport de la longueur d'onde utilisée pour la lecture sur la longueur d'onde utilisée pour l'enregistrement. Un rayon de vecteur directeur \vec{u} est relié à la phase Φ par la relation de l'eikonale :

$$\mathbf{u} = \frac{\lambda}{2\pi n} \nabla \phi. \quad (\text{B.12})$$

L'onde diffractée présente des aberrations, sauf dans le cas d'une restitution par une onde identique à l'onde de référence utilisée pour l'enregistrement. Plus la géométrie de restitution est éloignée de la géométrie d'enregistrement, plus les aberrations sont importantes. Nous abordons en détail la question des aberrations et de leur correction dans la partie C de ce mémoire.

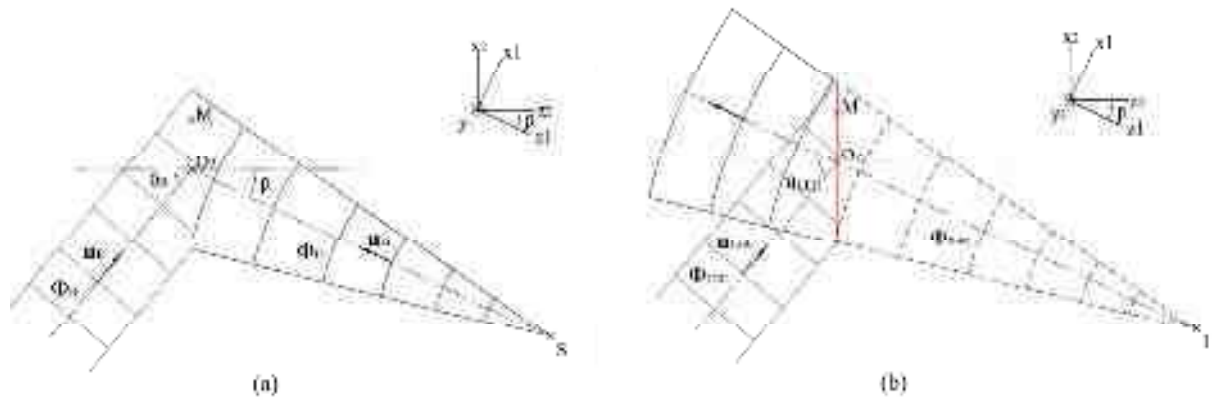


Figure B.14 : (a) Enregistrement holographique de la FTP de l'optique mélangeuse. (b) Restitution du point image virtuel.

5.2. Caractérisation de la fonction de transfert de phase

Le contexte du travail et les contraintes géométriques ne permettent pas un choix aléatoire des grandeurs utilisées dans la FTP. En effet, nous avons vu qu'il existe une incidence θ_{LIM} en dessous de laquelle l'ensemble de la surface de l'optique mélangeuse ne peut pas être atteinte (B.3). Nous avons également montré qu'une augmentation du champ de vision augmente la contrainte géométrique.

L'objectif est donc de déterminer les valeurs des différents paramètres de la FTP (B.4-6) pour lesquelles l'optique mélangeuse diffractive permettra de restituer entièrement le champ de vision le plus grand possible tout en respectant les contraintes géométriques.

5.2.1. Démarche du choix des paramètres de la fonction de transfert de phase

La Figure B.15 présente les différentes étapes de l'algorithme qui nous a permis de déterminer les configurations de la FTP permettant de restituer un champ de vision complet.

L'idée de la démarche est la suivante, il s'agit de

- fixer les dimensions du champ de vision (et donc les coordonnées de I_{X+} et I_{X-}) pour fixer les contraintes géométriques,
- fixer l'incidence de l'onde de référence pour fixer la FTP de l'optique mélangeuse.

Une fois la configuration figée, on peut déterminer l'angle minimal θ_{LIM} avec la relation (B.4) et les angles de lecture θ_{LEC+} et θ_{LEC-} en traçant les rayons ($I_{X+}P_{X+}$) et ($I_X.P_{X-}$) puis en utilisant la relation (B.9) au niveau de l'optique mélangeuse. Si ces angles de lecture ne respectent pas les contraintes géométriques ou s'ils sont trop importants alors la configuration est rejetée, sinon elle est retenue. Nous avons fait le choix d'utiliser une incidence de restitution maximale de 70° . On retient donc les configurations qui permettent de restituer le champ complet avec un intervalle d'incidence compris entre θ_{LIM} et 70° .

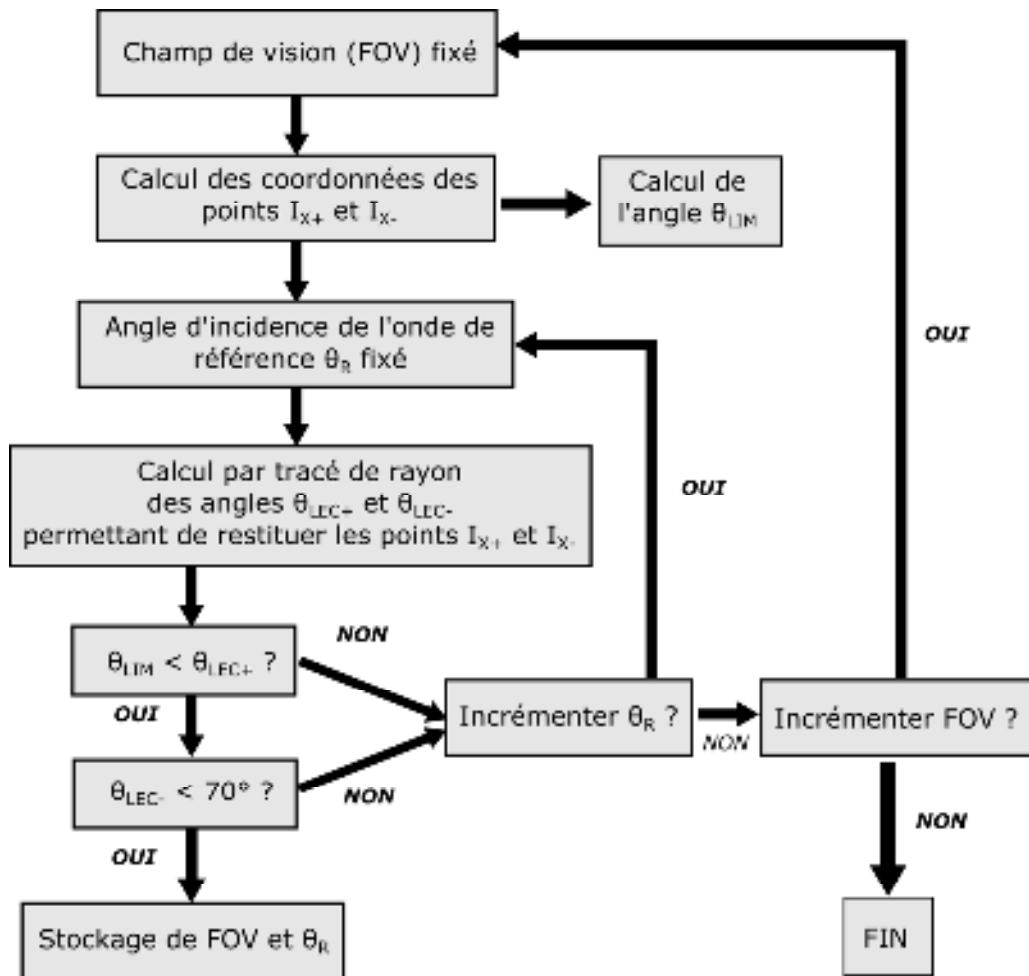


Figure B.15 : Algorithme de recherche des configurations de la FTP respectant les contraintes géométriques

5.2.2. Paramètres de simulation

Les paramètres fixes que nous avons utilisés pour la simulation sont :

- les grandeurs définies dans la Table B.1,
- $\beta = 25^\circ$ d'après les conclusions obtenues dans la partie B.4.3,
- $\lambda = 514,5\text{nm}$,
- $n_R = n_O = 1$,
- pour des raisons de symétrie, on positionne le point S au centre du champ de vision à une distance $D = 1025\text{mm}$ de la pupille de l'œil,
- on choisit un champ de vision dont les dimensions horizontales et verticales sont identiques.

Concernant les grandeurs variables de l'algorithme, nous avons utilisé les données suivantes :

- le champ de vision horizontal varie dans l'intervalle $[5^\circ ; 25^\circ]$ par pas de 1° ,
- l'incidence de l'onde de référence varie dans l'intervalle $[\theta_{\text{LIM}} ; 70^\circ]$ par pas de 2° .

5.2.3. Configuration retenue pour la fonction de transfert de phase de l'optique mélangeuse

La configuration obtenue en utilisant les conditions de simulation est la suivante :

- l'incidence de l'onde de référence vaut $\theta_R = 50^\circ$.
- Le point source S est situé à 1m du centre O_2 de l'optique mélangeuse avec une incidence de 25° . Cela correspond aux coordonnées $(x_{S2} = -420,9 ; y_{S2} = 0 ; z_{S2} = 902,6)$ dans le repère local de l'optique mélangeuse (repère $n^{\circ 2}$).
- La longueur d'onde dans le vide est $\lambda = 514,5\text{nm}$.

Une telle configuration permet de restituer un champ de vision de $18^\circ \times 18^\circ$ ce qui correspond à un carré de dimensions $\text{IMG}_X \times \text{IMG}_Y$ d'environ $325\text{mm} \times 325\text{mm}$ pour une distance d'affichage $D = 1025\text{mm}$. Le champ de vision obtenu est relativement faible mais reste comparable avec certains résultats présentés dans plusieurs publications [11, 22]. Ce champ de vision permet de couvrir uniquement la zone centrale du champ de vision humain. A titre d'illustration, cela correspond environ aux dimensions d'un écran d'ordinateur placé à un mètre de l'utilisateur. On ne pourra donc pas afficher des informations sur l'ensemble de

l'environnement de l'utilisateur mais ce champ de vision est suffisant pour créer une fenêtre virtuelle contenant des informations.

L'utilisation des relations (B.1) et (B.2) permet de déterminer un écart minimal ε_{IMG} entre deux points visibles contigus d'environ $300\mu\text{m}$ et un nombre maximal N_{MAX} de points théoriquement affichables légèrement inférieur à 1 200 000 points. Cette valeur est à revoir à la baisse en fonction de la technologie utilisée (Figure B.7)

Avec cette configuration, la surface utile de l'optique mélangeuse $OM_X \times OM_Y$ est d'environ $21\text{mm} \times 19\text{mm}$. Ces dimensions sont compatibles avec les critères de compacité et cette optique mélangeuse peut être placée sans difficulté devant l'œil de l'utilisateur.

Le champ de vision de $18^\circ \times 18^\circ$ est obtenu en faisant varier l'incidence ($\theta_{\text{LEC}}, \delta_{\text{LEC}}$) de l'onde de lecture dans un intervalle angulaire $[38,25^\circ ; 65,39^\circ] \times [-14,09^\circ ; 14,09^\circ]$ que nous justifierons au début du chapitre C. L'intervalle de l'angle d'incidence θ_{LEC} est compatible avec l'incidence limite $\theta_{\text{LIM}} = 37,89^\circ$ qui est associée à un champ de vision de $18^\circ \times 18^\circ$. Cet intervalle angulaire doit néanmoins être considéré comme un résultat intermédiaire. Celui ne reflète en effet que l'aspect géométrique. Afin de présenter une étude plus complète, nous devons également prendre en compte :

- l'efficacité de diffraction qui dépend de l'incidence de restitution,
- les aberrations géométriques qui augmentent lorsque les conditions de restitution s'éloignent de la configuration d'enregistrement.

Le chapitre C est consacré à l'étude théorique de ces deux aspects. Le chapitre D présente la validation expérimentale des résultats obtenus dans le chapitre C.

6. Synthèse

Cette partie nous a permis de concevoir un système de visualisation en réalité augmentée monochromatique original. Ce système de visualisation associe une optique mélangeuse diffractive avec un élément de correction dynamique des aberrations.

L'optique mélangeuse est éclairée par une onde dont on contrôle dynamiquement l'incidence pour créer séquentiellement point par point une image virtuelle. L'élément dynamique permet de mettre en forme l'onde de lecture pour compenser les aberrations introduites par l'optique mélangeuse et l'incidence variable.

La FTP de l'optique mélangeuse est celle d'un miroir holographique. Nous avons déterminé les paramètres de cette FTP de façon à atteindre un champ de vision maximal de $18^\circ \times 18^\circ$. Cette FTP peut être obtenue par un enregistrement holographique en faisant interférer (Figure B.14):

- une onde plane référence d'incidence $\theta_R = 50^\circ$ avec
- une onde sphérique objet divergente dont le point source S est positionné aux coordonnées ($x_{S2} = -420,9$ mm ; $y_{S2} = 0$; $z_{S2} = 902,6$ mm) du repère local de l'optique mélangeuse (repère n°2).

Ce système optique permet de satisfaire plusieurs des critères que nous nous sommes fixés en début de chapitre :

- utiliser une optique mélangeuse diffractive,
- intégrer une correction dynamique dans le système optique,
- obtenir le plus grand champ de vision possible ($18^\circ \times 18^\circ$),
- respecter les contraintes géométriques et physiologiques.

Les contraintes technologiques ont été discutées. Nous avons montré que le choix de l'élément dynamique a un impact important sur le nombre de points que l'on pourra afficher avec l'approche séquentielle (Figure B.7) et que les matrices de micro-miroirs sont les éléments les plus performants.

Nous n'avons pas répondu dans ce chapitre à la question de la répartition de l'énergie lumineuse sur l'ensemble du champ de vision et à la question de la caractérisation de la compensation des aberrations. Nous abordons maintenant dans le chapitre C l'étude théorique de ces deux points.

7. Références associées au chapitre

B

1. Dodgson, N.A. *Variation and extrema of human interpupillary distance*. 2004. San Jose, CA, USA: SPIE.
2. Robinette, K.M. and H.A.M. Daanen, *Precision of the CAESAR scan-extracted measurements*. *Applied Ergonomics*, 2006. **37**(3): p. 259-265.
3. Yokota, M., *Head and facial anthropometry of mixed-race US Army male soldiers for military design and sizing: A pilot study*. *Applied Ergonomics*, 2005. **36**(3): p. 379-383.
4. Melzer, J.E. and K.W. Moffitt, *Head-mounted displays: designing for the user*. 1997: McGraw-Hill.
5. Rash, C.E., *Helmet Mounted Displays: Design Issues for Rotary-Wing Aircraft*. 1999: SPIE Press.
6. Atchison, D.A. and G. Smith, *Optics of the Human Eye*. 2000: Butterworth-Heinemann.

7. Cordonnier, M., *Mesure de l'acuité visuelle*, in *L'Amblyopie*, FNRO, Editor. 2007, Alain Péchereau. p. 27-37.
8. Meyer, G. and W. Maguire, *Spatial frequency and the mediation of short-term visual storage*. *Science*, 1977. **198**(4316): p. 524-525.
9. Ando, T., et al., *Head mounted display for Mixed Reality using Holographic Optical Elements*. *Mem. Fac. Eng., Osaka City Univ.*, 1999. **40**: p. 1-6.
10. Ha, Y., *Optical modeling of a holographic single-element head-mounted display*. 2004. **5442**: p. 254-260.
11. Kasai, I., et al., *A Practical See-Through Head Mounted Display Using a Holographic Optical Element*. *Optical Review*, 2001. **8**(4): p. 241-244.
12. Sittler, G., *Conception of an augmented reality system for applications in surgery*, in *Laboratoire des Systèmes Photoniques*. 2008, Université de Strasbourg (ex. Université Louis Pasteur) / INSA de Strasbourg: Strasbourg.
13. Bigue, L. and P. Ambs. *Diffraction optical elements displayed on a ferroelectric gray-scale spatial light modulator*. 2002: Optical Society of America.
14. Zwick, S., et al., *Dynamic holography using pixelated light modulators*. *Appl. Opt.*, 2010. **49**(25): p. F47-F58.
15. Slinger, C., C. Cameron, and M. Stanley, *Computer-Generated Holography as a Generic Display Technology*. *Computer*, 2005. **38**(8): p. 46-53.
16. Box P.O., N. Orleans, and D. Command, *Anthropometry and mass distribution for human analogues: Military male aviators*. 1988: Anthropology Research Project.
17. Zhuang, Z. and B. Bradtmiller, *Head-and-face anthropometric survey of U.S. respirator users*. *J Occup Environ Hyg*, 2005. **2**(11): p. 567-76.
18. Bailar, J.C., III, E.A. Meyer, and R. Pool, *Assessment of the NIOSH Head-and-Face Anthropometric Survey of U.S. Respirator Users*. 2007: The National Academies Press.
19. Klein, A., *Relating vector ray-tracing equations for holograms of arbitrary shape and thickness*. *J. Opt. Soc. Am. A*, 2008. **25**(4): p. 979-982.
20. Latta, J.N., *Computer-Based Analysis of Holography Using Ray Tracing*. *Appl. Opt.*, 1971. **10**(12): p. 2698-2710.
21. Twardowski, P.J. and J. Harthong, *Phase holographic optical elements and geometrical optics*. *J. Opt. Soc. Am. A*, 1997. **14**(6): p. 1293-1296.
22. Cakmakci, O. and J. Rolland, *Design and fabrication of a dual-element off-axis near-eye optical magnifier*. *Opt. Lett.*, 2007. **32**(11): p. 1363-1365.

CHAPITRE C.

*Étude théorique des
performances du
système optique de
visualisation en réalité
augmentée*

1. Introduction

Nous avons défini dans le chapitre B la structure d'un système de visualisation en réalité augmenté original. Celui-ci permet de créer dynamiquement une image point par point en modifiant l'incidence d'un faisceau éclairant une optique mélangeuse diffractive. Cette optique mélangeuse diffractive a une fonction de transfert de phase (FTP) équivalente à celle d'un miroir holographique. Nous avons déterminé la valeur des paramètres de cette FTP pour que celle-ci puisse restituer un champ de vision maximal de $18^\circ \times 18^\circ$.

Ce résultat est néanmoins incomplet car il ne permet pas d'évaluer :

- la qualité de l'image sur l'ensemble de ce champ de vision,
- la façon avec laquelle l'énergie lumineuse est distribuée sur ce champ de vision.

La création de l'image se fait en positionnant un point virtuel dans le champ de vision. Le contrôle de la position du point virtuel est fait en modifiant l'incidence de l'onde de lecture. Or celle-ci a une influence directe sur les aberrations géométriques et l'efficacité de diffraction.

On s'intéresse dans cette partie à l'étude de ces aspects.

Nous présentons tout d'abord l'étude des aberrations. Nous analysons dans un premier temps les aberrations du point image virtuel en fonction de sa position dans l'espace virtuel. Nous montrons que les aberrations géométriques limitent la qualité du point image sur la majorité du champ de vision. Nous présentons une approche de correction dynamique qui permet de réaliser une correction adaptée à la position du point image virtuel. La forme analytique des fonctions de correction est déterminée par un tracé de rayons inverse et en utilisant la relation de l'eikonale. Nous montrons que cette approche permet d'atteindre la limite de diffraction sur l'ensemble du champ de vision.

Nous nous intéressons ensuite à l'analyse de l'efficacité de diffraction. Cette analyse est menée en utilisant le modèle électromagnétique de la théorie rigoureuse des ondes couplées (RCWA pour Rigorous Coupled Wave Analysis). Nous introduisons les concepts importants de la RCWA puis discutons les difficultés rencontrées lorsque nous avons développé notre programmation de la RCWA sous Matlab. Nous étudions ensuite l'influence de l'état de polarisation de l'onde de lecture et l'influence de l'épaisseur et de la modulation du milieu diffractif sur la restitution du point image dans le champ de vision. Nous montrons que les matériaux photosensibles actuels (gélatine bichromatée notamment) ne permettent pas d'atteindre une efficacité de diffraction maximale et uniforme sur l'ensemble du champ de vision de $18^\circ \times 18^\circ$.

2. Analyse des aberrations et caractérisation de la compensation dynamique

Nous nous intéressons ici à l'analyse des aberrations du système optique que nous avons défini au chapitre B. Nous utilisons le modèle de l'optique géométrique et les outils de description des aberrations qui ont été introduits dans le chapitre A (fonction d'aberration, FTM, critère de Maréchal) pour mener l'analyse et caractériser la correction des aberrations.

Nous montrons dans un premier temps que l'optique mélangeuse présente une distorsion importante et que l'intervalle angulaire doit être adapté en conséquence pour permettre de restituer un champ de vision de $18^\circ \times 18^\circ$ régulier. Nous quantifions l'importance des aberrations introduites par l'optique mélangeuse.

Nous introduisons alors une approche de correction dynamique pour améliorer la correction. Nous montrons qu'une telle approche permet d'atteindre la limite de diffraction quel que soit la position du point dans le champ de vision et nous déterminons analytiquement la forme des solutions.

2.1. Hypothèses et relations utilisées dans cette partie

Hypothèses

Nous utilisons les hypothèses de travail suivantes dans cette partie :

- la description est monochromatique $\lambda = 514,5\text{nm}$.
- On considère que les éléments du système optique sont des éléments de phase pure, c'est-à-dire que l'on ne tient pas compte des effets d'absorption.
- Les éléments sont considérés minces car leur épaisseur peut être négligée devant les dimensions du système optique.
- Pour la partie concernant la caractérisation des fonctions de correction, on considère que les ondes images idéales (sans aberrations) sont des ondes sphériques divergentes dont le point source est le point image virtuel créé par l'optique mélangeuse.

Expressions mathématiques récurrentes

Le modèle de l'optique géométrique est utilisé dans cette partie. Nous utilisons les techniques de tracé de rayons [1] pour caractériser le système et la relation de description géométrique des éléments diffractifs [2] :

$$\vec{n} \wedge (\vec{u}_{IMG} - \vec{u}_{LEC}) = m\mu\vec{n} \wedge (\vec{u}_O - \vec{u}_R), \quad (C.1)$$

où \vec{n} représente la normale à la surface de l'élément diffractif, \vec{u}_O , \vec{u}_R , \vec{u}_{LEC} et \vec{u}_{IMG} représentent respectivement les vecteurs directeurs des rayons objet, référence, lecture et image, m représente l'ordre de diffraction et μ est un coefficient égal au rapport de la longueur d'onde utilisée pour la lecture sur la longueur d'onde utilisée pour l'enregistrement. Dans notre cas, on utilise la même longueur d'onde pour l'enregistrement et la restitution ($\mu = 1$) et on travaille à l'ordre $m = 1$. On utilise de plus :

$$\begin{aligned} \vec{u}_R &= \begin{pmatrix} \sin \theta_R \\ 0 \\ \cos \theta_R \end{pmatrix}, \\ \vec{u}_O &= \frac{\vec{SM}}{\|\vec{SM}\|}, \end{aligned} \quad (C.2)$$

avec $\theta_R = 50^\circ$, S de coordonnées ($x_{S2} = -420,9$ mm ; $y_{S2} = 0$; $z_{S2} = 902,6$ mm) dans le repère local de l'optique mélangeuse (repère n°2) et M un point de la surface de l'optique mélangeuse.

L'ensemble des rayons tracés sont, conformément à la loi de Malus-Dupin, localement orthogonaux aux plans locaux tangents à la surface d'onde. La relation de l'eikonale [3] permet de relier la phase Φ au vecteur directeur unitaire \vec{u} d'un rayon localement orthogonal à la surface d'onde :

$$\vec{u} = \frac{\lambda}{2\pi n} \nabla \Phi, \quad (C.3)$$

où n représente l'indice du milieu dans lequel l'onde se propage.

La FTP de l'optique mélangeuse dans le repère $n^{\circ}2$ est celle que nous avons définie lors du chapitre B, à savoir :

$$\begin{aligned} \Phi_{OM}(X_2, Y_2) &= \Phi_O(X_2, Y_2) - \Phi_R(X_2, Y_2), \\ \text{avec} \quad \Phi_O(X_2, Y_2) &= k_0 \{d(S, M) - d(S, O_2)\}, \\ \Phi_R(X_2, Y_2) &= k_0 X_2 \sin(\theta_R), \end{aligned} \quad (C.4)$$

où $k_0 = 2\pi/\lambda_0$ et $d(A_1, A_2)$ représente la distance entre deux points A_1 et A_2 .

Lorsque l'optique mélangeuse est éclairée par une onde de lecture Φ_{LEC} , une onde divergente Φ_{IMG} est diffractée à l'ordre 1 et on peut écrire :

$$\Phi_{IMG}(X_2, Y_2) = \Phi_{LEC}(X_2, Y_2) + \Phi_{OM}(X_2, Y_2), \quad (C.5)$$

Points particuliers utilisés pour l'affichage des résultats

On utilisera les neuf points suivants pour la présentation de certains résultats : le point central du champ de vision I et les huit points situés à la périphérie du champ (Figure C.1).

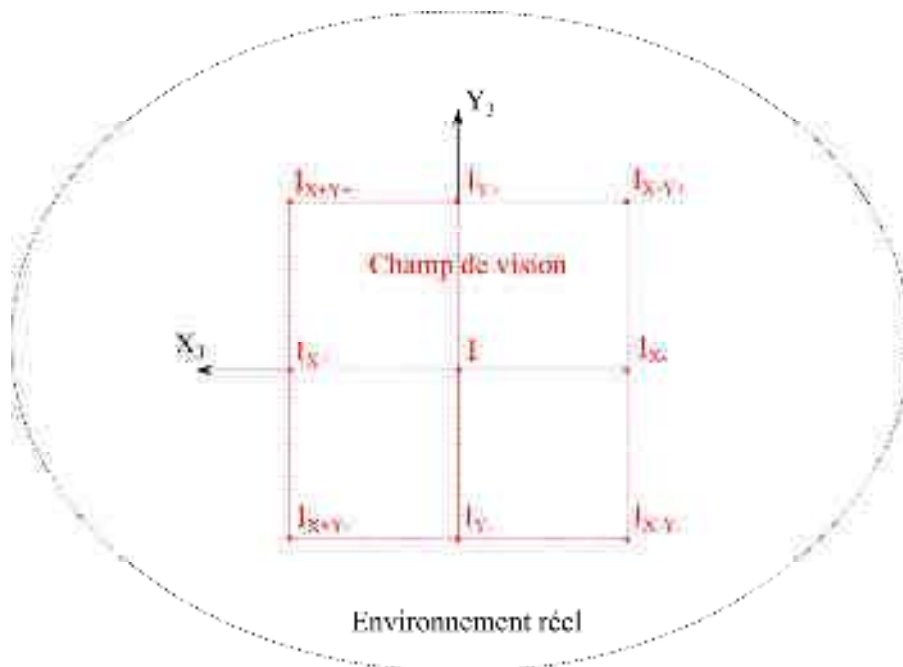


Figure C.1 : Représentation du champ de vision dans l'environnement réel et répartition des 9 points particuliers pour lesquels on évalue quantitativement les aberrations.

Ceci est justifiable par le fait qu'il s'agit des points présentant les aberrations les plus importantes. Si la correction est réalisable pour ces points, elle le sera également pour tous les points situés à l'intérieur du champ de vision.

I_{X+Y+}		I_{Y+}		I_{X-Y+}	
162,34	162,34	0	162,34	-162,34	162,34
I_{X+}		I		I_{X-}	
162,34	0	0	0	-162,34	0
I_{X+Y-}		I_{Y-}		I_{X-Y-}	
162,34	-162,34	0	-162,34	-162,34	-162,34

Table C.1 : Coordonnées des 9 points particuliers utilisés pour l'étude des aberrations.

Nous présentons maintenant le domaine angulaire associé à la restitution du champ de vision complet de $18^\circ \times 18^\circ$.

2.2. Domaine angulaire permettant la restitution d'un champ de vision de $18^\circ \times 18^\circ$

Le système optique a été défini dans le chapitre B de façon à respecter les contraintes géométriques provoquées par la proximité de la tête avec l'optique mélangeuse. Nous avons montré qu'il est possible dans le meilleur des cas d'obtenir un champ de vision horizontal de 18° . Etant donné qu'il n'y a pas de contraintes particulières dans la direction verticale, nous avons arbitrairement choisi de fixer le champ de vision vertical à 18° pour obtenir un champ de vision avec des dimensions uniformes.

Nous nous intéressons ici à la caractérisation des angles d'incidences nécessaires pour positionner le point image virtuel à un endroit donné de ce champ de vision.

Méthode de caractérisation de l'intervalle angulaire de restitution

On réalise un tracé de rayon inverse pour caractériser l'intervalle angulaire de restitution. On trace pour chaque point I_{XY} de l'image virtuelle le rayon principal qui relie ce point I_{XY} au centre P de la pupille de sortie. Ceci permet de calculer le vecteur directeur \vec{u}_{IMG} du rayon principal orthogonal à l'onde image :

$$\vec{u}_{IMG} = \frac{\overrightarrow{I_{XY}P}}{\|\overrightarrow{I_{XY}P}\|}, \quad (C.6)$$

On utilise alors les relations (C.1) et (C.2) pour obtenir le vecteur directeur \vec{u}_{LEC} du rayon principal avant l'optique mélangeuse et donc son incidence $(\theta_{LEC}, \delta_{LEC})$.

La Figure C.2 montre le domaine angulaire $(\theta_{LEC}, \delta_{LEC})$ permettant de restituer le champ de vision de $18^\circ \times 18^\circ$ en fonction de la position (X_3, Y_3) du point virtuel. On remarque que le domaine n'est pas régulier. Cette irrégularité du domaine angulaire permet de compenser l'effet de distorsion introduit par l'optique mélangeuse.

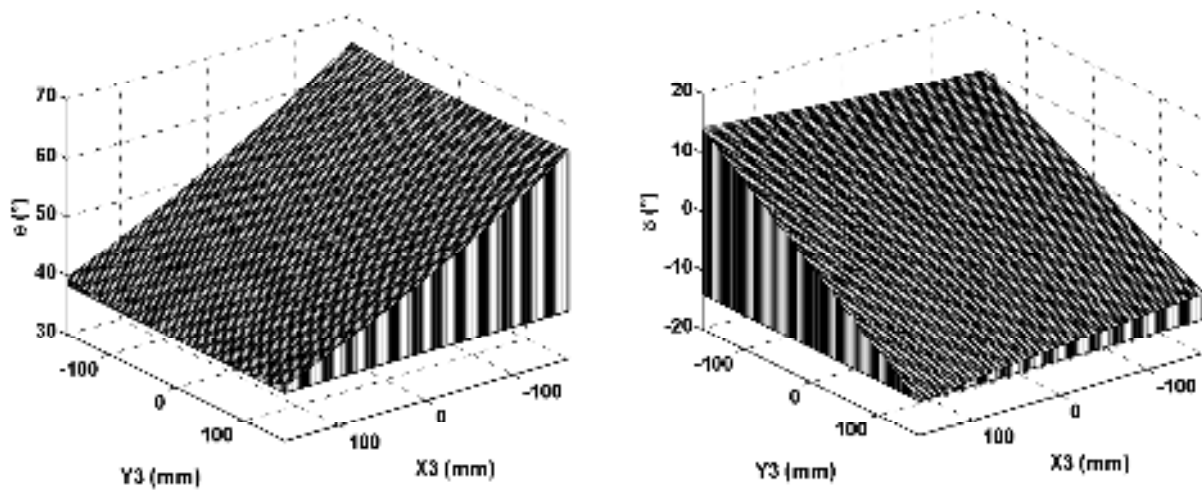


Figure C.2 : Domaines angulaires $(\theta_{LEC}, \delta_{LEC})$ permettant de restituer un champ de vision de $18^\circ \times 18^\circ$. Ces domaines ne sont pas réguliers, ils prennent en compte la compensation de la distorsion de l'optique mélangeuse diffractive.

La Table C.2 permet d'indiquer les valeurs des angles nécessaires pour restituer le point central du champ de vision et les huit points à la périphérie du champ de vision.

On constate que l'angle d'incidence θ_{LEC} varie entre $38,25^\circ$ et $65,39^\circ$ et que l'angle du plan d'incidence par rapport à la direction (O_2X_2) δ_{LEC} varie entre $-14,09^\circ$ et $14,09^\circ$. Cet intervalle angulaire présente des amplitudes de l'ordre de $\pm 15^\circ$ ce qui est parfaitement réalisable avec un élément défecteur¹⁹.

¹⁹ http://www.optoprim.com/images/stories/produits/gsi/scanner_resonnant/scanner_rsonnant_crs.pdf

Point	Coordonnées (X ₃ , Y ₃) dans le repère n°3 (en mm)		Incidence de lecture (θ _{LEC} , δ _{LEC}) (en °)	
I _{X-Y-}	-162,34	-162,34	65.39	9.79
I _{X-}	-162,34	0	64.51	0
I _{X-Y+}	-162,34	162,34	65.39	-9.79
I _{Y-}	0	-162,34	50.97	11.62
I	0	0	50	0
I _{Y+}	0	162,34	50.97	-11.62
I _{X+Y-}	162,34	-162,34	39.41	14.09
I _{X+}	162,34	0	38.25	0
I _{X+Y+}	162,34	162,34	39.41	-14.09

Table C.2 : Incidences nécessaires pour atteindre le point central I du champ de vision et les 8 points périphériques

Nous nous intéressons maintenant à l'étude des aberrations introduites par l'optique mélangeuse lorsqu'on l'éclaire avec une onde plane ayant une incidence $(\theta_{LEC}, \delta_{LEC})$ appartenant au domaine angulaire que nous venons de caractériser.

2.3. Analyse directe des aberrations lors d'une restitution par ondes planes

On s'intéresse ici à l'analyse des aberrations du point virtuel image lorsque la restitution est faite par des ondes planes. La description analytique des aberrations d'un élément holographique a été abordé à plusieurs reprises dans la littérature [4-12]. Ces travaux ont montré que ces éléments présentent un astigmatisme important dès que les conditions de restitution s'écartent de la configuration d'enregistrement de l'hologramme. Des aberrations de coma apparaissent également lorsque le nombre d'ouverture est élevé.

On montre par la simulation avec le logiciel CodeV que l'optique mélangeuse souffre effectivement principalement d'astigmatisme.

On réalise la simulation pour les neuf points de la Figure C.1 dont les incidences sont données dans la Table C.2 en utilisant une longueur d'onde monochromatique $\lambda = 514,5$ nm et

une pupille de sortie de 8,24 mm. Ceci correspond à la valeur maximale du diamètre de la pupille de l'œil en conditions de faible luminosité [13] augmentée de quelques millimètres. Le diaphragme d'ouverture (stop aperture) est placé au niveau de la pupille de l'œil. Le rayon principal passe donc par le centre de la pupille tandis que les rayons marginaux passent par les bords de la pupille.

La Figure C.3 représente la valeur quadratique moyenne (RMS pour Root Mean Square) des dimensions de la tâche image géométrique associée à un point image virtuel suivant la position (X_3, Y_3) à laquelle il est restitué dans le champ de vision considéré. Bien que cela ne modifie pas l'analyse, nous faisons remarquer pour plus de clarté que la direction horizontale du champ est orientée de la gauche vers la droite selon la convention de CodeV alors qu'elle est représentée de la droite vers la gauche selon la convention que nous avons choisie (repère n°3).

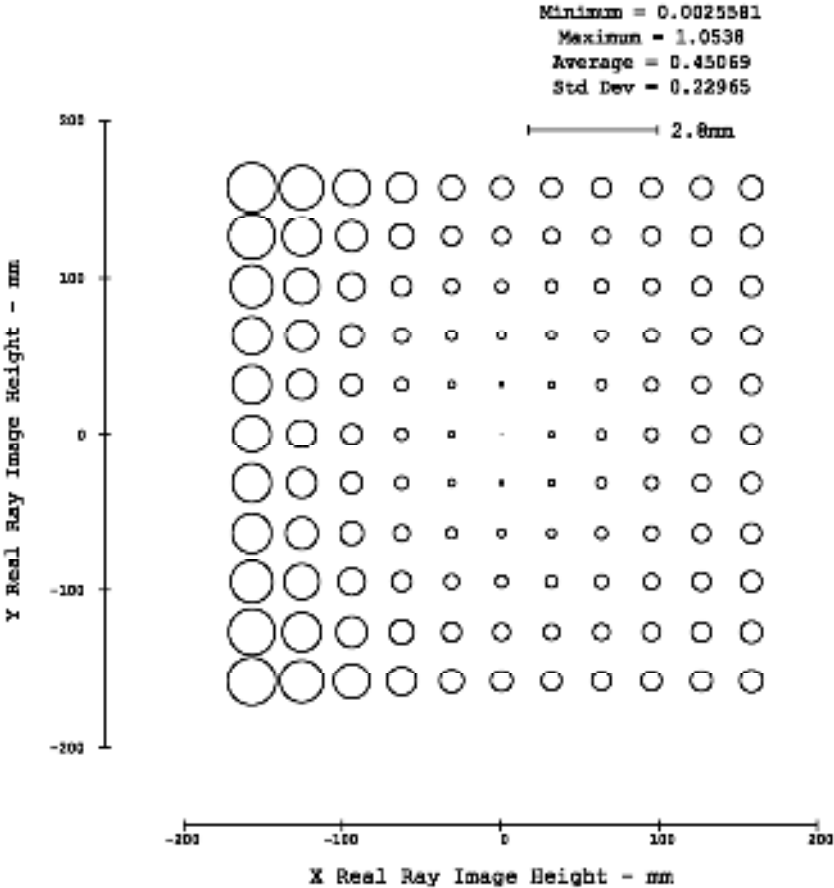


Figure C.3 : Dimensions de la tâche image géométrique (en valeur RMS) associée à un point image virtuel en fonction de sa position dans le champ de vision.

Nous constatons que le point est idéal au centre du champ de vision ($X_3 = Y_3 = 0$), comme il était prévisible, et que les dimensions de la tâche image augmentent au fur et à mesure que l'on s'éloigne de cette position. La description étant ici purement géométrique, la limite de résolution introduite par la diffraction n'apparaît pas. On observe également une

asymétrie entre la partie horizontale négative et la partie horizontale positive du graphique, la qualité se dégradant plus rapidement sur la partie négative que sur la partie positive. La valeur RMS moyenne du diamètre de la tâche image est de $450 \mu\text{m}$. Cette valeur est supérieure à l'écart minimal entre deux points contigus $\varepsilon_{\text{IMG}} = 300 \mu\text{m}$. Cette quantité est calculée à partir de la résolution de l'œil. Dans la majeure partie du champ de vision, deux points contigus seront donc superposés et on voit bien la nécessité d'améliorer la qualité de l'image.

Afin de pouvoir comparer l'importance des aberrations avec ou sans l'introduction de l'élément de correction, on présente de façon quantifiée les aberrations à travers :

- La représentation de la fonction d'aberration W dans la pupille de sortie (Figure C.4),
- La représentation de la fonction de transfert de modulation (FTM) dans les directions horizontales et verticales (Figure C.5).

La représentation de la fonction d'aberration W permet de visualiser la façon avec laquelle le front d'onde est déformé et de quantifier cette déformation par la valeur de différence de chemin optique par rapport à une surface d'onde de référence (Chapitre A.3.1).

On voit nettement que les points périphériques présentent des aberrations importantes (Table C.3). On constate que les valeurs RMS sont nettement supérieures au critère de Maréchal ce qui montre la mauvaise qualité de restitution du point image sur les bords du champ de vision. On peut déduire de la forme en « selle de cheval » des fonctions d'aberrations un astigmatisme important

Point	Coordonnées (mm)	Incidence CodeV ²⁰ (°)	RMS (W) (unité de λ)	P-V (W) (unité de λ)
I_{X-Y-}	(-162,34 ; -162,34)	(15,07 ; 9,20)	0.962	4.049
I_{X-}	(-162,34 ; 0)	(14,50 ; 0,00)	0.761	2.968
I_{X-Y+}	(-162,34 ; 162,34)	(15,07 ; -9,20)	0.962	4.049
I_{Y-}	(0 ; -162,34)	(0,38 ; 9,00)	0.493	2.342
I	(0 ; 0)	(0 ; 0)	0	0
I_{Y+}	(0 ; 162,34)	(0,38 ; -9,00)	0.493	2.342
I_{X+Y-}	(162,34 ; -162,34)	(-11,45 ; 9,07)	0.519	2.494

²⁰ La définition de l'incidence présentée ici n'est pas la même que celle utilisée dans la Table C.1. Il s'agit ici de l'incidence par rapport à la surface de l'élément de correction.

I_{X+}	(162,34 ; 0)	(-11,75 ; 0)	0.404	1.652
I_{X+Y+}	(162,34 ; 162,34)	(-11,45 ; -9,07)	0.519	2.494

Table C.3 : Synthèse pour les neufs points particuliers du champ de vision des valeurs RMS et P-V des différences de chemin optique entre l'onde créée par l'optique mélangeuse et l'onde de référence

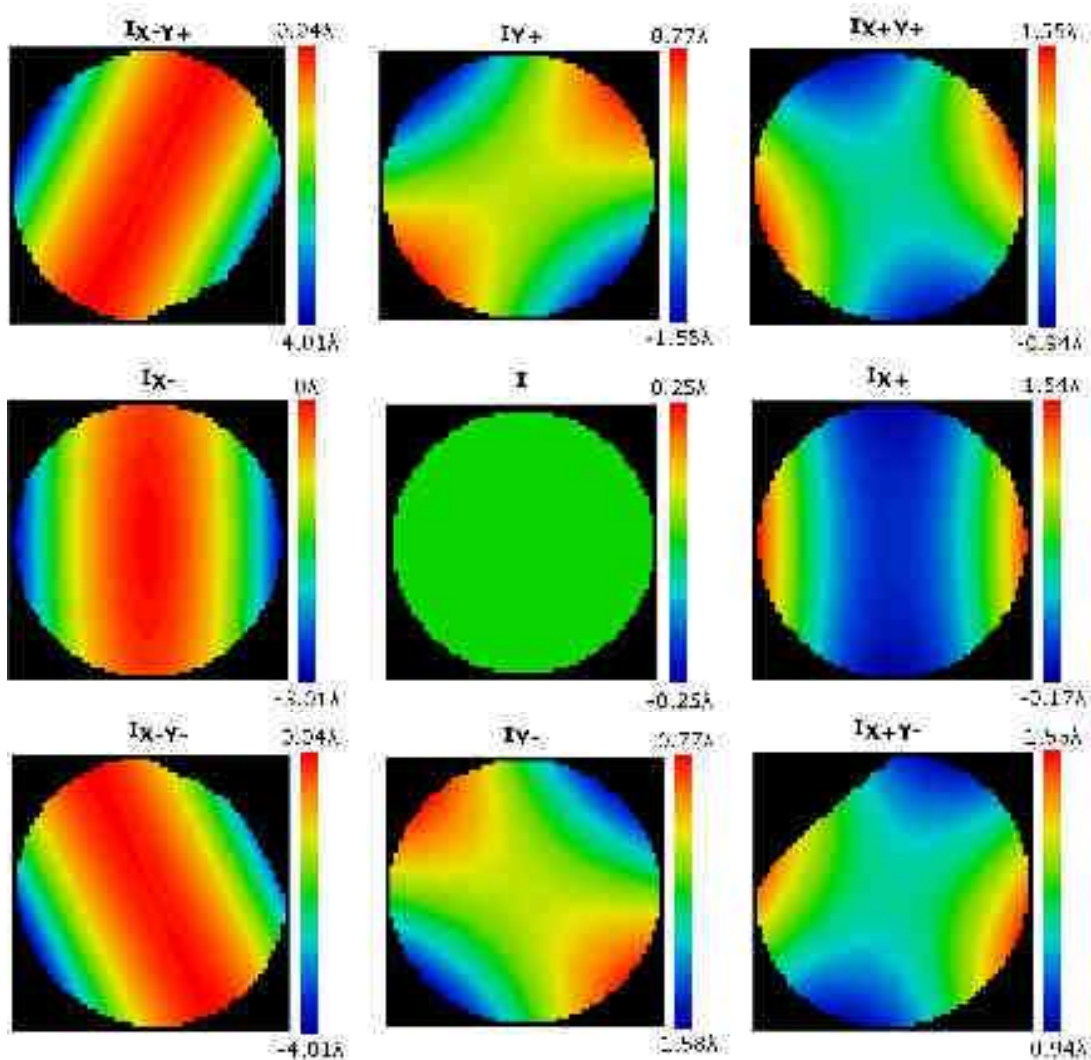


Figure C.4 : Différences de chemin optique ou erreur de front d'onde dans la pupille de sortie pour les neufs points particuliers (les échelles de couleurs diffèrent pour chaque cas et sont en unité de longueur d'onde).

La représentation de la FTM pour chacun des neufs points permet de quantifier l'écart par rapport à la limite de diffraction (Figure C.5). Les courbes rouges représentent la FTM selon la direction X tandis que les bleues représentent la FTM selon la direction Y. On constate que :

- la FTM est à la limite de diffraction dans les deux directions pour le point central,
- la FTM est à la limite de diffraction dans la direction Y et loin de la limite de diffraction dans la direction X pour les points à la périphérie du champ de vision et dont la coordonnée verticale est nulle,
- la FTM est éloignée de la limite de diffraction dans les deux directions pour les autres cas.

Ces résultats sont logiques dans la mesure où :

- la géométrie de restitution est identique à celle de l'enregistrement dans le cas du point central, il n'y a théoriquement aucune aberration,
- lorsque $Y_3 = 0$, on a une incidence normale et les aberrations liées à la direction Y ne sont pas présentes,
- dans les autres cas, l'incidence est conique, les aberrations associées aux deux directions interviennent.

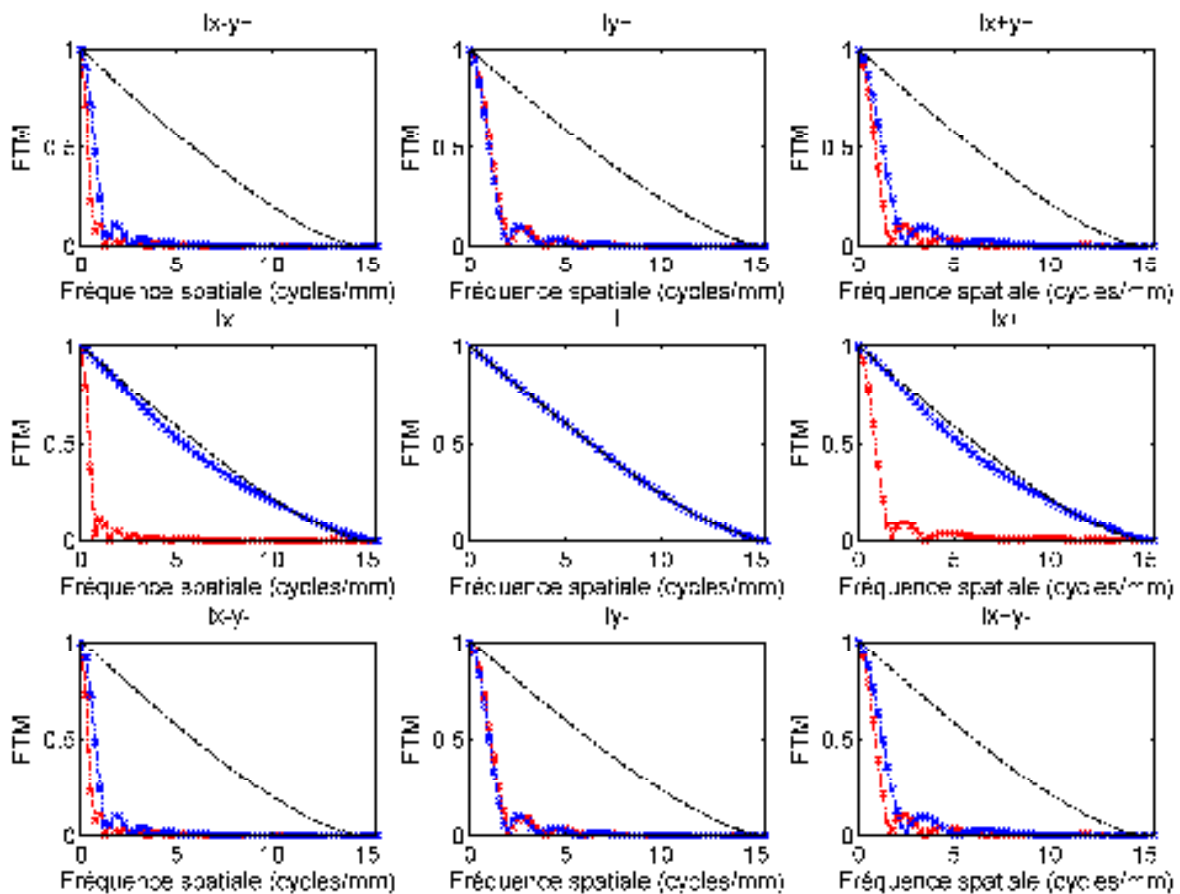


Figure C.5 : Fonctions de transfert de modulation (FTM) pour les 9 points particuliers SANS correction des aberrations. Courbe Noire : limite de diffraction. Courbe Rouge : FTM selon la direction X. Courbe Bleue : FTM selon la direction Y.

Nous venons de montrer que le système de visualisation introduit des aberrations plus ou moins importantes selon l'éloignement du point image virtuel par rapport au centre du champ de vision. Nous présentons maintenant la technique de correction des aberrations que nous avons mise en place.

2.4. Correction par création dynamique d'ondes asphériques

2.4.1. Présentation de l'approche de correction

Nous avons montré que la restitution par ondes planes crée un point image virtuel déformé par des aberrations. On associe à chaque point image virtuel I_{XY} (X_3, Y_3) une onde image Φ_{IMG} . Cette onde image peut être vue comme la superposition :

- d'une onde image idéale Φ_{IMG}^{ID} sphérique divergente que l'on souhaite restituer
- et d'un terme d'aberrations $\Delta\Phi$ que l'on souhaite éliminer.

Ce terme d'aberration $\Delta\Phi$ est fonction de la position du point image virtuel (Figure C.3).

En introduisant la décomposition de Φ_{IMG} dans la relation de restitution de l'optique mélangeuse (C.5) on obtient la relation :

$$\Phi_{IMG}^{ID}(X_2, Y_2; X_3, Y_3) + \Delta\Phi(X_2, Y_2; X_3, Y_3) = \Phi_{LEC}(X_2, Y_2; X_3, Y_3) + \Phi_{OM}(X_2, Y_2) \quad (C.7)$$

Φ_{OM} a une FTP unique et figée et ne dépend donc pas de (X_3, Y_3). Au contraire, le mode de construction séquentiel dynamique que nous avons choisi impose que Φ_{LEC} , Φ_{IMG}^{ID} et $\Delta\Phi$ varient en fonction de la position du point virtuel.

Afin d'obtenir une onde image idéale sphérique, on doit donc éliminer le terme $\Delta\Phi$ de la partie gauche de l'expression (C.7) ce qui revient à rajouter un terme de phase de correction $\Delta\Phi_{COR}$ à l'expression (C.7).

Deux approches sont alors possibles :

- introduire la correction dans la fonction Φ_{OM} ,
- introduire la correction dans la fonction Φ_{LEC} .

La première approche est celle que l'on utilise lorsque l'on réalise une optimisation numérique de l'optique mélangeuse. La FTP de l'optique mélangeuse étant unique et figée, l'optimisation consiste à trouver une fonction $\Delta\Phi_{COR}$ qui permet de minimiser au mieux les aberrations sur l'ensemble du champ de vision. Cette fonction de correction est dans ce cas indépendante de la position du point image virtuel. On utilise généralement des termes asphériques pour augmenter le nombre de degrés de liberté. Un travail de thèse précédent [14] a montré qu'il n'est pas possible de trouver, après optimisation, une correction réalisable qui permette de réduire fortement toutes les aberrations sur tout le champ.

La seconde approche consiste à intégrer la correction directement dans l'onde de lecture de l'optique mélangeuse. L'aspect dynamique de la correction apparaît ici puisque la correction dépend de la position du point image virtuel. Par conséquent, à chaque point de l'image virtuelle correspond une correction $\Delta\Phi_{COR}$ adaptée. Celle-ci est simplement la conjugaison de phase de la déformation $\Delta\Phi$. On a alors :

$$\Delta\Phi_{COR}(X_2, Y_2; X_3, Y_3) = -\Delta\Phi(X_2, Y_2; X_3, Y_3). \quad (C.8)$$

Cette expression permet de définir la forme des ondes de lecture « idéales » permettant de restituer une onde divergente sphérique :

$$\Phi_{IMG}^{ID}(X_2, Y_2; X_3, Y_3) = \Phi_{LEC}^{ID}(X_2, Y_2; X_3, Y_3) + \Phi_{OM}(X_2, Y_2), \quad (C.9)$$

avec

$$\Phi_{LEC}^{ID}(X_2, Y_2; X_3, Y_3) = \Phi_{LEC}(X_2, Y_2; X_3, Y_3) + \Delta\Phi_{COR}(X_2, Y_2; X_3, Y_3). \quad (C.10)$$

Cette approche dynamique présente l'avantage de proposer une correction adaptée uniquement aux aberrations du point image virtuel à restituer. Cette correction est intégrée par une mise en forme dynamique adaptée de l'onde de lecture. L'idée est donc d'utiliser un élément dynamique pour ajuster la correction des aberrations en fonction de la position du point image virtuel dans le champ de vision.

L'expression (C.9) est valable uniquement dans le plan de l'optique mélangeuse. Afin de générer cette onde complexe, nous devons déterminer l'expression de l'onde de lecture dans le plan de l'élément dynamique.

Nous montrons dans cette partie :

- qu'il est possible de caractériser analytiquement la forme de ces fonctions de correction des aberrations,

- que ces fonctions de correction des aberrations permettent d'atteindre la limite de diffraction sur tout le champ de vision,
- que le choix technologique limite la faisabilité des fonctions de correction à une portion plus ou moins étendue du champ de vision.

2.4.2. Caractérisation analytique des fonctions de corrections

L'objectif de cette partie est de déterminer la distribution de phase Φ_{LEC}^{ID} de l'onde de lecture dans le plan de l'élément de correction. La connaissance de cette distribution nous permettra de caractériser la forme analytique des fonctions de correction à utiliser dans l'élément dynamique.

Nous présentons ici les différentes étapes qui permettent de déterminer la forme analytique de ces fonctions.

Étapes de la caractérisation des fonctions de correction

On utilise une description inverse de l'optique mélangeuse pour atteindre notre objectif. La lumière est propagée d'un point image I_{XY} jusqu'au plan $(O_4X_4Y_4)$ de l'élément de correction où nous cherchons à caractériser la fonction de phase correctrice (Figure C.6). On considère que l'onde image issue du point image I_{XY} est idéale (Φ_{IMG}^{id}). Cela signifie que le point image est le point source d'une onde sphérique divergente se dirigeant vers la pupille de l'œil qui est aussi la pupille de sortie.

La fonction de phase de l'élément de correction est déterminée en plusieurs étapes :

- on échantillonne en N points le plan de la pupille de sortie,
- on détermine les vecteurs directeurs $\overrightarrow{u_{IMG}}$ et $\overrightarrow{u_{LEC}}$ des rayons localement orthogonaux aux surfaces d'ondes idéales du système et qui passent par les N points de la pupille de sortie,
- on définit les points d'échantillonnage des surfaces de l'optique mélangeuse et de l'élément de correction en traçant les rayons du point image jusqu'au plan de l'élément de correction.
- on utilise la relation de l'eikonale pour calculer la distribution de phase dans le plan de l'optique mélangeuse et dans le plan de l'élément de correction. Cette dernière représente la fonction de correction des aberrations associées au point image virtuel.

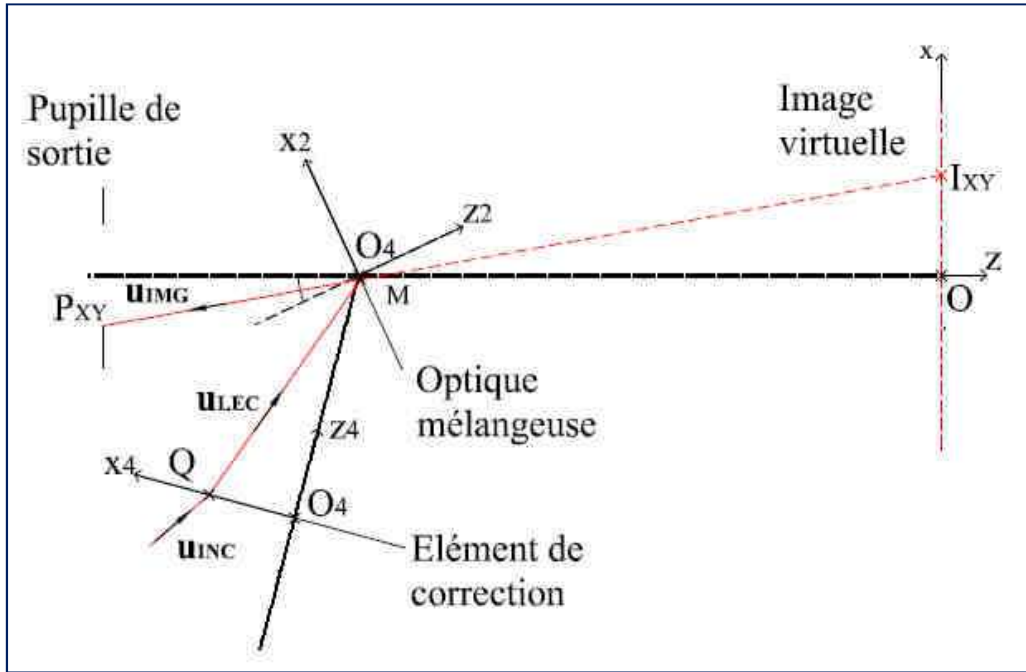


Figure C.6 : Tracé de rayon inverse du point image jusqu'au plan de l'élément de correction.

Caractérisation des vecteurs directeurs des rayons localement orthogonaux aux surfaces d'ondes idéales

On échantillonne dans un premier temps la pupille de sortie en N points P_{XY} . Ces N points permettent de définir un ensemble de N rayons issus du point image I_{XY} et qui sont localement orthogonaux à l'onde image idéale sphérique divergente. La surface d'onde étant sphérique, les rayons ont des directions légèrement différentes. Le vecteur directeur unitaire $\overrightarrow{u_{IMG}}$ de ces N rayons est simplement défini par :

$$\overrightarrow{u_{IMG}} = \frac{\overrightarrow{I_{XY}P_{XY}}}{\|\overrightarrow{I_{XY}P_{XY}}\|}. \quad (C.11)$$

La relation vectorielle géométrique des éléments diffractifs (C.1) et les expressions (C.2) et (C.3) des vecteurs directeurs associés aux ondes références et objet sont utilisées pour obtenir les vecteurs directeurs $\overrightarrow{u_{LEC}}$ des rayons avant l'optique mélangeuse. Ces rayons sont alors localement orthogonaux à un front d'onde présentant des déformations autour de la structure d'une onde plane.

Échantillonnage des plans de l'optique mélangeuse et de l'élément de correction

La connaissance des vecteurs directeurs des N rayons localement orthogonaux aux ondes se propageant dans le système optique permet d'échantillonner le plan de l'optique mélangeuse en N points $M (X_M, Y_M, Z_M)$ ainsi que le plan de l'élément de correction en N points $Q (X_Q, Y_Q, Z_Q)$. Les points M se situent à l'intersection des N rayons de vecteur directeur $\overrightarrow{u_{IMG}}$ avec le plan de l'optique mélangeuse. Les points Q se situent à l'intersection des rayons issus des points M et ceux portés par les vecteurs $\overrightarrow{u_{LEC}}$.

Expression des distributions de phases

Le tracé de rayon a permis de caractériser :

- d'une part la connaissance des vecteurs directeurs orthogonaux aux surfaces d'ondes Φ_{IMG}^{ID} et Φ_{LEC}^{ID} ,
- d'autre part d'échantillonner les plans de l'optique mélangeuse et de l'élément de correction.

Ce sont deux étapes intermédiaires nécessaires pour pouvoir calculer la distribution de phase Φ_{LEC}^{ID} dans le plan de l'élément dynamique.

La démarche pour obtenir son expression est composée de plusieurs étapes que nous détaillons pas à pas. Sauf mention contraire, les expressions sont exprimées dans le repère local de l'optique mélangeuse (repère n°2), d'où $Z_M = 0$.

- on calcule la distribution de phase de l'onde image idéale (onde sphérique divergente) Φ_{IMG}^{ID} aux points M définis par tracé de rayon dans le plan de l'optique mélangeuse :

$$\Phi_{IMG}^{id}(X_M, Y_M) = k_0 d(I_{XY}, M) + \varphi_{IMG}, \quad (C.12)$$

- on utilise les relations (C.4) et (C.9) pour calculer toujours aux points M la distribution de phase de l'onde de lecture idéale Φ_{LEC}^{ID} :

$$\begin{aligned} \phi_{LEC}^{ID}(X_M, Y_M) = k_0 d(I_{XY}, M) - \\ k_0 \{d(S, M) - d(S, O_2) - X_2 \sin \theta_R\} + \varphi_{IMG}. \end{aligned} \quad (C.13)$$

- on calcule avec la relation de l'eikonale (C.3) la distribution de phase de l'onde de lecture idéale dans le plan de l'élément de correction aux points Q déterminés par tracé de rayon :

$$\phi_{LEC}^{ID}(X_Q, Y_Q, Z_Q) = \phi_{LEC}^{ID}(X_M, Y_M) + k_0 d(M, Q). \quad (C.14)$$

- la fonction de phase de l'élément dynamique peut enfin être exprimée normalement aux niveaux des points Q :

$$\phi_{COR}(X_Q, Y_Q, Z_Q) = \phi_{LEC}^{ID}(X_Q, Y_Q, Z_Q) - \phi_{INC}(X_Q, Y_Q, Z_Q), \quad (C.15)$$

où Φ_{INC} représente la distribution de phase d'une onde incidente monochromatique sur l'élément de correction. Nous verrons que le choix de cette onde d'incidence a une influence sur les fréquences spatiales de la fonction de correction.

La relation (C.15) est exprimée dans le repère n°2. On change le repère pour exprimer Φ_{COR} dans le repère $(O_4X_4Y_4Z_4)$. On obtient une forme analytique des fonctions de correction de l'élément dynamique en réalisant une interpolation polynomiale X-Y de la distribution de phase calculée, d'où :

$$\phi_{COR}(X_4, Y_4; X_3, Y_3) = k_0 \sum_i \sum_j a_{ij}(X_3, Y_3) X_4^i Y_4^j. \quad (C.16)$$

Cette expression analytique synthétise la forme des fonctions de correction dynamique. Elle permet de définir, pour chaque position (X_3, Y_3) du point image virtuel, un jeu de coefficients a_{ij} caractéristiques de la correction des aberrations du point virtuel. L'unité des coefficients a_{ij} dépend de i et de j pour que le produit $a_{ij}(X_3, Y_3) X_4^i Y_4^j$ ait une unité de longueur.

La forme analytique (C.16) permet de déduire analytiquement les fréquences spatiales locales v_X et v_Y selon les directions (O_4X_4) et (O_4Y_4) :

$$|v_X(X_4, Y_4)| = \frac{1}{2\pi} \left| \frac{\partial \phi_{COR}(X_4, Y_4)}{\partial X_4} \right|, \quad (C.17)$$

$$|v_Y(X_4, Y_4)| = \frac{1}{2\pi} \left| \frac{\partial \phi_{COR}(X_4, Y_4)}{\partial Y_4} \right|. \quad (C.18)$$

Ces fréquences spatiales sont importantes dans la mesure où elles vont nous permettre de conclure sur la faisabilité de la fonction de correction par rapport aux technologies actuelles.

Nous appliquons maintenant cette méthode en utilisant les paramètres de notre système optique pour étudier la validité de l'approche de correction et analyser sa faisabilité.

2.4.3. Conditions de simulations

On utilise toujours la même configuration pour l'optique mélangeuse, une longueur d'onde monochromatique $\lambda = 514,5$ nm et une pupille de sortie de diamètre 8,24 mm. Nous avons utilisé une distance O_2O_4 de 50 mm.

La démarche que nous venons de présenter a été utilisée sous Matlab pour calculer l'évolution des coefficients a_{ij} en fonction de la position du point image virtuel dans le champ de vision. Nous avons utilisé dans CodeV les coefficients associés aux points définis dans la Figure C.1 pour calculer les fonctions d'aberration W dans la pupille de sortie et les FTM dans les directions X et Y. Les résultats obtenus peuvent alors être comparés avec ceux de la partie B.2.3 (analyse des aberrations sans correction).

Concernant le calcul des fréquences spatiales, le choix de l'onde incidente Φ_{INC} a une influence. Nous avons étudié les trois configurations suivantes (Figure C.7) :

- (a) l'élément de correction reste fixe et l'incidence de Φ_{INC} est orthogonale à la surface de l'élément de correction,
- (b) l'élément de correction reste fixe et l'incidence de Φ_{INC} est adaptée à l'incidence principale de l'onde de lecture Φ_{LEC} utilisée pour restituer le point image virtuel,
- (c) l'inclinaison de l'élément de correction et l'onde incidente Φ_{INC} sont adaptées à l'incidence de l'onde de lecture ; l'incidence de Φ_{INC} est alors orthogonale à la surface de l'élément de correction.

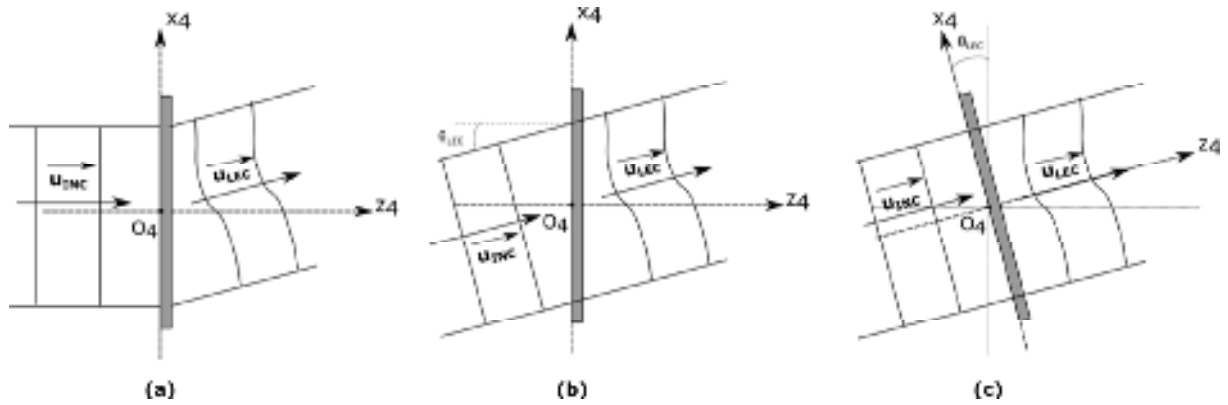


Figure C.7 : Géométries de l'onde incidente et du plan de l'élément de correction par rapport à l'onde de lecture.

2.4.4. Résultats des simulations et analyses

L'idée de la correction dynamique est d'associer à chaque point de l'image une fonction de correction adaptée. Cette fonction de correction est adressée dans l'élément dynamique de correction. Les coefficients a_{ij} permettent de construire la fonction de correction, leur caractérisation est donc nécessaire. Une fois ces coefficients connus, il s'agit :

- de s'assurer que la fonction de correction qu'ils décrivent permet de corriger les aberrations,
- de déterminer leur évolution en fonction du champ de vision.

Nous présentons ici :

- l'allure de l'évolution des coefficients a_{ij} en fonction de la position du point image virtuel dans le champ de vision,
- les FTM dans les directions X et Y obtenues après correction pour les neuf points particuliers (Figure C.1).
- la fonction d'aberration W obtenue après correction pour les neuf points particuliers (Figure C.1).
- les fréquences spatiales maximales des fonctions de correction en fonction de la position du point image virtuel dans le champ de vision.

Coefficients a_{ij}

La (Figure C.8) illustre l'évolution des neuf premiers coefficients a_{ij} (C.16) en fonction de la position du point image dans le champ de vision. Ce résultat a été obtenu en utilisant la méthode décrite dans la partie B.2.4.2 avec le logiciel Matlab.

Conformément aux conclusions obtenues lors de l'analyse des aberrations, on constate que les coefficients associés à la partie négative de l'image sont plus importants que ceux de la partie positive. Ceci est dû au fait que les aberrations à compenser sont plus importantes dans la partie $X_3 < 0$ que dans la partie $X_3 > 0$ (Figure C.4).

Concernant l'évolution des coefficients, on constate qu'il existe pour certains coefficients (a_{11} , a_{21} , a_{30}) des zones qui varient peu en fonction de la position du point image virtuel. Cet aspect sera peut-être intéressant à exploiter dans les développements futurs du système de visualisation. En effet, plutôt que d'associer à chaque point de l'image virtuelle une seule et unique fonction de correction, on peut imaginer n'utiliser qu'une fonction de correction pour un nombre de points plus important lorsque les coefficients varient peu. Ceci permettrait de minimiser les contraintes concernant le temps de rafraîchissement de l'élément de correction dynamique.

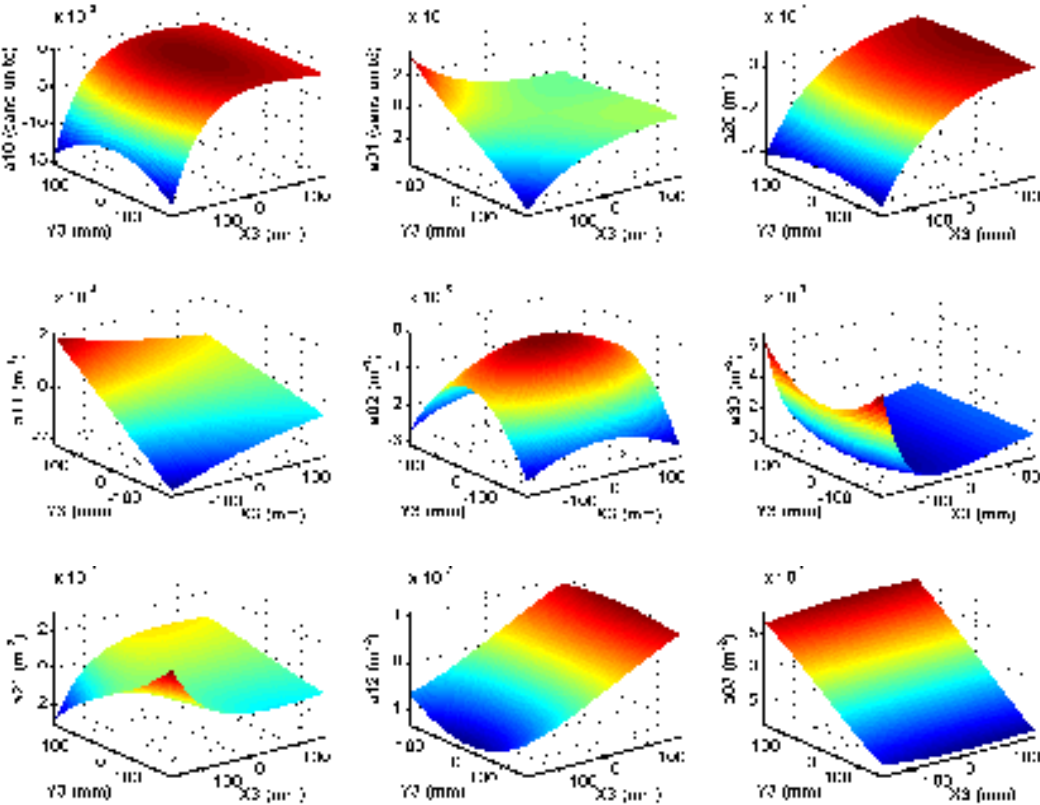


Figure C.8 : Évolution des neuf premiers coefficients polynomiaux a_{ij} de la fonction de correction par rapport à la position du point image virtuel à restituer.

Fonctions d'aberration W dans la pupille de sortie et FTM

La Figure C.9 et la Figure C.10 représentent les fonctions d'aberration et les FTM que nous avons obtenues sous CodeV en reprenant la configuration étudiée dans la partie B.2.3. et en ajoutant les coefficients a_{ij} adaptés aux 9 points de la Figure C.1.

On constate clairement l'intérêt de l'approche dynamique de correction puisque la limite de diffraction est atteinte pour les huit points situés à la périphérie du champ de vision. Les valeurs RMS de la fonction d'aberrations W sont toutes nettement inférieures à $\lambda/14$ ce qui respecte le critère de Maréchal [15]. La correction étant obtenue pour ces points périphériques, on en déduit qu'elle l'est également pour tous les points situés à l'intérieur du champ de vision.

L'approche avec correction dynamique permet donc d'atteindre la limite de diffraction sur l'ensemble du champ de vision.

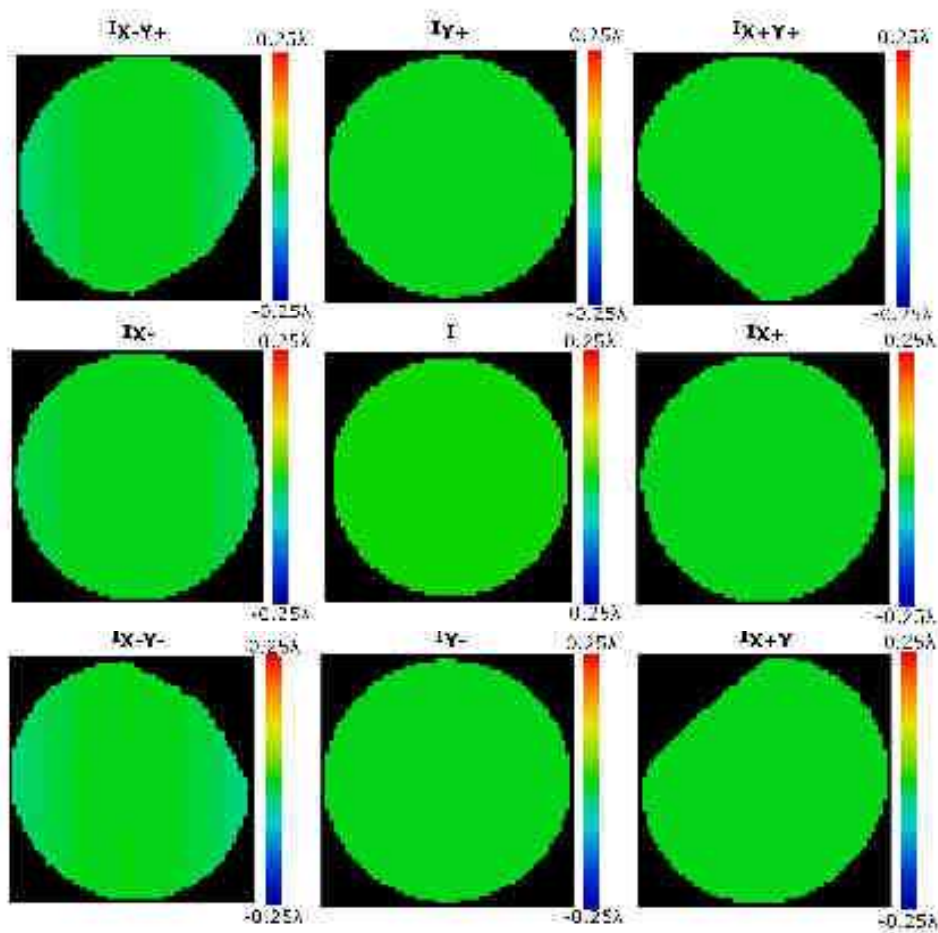


Figure C.9 : Différences de chemin optique ou erreur de front d'onde dans la pupille de sortie pour les neuf points particuliers AVEC utilisation des fonctions de correction adaptées. L'échelle de couleur est la même dans chaque cas. On vérifie bien que les aberrations sont corrigées sur l'ensemble du champ de vision considéré.

Point	Coordonnées (mm)	Incidence CodeV ²¹ (°)	RMS (W) (unité de λ)	P-V (W) (unité de λ)
I_{X-Y-}	(-162,34 ; -162,34)	(15,07 ; 9,20)	0.011	0.047
I_{X-}	(-162,34 ; 0)	(14,50 ; 0,00)	0.007	0.028
I_{X-Y+}	(-162,34 ; 162,34)	(15,07 ; -9,20)	0.011	0.047
I_{Y-}	(0 ; -162,34)	(0,38 ; 9,00)	0.001	0.005
I	(0 ; 0)	(0 ; 0)	0	0
I_{Y+}	(0 ; 162,34)	(0,38 ; -9,00)	0.001	0.005
I_{X+Y-}	(162,34 ; -162,34)	(-11,45 ; 9,07)	0.002	0.007
I_{X+}	(162,34 ; 0)	(-11,75 ; 0)	0.001	0.005
I_{X+Y+}	(162,34 ; 162,34)	(-11,45 ; -9,07)	0.002	0.007

Table C.3 : Synthèse pour les neufs points particuliers du champ de vision des valeurs RMS et P-V (Peak to Valley ou erreur maximale) des différences de chemin optique entre l'onde créée par l'optique mélangeuse et l'onde de référence

²¹ La définition de l'incidence présentée ici n'est pas la même que celle utilisée dans la Table C.1. Il s'agit ici de l'incidence par rapport à la surface de l'élément de correction.

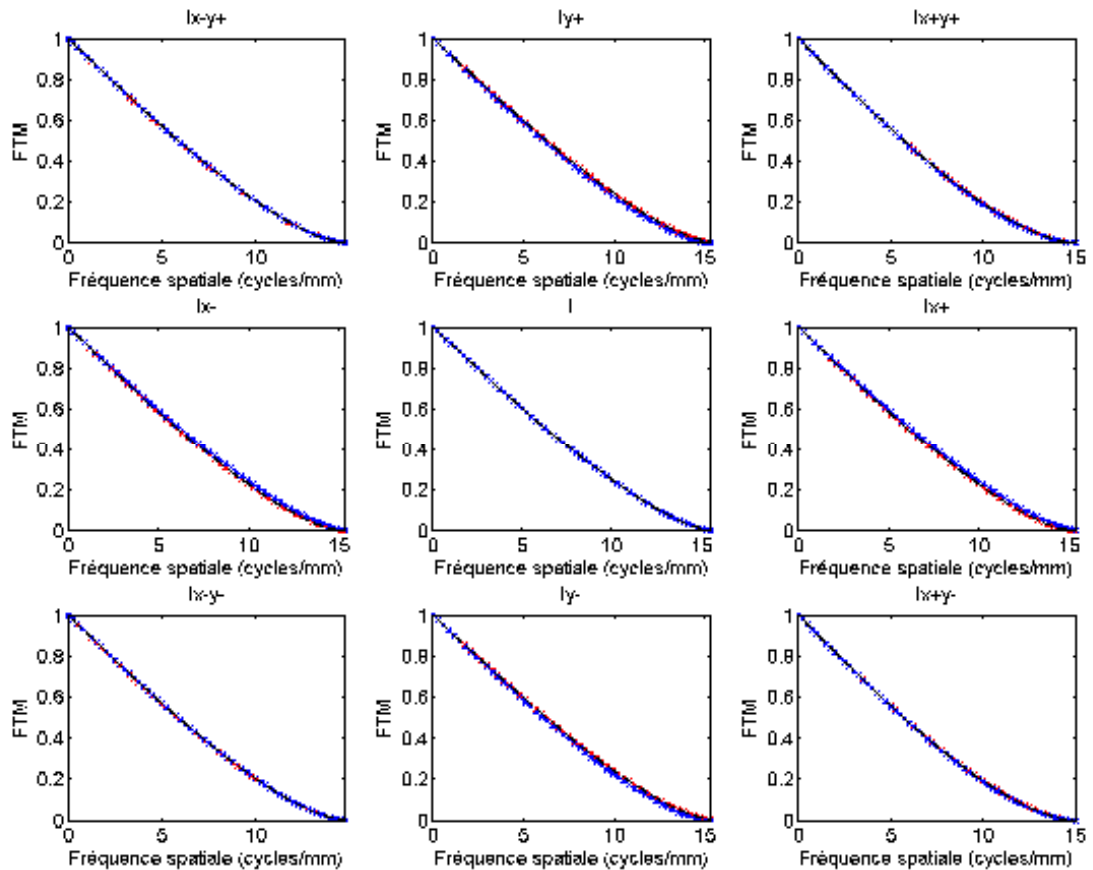


Figure C.10 : Fonctions de transfert de modulation (FTM) pour les 9 points particuliers AVEC correction des aberrations. Courbe Noire : limite de diffraction. Courbe Rouge : FTM selon la direction X. Courbe Bleue : FTM selon la direction Y.

Fréquences spatiales

Maintenant que nous avons montré théoriquement que la limite de diffraction peut être atteinte sur l'ensemble du champ de vision de $18^\circ \times 18^\circ$, nous nous intéressons aux fréquences spatiales des fonctions de correction (C.17 et C.18).

La connaissance de la valeur maximale de ces fréquences spatiales permettra de déterminer si la fonction de correction est réalisable ou non avec les technologies actuelles d'éléments de phase dynamique (afficheurs à cristaux liquides, miroirs dynamiques).

La Figure C.11 illustre les fréquences spatiales maximales des fonctions de corrections en fonction de la position du point image virtuel dans le champ de vision. Les fréquences spatiales des directions (O_4X_4) et (O_4Y_4) sont représentées pour les trois configurations illustrées sur la Figure C.7. On constate que la configuration (a) implique des fréquences spatiales très élevées par rapport aux configurations (b) et (c). Dans le cas de la configuration

(a), l'onde incidente et l'élément de correction sont fixes. La fonction de phase de l'élément de correction doit donc :

- modifier la direction de propagation de l'onde,
- créer la forme complexe de l'onde de lecture.

La modification de la direction de propagation de l'onde explique les fréquences spatiales élevées. Dans les configurations (b) et (c), l'onde incidente est déjà dans la direction de propagation de l'onde de lecture ce qui explique les fréquences spatiales beaucoup moins élevées.

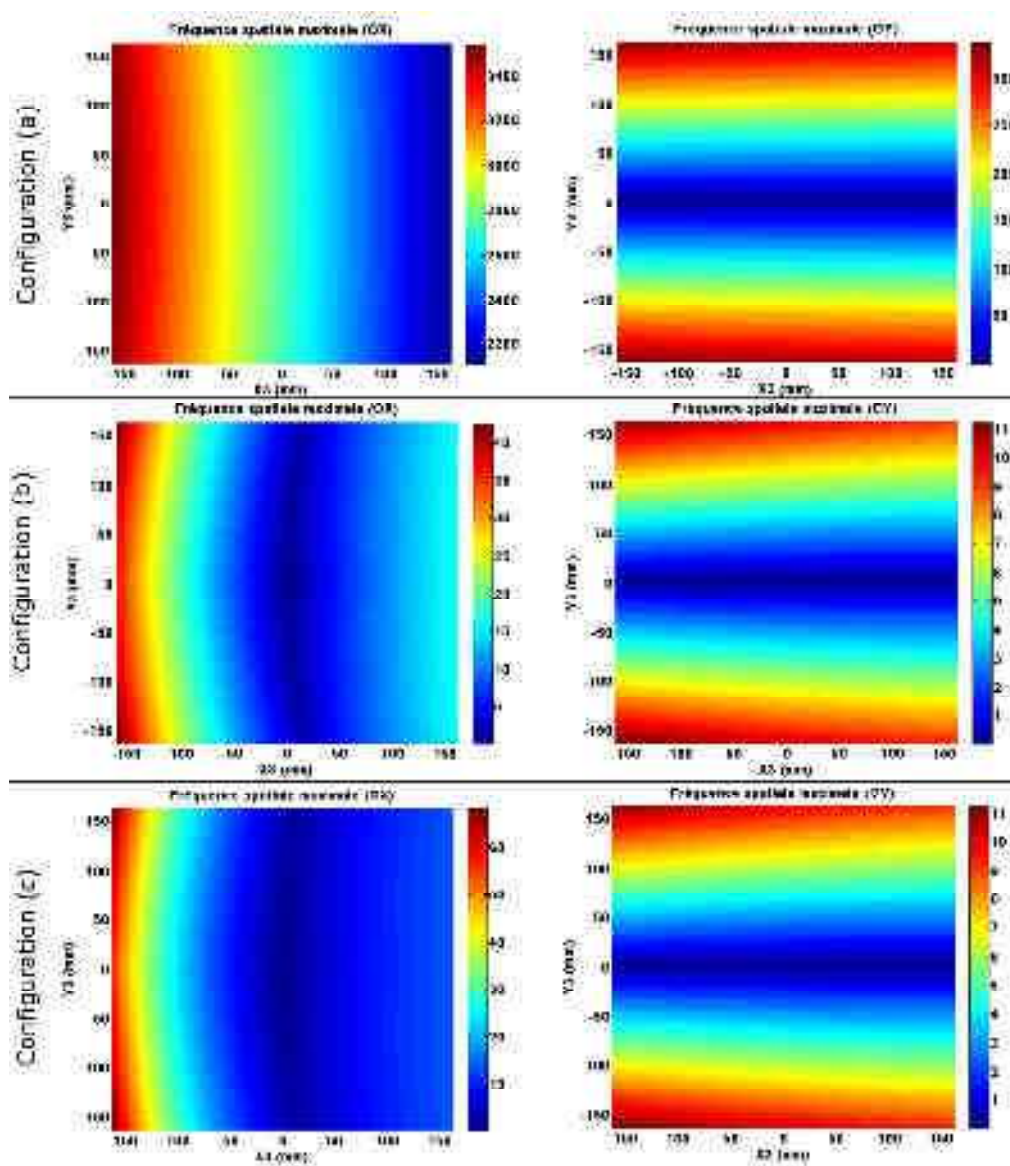


Figure C.11 : Fréquences spatiales maximales des fonctions de correction par rapport à la position du point image dans le champ de vision. Colonne de gauche : Fréquences spatiales maximales dans la direction (X_4). Colonne de droite : Fréquences spatiales maximales dans la direction (Y_4). Les échelles de couleurs sont adaptées à chaque cas.

Les afficheurs à cristaux liquides et les matrices de micro-miroirs présentent une structure pixélisée ce qui introduit une fréquence spatiale limite. La fréquence limite dépend des dimensions des pixels de l'élément dynamique. A l'heure actuelle, les pixels ont des dimensions qui varient entre $5\ \mu\text{m}$ et $32\ \mu\text{m}$ selon les modèles. Ces dimensions correspondent à des fréquences spatiales entre $15,6\ \text{lp/mm}$ et $125\ \text{lp/mm}$.

On conclut donc que la configuration (a) n'est pas du tout envisageable à l'heure actuelle tandis que les configurations (b) et (c) sont réalisables dans des proportions plus ou moins étendues selon les dimensions des pixels. Il convient de remarquer que dans ce cas, la modification de l'incidence de l'onde initiale doit être faite en amont de celui-ci. Cet aspect n'a pas été étudié dans ce travail.

2.5. Conclusions partielles

Nous avons étudié dans cette partie la forme des aberrations du point image virtuel en fonction de sa position dans le champ de vision. Nous avons pu voir que l'approche de création séquentielle de l'image implique des déformations relativement importantes dès que l'on positionne le point image virtuel hors de la zone centrale du champ de vision.

Nous avons mis en place une approche de correction dynamique des aberrations qui consiste à calculer pour chaque position du point image virtuel une fonction de correction qui permet d'atteindre la limite de diffraction. Nous avons montré que les fonctions de correction ont une forme analytique identique (C.16) et qu'il existe pour chaque position du point un ensemble de coefficients polynomiaux a_{ij} pour lesquels la limite de diffraction est atteinte.

Les fréquences spatiales maximales des fonctions de correction ont également été étudiées sur l'ensemble du champ de vision. Nous avons pu montrer qu'il est possible de réaliser les fonctions de correction avec les technologies actuelles lorsque l'élément dynamique ne prend pas en compte la déflexion de l'onde de lecture.

3. Etude de l'efficacité de diffraction de l'optique mélangeuse

L'efficacité de diffraction d'un élément diffractif est la fraction de l'énergie incidente présente dans les différents ordres de diffraction. La répartition de l'énergie lumineuse dans les différents ordres de diffraction dépend de la structure de l'élément diffractif. La question de l'efficacité de diffraction est particulièrement importante dans le cas de notre système optique. En effet :

- nous avons choisi une optique mélangeuse diffractive dont la fonction optique permet de créer une onde sphérique divergente à l'ordre 1 de diffraction ce qui permet de créer un point image virtuel,
- le déplacement de ce point virtuel permet de créer une image virtuelle par une modification de l'incidence de lecture.

Il est donc nécessaire :

- de s'assurer que la structure diffractive de notre optique mélangeuse permet de concentrer l'énergie lumineuse dans l'ordre 1 de diffraction,
- de contrôler l'évolution de l'efficacité de diffraction en fonction de l'incidence de l'onde de lecture (et donc de la position du point image dans le champ de vision).

Nous avons jusqu'à présent utilisé le modèle géométrique pour déterminer les dimensions du champ de vision maximal et montrer qu'il est possible de corriger les aberrations sur l'ensemble du champ de vision. Ce modèle ne permet pas de décrire l'efficacité de diffraction de l'optique mélangeuse. Il faut pour cela utiliser une description électromagnétique. Après avoir présenté les hypothèses de travail associées à cette partie, nous présentons les différentes techniques de calcul de l'efficacité de diffraction. Nous expliquons pourquoi nous avons choisi d'utiliser la théorie rigoureuse des ondes couplées (RCWA) et introduisons ses concepts. Nous expliquons alors comment nous avons programmé la RCWA afin de calculer l'efficacité de diffraction de notre optique mélangeuse. Nous présentons l'analyse des résultats obtenus avec les différentes simulations. Nous montrons que le champ de vision utile est plus ou moins réduit en fonction de la modulation de l'indice de réfraction du milieu et de son épaisseur.

3.1. Rappels sur les réseaux de diffraction à modulation d'indice

Avant de s'intéresser à notre optique mélangeuse diffractive, on présente la façon avec laquelle il est possible de calculer l'efficacité de diffraction d'un réseau de diffraction à modulation d'indice ou hologramme de volume. Nous verrons par la suite qu'il est possible d'assimiler l'optique mélangeuse diffractive de notre système optique à un ensemble de réseaux de diffraction locaux sur lesquels nous appliquerons la RCWA.

Il existe plusieurs catégories d'éléments optiques diffractifs [16, 17]. Certains sont obtenus par modulation d'amplitude, d'autres par modulation de phase. Nous considérons ici le cas d'une optique mélangeuse diffractive de phase pure. Un élément diffractif de phase peut être obtenu :

- par une modulation de l'épaisseur, on parlera d'élément diffractif à relief de surface.
- par une modulation de l'indice de réfraction, on parlera d'élément diffractif holographique.

Nous travaillons ici en considérant le cas d'un élément diffractif holographique.

3.1.1. Paramètres caractéristiques du réseau de diffraction

La Figure C.12 présente les paramètres importants d'un réseau de diffraction à modulation d'indice dont les franges parallèles sont dans le plan ($O_2X_2Z_2$). Un tel élément est caractérisé par :

- une périodicité de son milieu dans la direction du vecteur réseau \vec{K} ,
- un pas Λ qui représente l'écart entre les plans équiphases parallèles,
- un angle d'inclinaison du réseau γ entre l'axe (O_2Z_2) et le vecteur réseau.

Ces grandeurs sont reliées par la relation :

$$\begin{aligned}\vec{K} &= K \sin \gamma \vec{x} + K \cos \gamma \vec{z} \\ K &= \frac{2\pi}{\Lambda}\end{aligned}\tag{C.19}$$

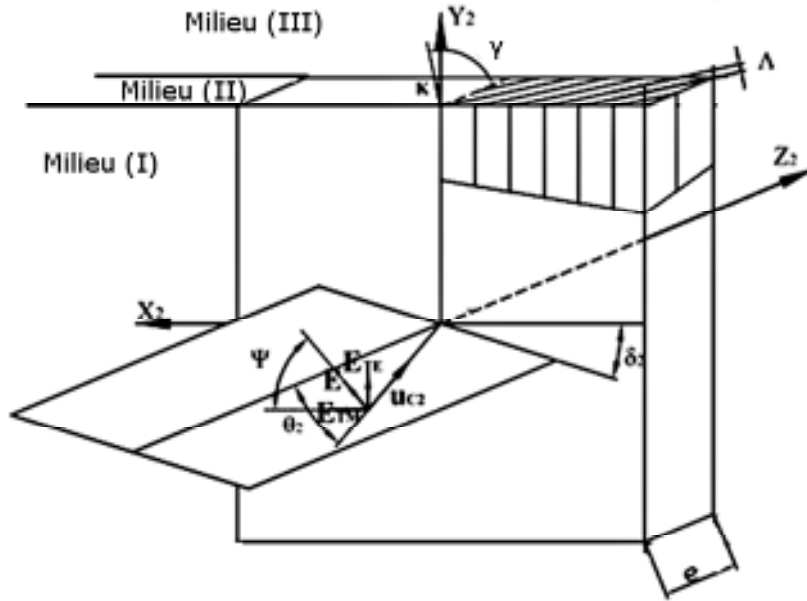


Figure C.12 : Illustration de la géométrie d'un hologramme de volume [18].

Le vecteur réseau \vec{K} est lié aux vecteurs d'onde \vec{k}_R et \vec{k}_O des ondes référence et objet utilisées pour obtenir le réseau holographique par la relation :

$$\vec{K} = \vec{k}_O - \vec{k}_R$$

$$\vec{k}_O = \frac{2\pi}{\lambda} \begin{pmatrix} \sin \theta_o \\ 0 \\ \cos \theta_o \end{pmatrix}, \vec{k}_R = \frac{2\pi}{\lambda} \begin{pmatrix} \sin \theta_R \\ 0 \\ \cos \theta_R \end{pmatrix} \quad (\text{C.20})$$

La structure périodique du réseau est due à une modulation périodique de la permittivité diélectrique ε du milieu. Il est possible de décrire de façon générale cette permittivité diélectrique comme un développement en série de Fourier [18]:

$$\varepsilon(X_2, Z_2) = \sum_h \hat{\varepsilon}_h \exp(jh\vec{K} \cdot \vec{r}), \quad (\text{C.21})$$

où $\hat{\varepsilon}_h$ représente les coefficients de Fourier du développement en série de Fourier de la permittivité diélectrique. Dans le cas d'un milieu non absorbant, ces coefficients sont réels.

L'expression (C.21) prend une forme simplifiée lorsqu'on ne prend en compte que les coefficients -1, 0 et 1. On obtient alors une description cosinusoidale de la modulation :

$$\varepsilon(X_2, Z_2) = \varepsilon_M + \Delta\varepsilon \cos(\vec{K} \cdot \vec{r}), \quad (\text{C.22})$$

où ε_M représente la permittivité diélectrique moyenne du milieu et $\Delta\varepsilon$ la modulation de la permittivité diélectrique du milieu. Ces grandeurs sont directement reliées à l'indice de réfraction moyen n_M du milieu et à la modulation d'indice Δn du milieu et on peut écrire une relation analogue pour décrire la modulation de l'indice de réfraction du milieu :

$$\begin{aligned} n(X_2, Z_2) &= n_2 + \Delta n \cos(\vec{K} \cdot \vec{r}) \\ n_2 &= (\varepsilon_2)^{1/2} \\ \Delta n &= \frac{\Delta\varepsilon}{2n_2} \end{aligned} \quad (\text{C.23})$$

Cette modulation d'indice est celle que l'on obtient lorsque l'on réalise l'enregistrement holographique entre une onde plane référence d'incidence θ_R et une onde plane objet d'incidence θ_O . La figure d'interférence obtenue entre ces deux ondes est alors convertie en une modulation d'indice par un procédé de développement (développement chimique, effet photo-réfractif).

Ordres de diffraction et efficacité de diffraction

Lorsque l'on éclaire une telle structure avec une onde plane d'incidence conique (θ, δ) et de vecteur d'onde $\vec{k}_L = 2\pi/\lambda (\sin \theta \cos \delta \vec{x} + \sin \theta \sin \delta \vec{y} + \cos \theta \vec{z})$, l'énergie lumineuse de l'onde incidente est répartie par interférences constructives dans des directions de propagations particulières en réflexion et en transmission. Ces directions sont appelées ordre de diffraction et sont obtenues par la relation de l'accord de phase (« phase-matching » en terminologie anglaise) qui permet de relier le vecteur d'onde \vec{k}_D des ondes diffractées à l'ordre m aux vecteur d'onde de l'onde incidente et au vecteur réseau \vec{K} :

$$\vec{k}_D = \vec{k}_L - m\vec{K} \quad (\text{C.24})$$

Cette relation permet de déterminer la direction des ordres de propagation et de déterminer la nature des ondes associées à ces ordres (ondes propagatives / ondes évanescentes) [18, 19].

On définit l'efficacité de diffraction η comme la fraction de l'énergie incidente présente dans les différents ordres de diffraction. La répartition de l'énergie incidente dans les différents ordres du réseau est fonction des paramètres du réseau (épaisseur, modulation d'indice) et des conditions de lecture (incidence, longueur d'onde, polarisation). Il est nécessaire d'utiliser le modèle électromagnétique pour décrire cette répartition énergétique dans les différents ordres. Il existe depuis la fin des années 1960 un nombre conséquent de travaux concernant le calcul des efficacités de diffraction [18-45].

3.1.2. Classification des réseaux de diffraction

On peut classer les réseaux de diffraction selon leur mode de fonctionnement principal (réflexion / transmission), leur épaisseur (mince / épais) ou selon leur régime de diffraction (Bragg / Raman-Nath).

Réseau en réflexion et en transmission

On parle de réseau en transmission lorsque les ondes référence et objet illuminent la même face de la zone d'enregistrement (Figure C.13 (A) et (B)). Dans cette configuration, l'énergie de l'onde incidente est majoritairement transmise aux ordres en transmission. On parle de réseau en réflexion lorsque les ondes référence et objet sont situées de part et d'autre de la zone d'enregistrement (Figure C.13 (C) et (D)). L'énergie est alors majoritairement transmise dans les ordres en réflexion.

Au niveau de l'inclinaison γ des franges parallèles, on distingue :

- le cas où les franges sont parallèles aux faces de l'élément ($\gamma = 0$) ce qui correspond à un réseau de réflexion pure (Figure C.13 (C)),
- le cas où les franges sont orthogonales aux faces de l'élément ($\gamma = \pi/2$) ce qui correspond à un réseau de transmission pure (Figure C.13 (A)),
- les cas où les franges sont inclinées (Figure C.13 (B) et (D)).

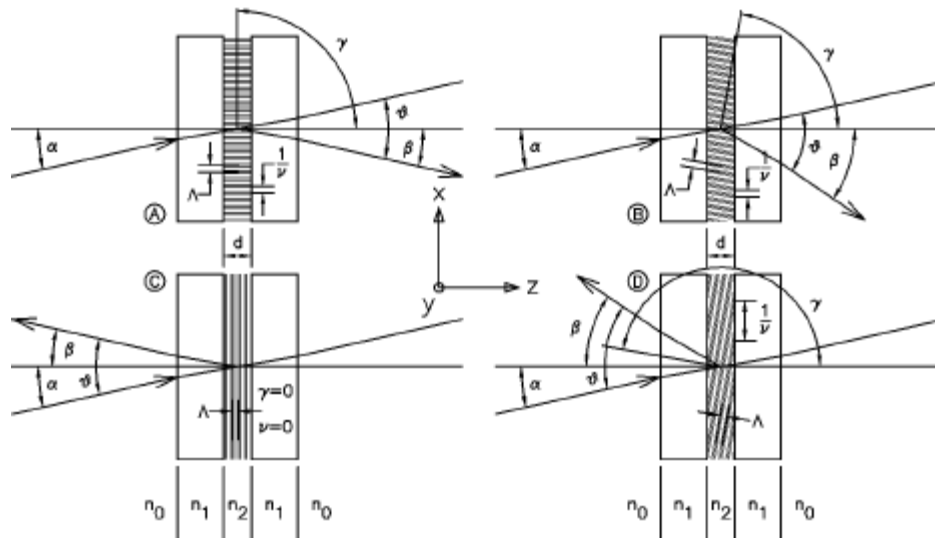


Figure C.13 : Illustration des différentes catégories de réseaux à modulation d'indice. (A) Réseau en transmission pure ($\gamma = 0$). (B) Réseaux en transmission à franges inclinées. (C) Réseau en réflexion pure ($\gamma = \pi/2$). (D) Réseau en réflexion à franges inclinées.

Régime de diffraction

On distingue trois grands types de régime de diffraction selon la façon avec laquelle l'énergie se répartit dans les différents ordres de diffraction :

- le régime de Bragg,
- le régime de Raman-Nath,
- le régime intermédiaire.

Le régime de Bragg est un régime pour lequel pratiquement 100% de l'énergie peut être transmis dans un seul ordre de diffraction. Les hologrammes qui respectent ces conditions sont généralement dits de volume avec une épaisseur importante comparativement au pas du réseau. L'efficacité de diffraction sera maximale lorsque le réseau sera éclairé à l'angle de Bragg [19] :

$$\theta_B = \cos^{-1} \left(\frac{m\lambda}{2n_M \Lambda} \right) + \gamma \quad (\text{C.25})$$

Le régime de Raman-Nath est un régime pour lequel l'énergie est répartie dans un nombre important d'ordres de diffraction et donc avec des efficacités de diffraction associées plus faibles. Les hologrammes qui respectent ces conditions sont généralement dits minces avec une épaisseur relativement petite comparativement au pas du réseau.

Le paramètre Q défini par Klein et Cooke est généralement utilisé pour déterminer le régime de diffraction associé au réseau considéré [46] :

$$Q = \frac{2\pi\lambda_0 e}{\Lambda^2 n_M}, \quad (\text{C.26})$$

Le régime de diffraction sera celui de Raman-Nath lorsque $Q < 1$ et celui de Bragg lorsque $Q > 10$. On est dans un régime intermédiaire entre les deux cas. Cette relation permet de relier directement l'épaisseur de l'hologramme au régime de diffraction et implique les conclusions suivantes : un hologramme mince fonctionne en régime de Raman-Nath tandis qu'un hologramme épais fonctionne en régime de Bragg. Ces conclusions sont néanmoins valables uniquement si la condition suivante est respectée :

$$\frac{2\pi n_M e}{\Lambda} < 6 \quad (\text{C.27})$$

Moharam rappelle dans [47] cette condition et donne des exemples de réseaux épais fonctionnant en régime de Raman-Nath et des exemples de réseaux minces fonctionnant en régime de Bragg. Il réintroduit le critère ρ défini par Nath [48] pour distinguer les régimes de diffraction :

$$\rho = \frac{\lambda_0^2}{\Lambda^2 n_M \Delta n} \quad (\text{C.28})$$

Ce critère présente l'avantage de ne pas prendre en compte l'épaisseur du milieu. On sera en régime de Bragg lorsque $\rho \gg 1$ et en régime de Raman-Nath lorsque $\rho < 1$. Une analyse intéressante concernant ces critères et l'influence de l'épaisseur est également menée dans [41]

3.2. Théorie rigoureuse des ondes couplées (RCWA)

Depuis la fin des années 1960, de nombreux travaux ont été réalisés concernant le calcul des efficacités de diffraction. La Figure C.14 (page suivante) présente une synthèse des développements théoriques existants. La présentation des différentes méthodes est proposée dans [23, 41].

3.2.1. Aperçu de la RCWA

Nous présentons ici un aperçu de la théorie rigoureuse des ondes couplées (RCWA) que nous avons utilisée pour déterminer l'efficacité de diffraction de l'optique mélangeuse de notre système de visualisation. La RCWA a principalement été introduite et formalisée à la fin des années 70 et au début des années 80 par les travaux de Petit, Maystre, Cadilhac et Nevière [43-45] d'une part et par ceux de Moharam et Gaylord d'autre part [18, 21, 22, 24].

Cette méthode permet de décrire de façon rigoureuse un réseau de diffraction éclairé par une onde plane à incidence conique et polarisée linéairement (Figure C.12). Elle est particulièrement adaptée à notre optique mélangeuse dans la mesure où :

- elle est valable que l'on soit proche ou éloigné de l'angle de Bragg ce qui est intéressant dans notre cas puisque l'on travaille sur un intervalle angulaire relativement important,
- elle permet de prendre en compte une incidence conique ce que nous utilisons pour atteindre les différentes positions du champ de vision.

L'idée de la RCWA est d'écrire le champ électromagnétique dans les différents milieux puis d'utiliser les équations de Maxwell et la continuité des composantes tangentes du champ électromagnétique pour caractériser l'amplitude complexe \overline{R}_m et \overline{T}_m des ondes diffractées dans les différents ordres m en réflexion et en transmission [18].

On définit différents milieux de propagation caractérisés par leur permittivité diélectrique :

- le milieu incident (I) ($z < 0$) de permittivité diélectrique ϵ_I ,
- le milieu modulé (II) ($0 < z < e$) de permittivité diélectrique moyenne ϵ_{II} et d'épaisseur e ,
- le milieu émergent (III) ($z > e$) de permittivité diélectrique ϵ_{III} .

Le milieu (II) présente les caractéristiques d'un réseau de diffraction telles que nous les avons introduites dans la partie 3.1.1.

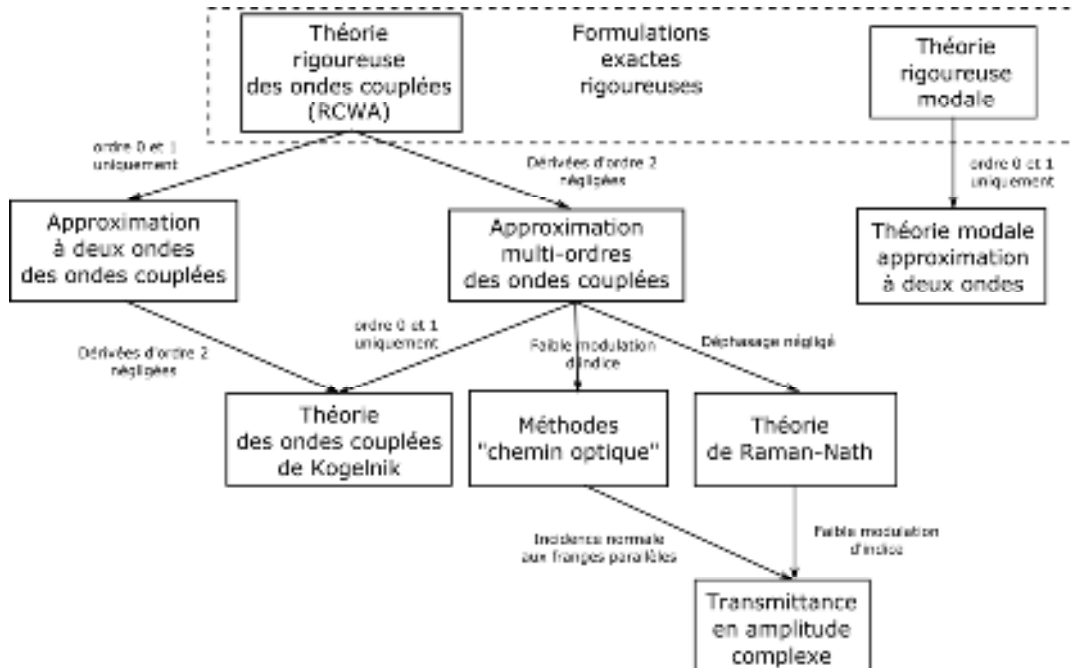


Figure C.14 : Synthèse et relations entre les différentes méthodes de calcul de l'efficacité de diffraction [41].

Le champ électrique dans le milieu (I) est la somme d'une onde plane incidente \vec{E}_{INC} de vecteur directeur \vec{k}_I et des ondes diffractées en réflexion dans les différents ordres. Le champ dans le milieu (III) est la somme des ondes diffractées en transmission dans les différents ordres. L'amplitude complexe du champ électrique associé à l'ordre m en réflexion est notée \vec{R}_m tandis que l'amplitude complexe du champ électrique associé à l'ordre m en transmission est notée \vec{T}_m . Le champ électrique dans les milieux (I) et (III) s'écrit donc :

$$\begin{aligned}\vec{E}_I &= \vec{E}_{INC} + \sum_m \vec{R}_m \exp(-j\vec{k}_{Im} \cdot \vec{r}), \\ \vec{E}_{III} &= \sum_m \vec{T}_m \exp(-j\vec{k}_{III m} \cdot \vec{r}).\end{aligned}\tag{C.29}$$

Le champ magnétique dans les milieux (I) et (III) est obtenu en utilisant les relations de Maxwell.

Les vecteurs d'onde \vec{k}_{Im} et \vec{k}_{III_m} sont reliés au vecteur réseau \vec{K} (C.20) et au vecteur d'onde incident \vec{k}_I par la relation de l'accord de phase (C.24). Le champ incident \vec{E}_{INC} (Figure C.12) s'écrit en fonction de :

- l'incidence (θ, δ) de l'onde par rapport à la normale de l'interface (I-II),
- l'angle de polarisation ψ entre le plan d'incidence et le vecteur du champ électrique.

$$\begin{aligned} \vec{E}_{INC} &= \exp(-j\vec{k}_I \cdot \vec{r})\vec{u}, \\ \vec{u} &= (\cos\psi \cos\alpha \cos\delta - \sin\psi \sin\delta)\vec{x} + (\cos\psi \cos\alpha \sin\delta - \sin\psi \cos\delta)\vec{y} \\ &\quad - \cos\psi \sin\alpha\vec{z}. \end{aligned} \quad (C.30)$$

L'objectif de la RCWA est de déterminer les amplitudes complexes \vec{R}_m et \vec{T}_m pour pouvoir calculer les efficacités de diffraction associées à ces ordres :

$$\begin{aligned} \eta_{Rm} &= -\Re\left(\frac{\vec{k}_{Im} \cdot \vec{z}}{\vec{k}_I \cdot \vec{z}}\right) |R_m|^2, \\ \eta_{Rm} &= \Re\left(\frac{\vec{k}_{III_m} \cdot \vec{z}}{\vec{k}_I \cdot \vec{z}}\right) |T_m|^2. \end{aligned} \quad (C.31)$$

On se référera à [18] pour le développement mathématique complet de la méthode de calcul des expressions (C.31).

3.2.2. Développement de l'outil de simulation

Nous avons développé pendant la thèse un outil de simulation RCWA sous le logiciel Matlab à partir de la description mathématique proposée dans [18].

La principale difficulté de programmation, au-delà de la compréhension et de l'assimilation de la RCWA, a été de réussir à stabiliser l'algorithme de calcul. La source de ces problèmes de stabilité vient de termes exponentiels réels positifs qui dépassent les capacités de calculs de Matlab. Ces termes sont associés aux valeurs propres réelles positives de la matrice obtenue en injectant les équations du champ électromagnétique à l'intérieur du milieu (II) dans les relations de Maxwell.

Nous avons remarqué qu'il est possible de supprimer l'instabilité en remplaçant les termes exponentiels problématiques par la valeur maximale manipulable par Matlab. Cet aspect nécessite un travail d'approfondissement supplémentaire pour justifier la validité mathématique et/ou physique de notre choix. Ceci dépassant le cadre de ce travail, nous avons validé le code développé à travers des cas simples et par l'obtention des courbes présentées dans les articles de références [18, 41].

Le problème de la stabilisation de l'algorithme de la RCWA est abordé dans [30, 31, 34, 40, 49].

Maintenant que les outils de calculs de l'efficacité de diffraction ont été définis, on peut s'intéresser à notre optique mélangeuse et plus particulièrement à l'efficacité de diffraction à l'ordre 1 qui permet de créer le point virtuel image dans le champ de vision de l'utilisateur.

3.3. Analyses de notre optique mélangeuse diffractive

On présente dans un premier temps les caractéristiques (pas et inclinaison) de l'hologramme. On montre que ces caractéristiques varient peu et que l'on peut considérer localement l'hologramme comme un réseau de diffraction avec lequel on peut utiliser la RCWA. On s'intéresse alors à la sélectivité angulaire de l'optique mélangeuse et nous montrons que le champ de vision est plus ou moins réduit en fonction de l'épaisseur de l'optique mélangeuse et de la modulation d'indice.

3.3.1. Étude des caractéristiques de l'optique mélangeuse

La fonction optique de l'optique mélangeuse est obtenue par interférence d'une onde plane référence d'incidence $\theta_R = 50^\circ$ et d'une onde sphérique objet dont le point source est situé au point S de coordonnées ($x_{S2} = -420,9$ mm ; $y_{S2} = 0$; $z_{S2} = 902,6$ mm) dans le repère local de l'optique mélangeuse (repère n°2).

Description locale de l'optique mélangeuse

L'optique mélangeuse n'est donc pas un réseau puisqu'elle n'est pas obtenue avec deux ondes planes. Le pas et l'inclinaison des franges varient donc selon la position (X_2, Y_2) considérée de l'optique mélangeuse. Il est néanmoins possible de caractériser localement le pas et l'inclinaison des franges de l'optique mélangeuse [50, 51]. L'optique mélangeuse est

échantillonnée en zones élémentaires (Figure C.15) et on utilise les relations (C.2), (C.20) et (C.21) pour calculer le pas local du réseau Λ_{LOC} et l'inclinaison locale γ_{LOC} des franges.

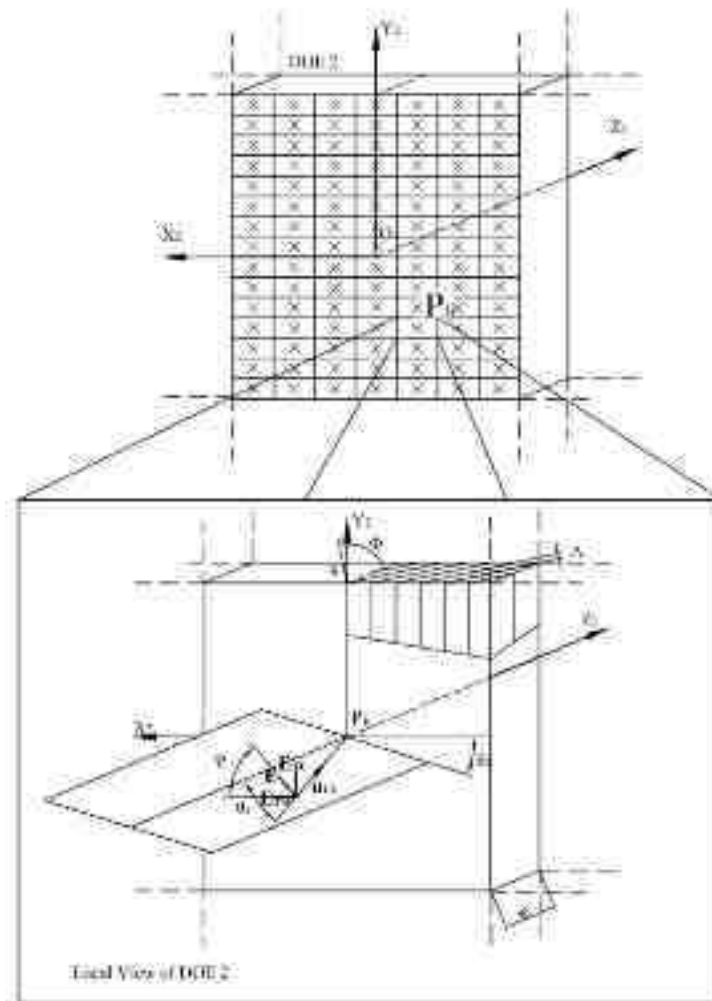


Figure C.15 : Description locale de l'optique mélangeuse diffractive. Chaque zone locale est décrite comme un réseau de diffraction éclairé par une onde plane.

La Table C.4 regroupe la valeur moyenne, minimum et maximum des caractéristiques locales de l'optique mélangeuse. La résolution R est l'inverse du pas Λ . La valeur de R ne doit pas dépasser la résolution maximale d'un matériau photosensible pour que le motif périodique puisse y être enregistré.

On remarque que l'étendue des valeurs est faible, les différentes grandeurs varient donc peu et lentement ce qui permet de justifier la validité d'une description locale. De plus, la résolution est supérieure à 5000 lp/mm. Cette donnée est importante pour la phase de réalisation de l'hologramme puisque seuls quelques matériaux ont des résolutions supérieures à 5000 lp/mm, notamment la gélatine bichromatée [52, 53]. La résolution élevée s'explique par la configuration d'enregistrement de l'hologramme, celui-ci étant un hologramme de réflexion.

	Moyenne	Minimum	Maximum
Pas Λ	187,0 nm	186,8 nm	187,3 nm
Résolution R	5347,6 lp/mm	5339,0 lp/mm	5353,3 lp/mm
Inclinaison γ	7,19°	7,01°	7,36°

Table C.4 : Valeurs statistiques du pas local, de la résolution locale et de l'inclinaison locale pour un échantillonnage de l'optique mélangeuse en 100x100 surfaces élémentaires.

Régime de diffraction

Les grandeurs caractéristiques de l'hologramme variant faiblement, on peut assimiler l'hologramme à un réseau de diffraction de pas $\Lambda = 187$ nm et $\gamma = 7,19^\circ$ pour calculer le régime de diffraction de l'optique mélangeuse.

On utilise le critère ρ (C.28) pour déterminer le régime de diffraction. Nous travaillons avec une longueur d'onde monochromatique $\lambda = 514,5$ nm et un milieu (II) dont l'indice moyen vaut $n_M = 1,5$. Concernant la modulation d'indice Δn , on considère un intervalle compris entre 0,02 et 0,12. Cet intervalle permet de prendre en compte les valeurs possibles de modulation d'indice que l'on peut espérer atteindre avec les matériaux d'enregistrement holographiques (gélatine bichromatée [53-57], matériaux photopolymères [58]).

On constate que la valeur de $\rho \gg 10$ quel que soit la configuration (Figure C.16). L'optique mélangeuse de notre système de visualisation fonctionne donc en régime de Bragg. Avec la géométrie choisie, l'angle de Bragg est de 50° (C.25) ce qui correspond à l'incidence pour atteindre le centre du champ de vision. On peut donc conclure que l'efficacité de diffraction sera maximale au centre du champ de vision.

L'utilisation de la RCWA va maintenant nous permettre de calculer l'efficacité de diffraction associée aux autres positions du champ de vision. Ces positions sont atteintes en modifiant l'incidence conique de l'onde de lecture et en s'écartant donc de l'angle de Bragg.

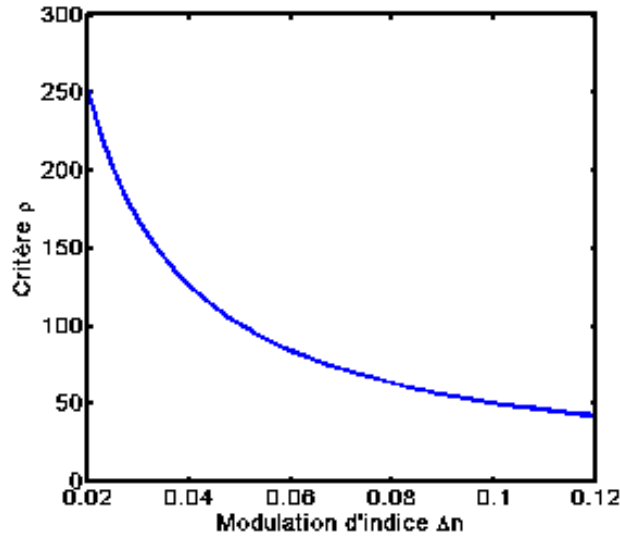


Figure C.16 : Critère ρ de l'optique mélangeuse diffractive en fonction de la modulation d'indice du milieu (II). $\lambda=514,5\text{nm}$, $n_M = 1,5$.

3.3.2. Utilisation locale de la RCWA

La RCWA ne peut pas être utilisée directement dans le cas de notre optique mélangeuse. En effet, la RCWA s'applique à un réseau de diffraction dont les caractéristiques sont constantes et qui est éclairée par une onde plane. Or dans notre cas :

- nous venons de voir que l'optique mélangeuse n'est pas un réseau de diffraction à pas constant,
- de plus, l'onde incidente que l'on utilise pour restituer le point image virtuel sans aberration n'est pas plane et a une forme complexe (C.14).

On utilise de nouveau la description locale présentée sur la Figure C.15. L'optique mélangeuse est divisée en N rectangles élémentaires centrés autour de points M_{ij} . On peut considérer autour de chaque point M_{ij} que :

- la zone est un réseau de diffraction local ayant un vecteur réseau, un pas et une inclinaison locale,
- l'onde complexe est localement considérée plane, le vecteur directeur de cette onde plane est obtenu en utilisant la relation (C.1) avec le rayon issu du point image virtuel et passant par le point M_{ij} .

L'application de la RCWA à chaque réseau local permet de calculer une efficacité de diffraction locale η_{ij} . L'efficacité de diffraction totale η associée à un point de l'image

virtuelle est obtenue en calculant la contribution moyenne de chaque efficacité de diffraction locale [50] :

$$\eta = \frac{\sum_i \sum_j \eta_{ij}}{N}. \quad (\text{C.32})$$

3.3.3. Évolution de l'efficacité de diffraction sur l'ensemble du champ de vision

On présente dans cette partie les résultats de différentes simulations que nous avons réalisées pour étudier l'efficacité de restitution du point image virtuel en fonction de sa position dans le champ de vision. Cette position est liée au domaine angulaire de la Figure C.2. Le calcul de cette efficacité de restitution correspond au calcul de l'efficacité de diffraction à l'ordre 1 de l'optique mélangeuse.

Nous présentons ici plusieurs simulations. La première nous permet d'étudier l'influence de l'état de polarisation. La seconde nous permet d'étudier l'influence de l'épaisseur du milieu et de la modulation de l'indice de réfraction. La dernière nous permet de simuler une plaque photosensible de gélatine bichromatée que nous avons utilisée pour la partie expérimentale. Nous présentons dans un premier temps les paramètres communs et les méthodes communes à ces simulations

Conditions de simulations

On utilise toujours une optique mélangeuse dont la FTP est obtenue par l'interférence d'une onde plane référence d'incidence $\theta_R = 50^\circ$ et d'une onde sphérique objet dont le point source est situé au point S de coordonnées ($x_{S2} = -420,9$ mm ; $y_{S2} = 0$; $z_{S2} = 902,6$ mm) dans le repère local de l'optique mélangeuse (repère n°2) et une longueur d'onde monochromatique $\lambda = 514,5$ nm. L'optique mélangeuse (milieu (II)) est un milieu d'indice de réfraction moyen $n_M = 1,5$. Les milieux (I) et (III) ont un indice de réfraction égal à l'unité.

La surface de l'optique mélangeuse est divisée en $25 \times 25 = 125$ rectangles élémentaires centrés autour de points M_{ij} ($i = 1..25$ et $j = 1..25$) assimilés à des réseaux de diffraction conformément à la description faite dans partie 3.3.2. La structure de l'hologramme variant peu, ce nombre est suffisant pour décrire correctement l'optique mélangeuse sans que les temps de calcul ne soient trop longs.

On réalise les calculs d'efficacité de diffraction pour un échantillon de 81 x 81 positions du point image virtuel dans le champ de vision. Ces positions sont uniformément réparties sur le champ de vision de $18^\circ \times 18^\circ$.

Le calcul est alors mené de la façon suivante :

- on fixe les coordonnées du point image virtuel,
- on trace les 25x25 rayons qui passent par les points M_{ij} des réseaux de diffraction locaux pour calculer l'incidence locale de l'onde de lecture.
- on utilise les différentes grandeurs physiques du problème dans le programme RCWA pour calculer et stocker l'efficacité de diffraction associée au point image virtuel considéré.

L'efficacité de diffraction sur l'ensemble du champ de vision est alors obtenue lorsque le schéma de calcul est répété pour les 81 x 81 points. On qualifie de zone de champ utile la zone du champ de vision pour laquelle on obtient une efficacité de diffraction supérieure à 70%.

Simulation n°1 : Influence de l'incidence et de l'état de polarisation

On s'intéresse ici à l'influence de l'état de polarisation sur l'efficacité de diffraction.

On considère une épaisseur $e = 10 \mu\text{m}$ pour l'optique mélangeuse et une modulation d'indice $\Delta n = 0,04$. On calcule l'efficacité de diffraction pour l'état de polarisation transverse électrique (TE) et l'état de polarisation transverse magnétique (TM). Le cas TE correspond à $\psi = 90^\circ$ et le cas TM à $\psi = 0^\circ$ dans la relation (C.30).

La Figure C.17 permet de dresser plusieurs conclusions.

Tout d'abord, on constate indépendamment de l'état de polarisation de l'onde, qu'une partie importante du champ de vision présente une efficacité de diffraction inférieure à 20% voire même nulle. On constate que les pertes ont lieu selon l'axe horizontal. Nous montrons avec la simulation n°2 qu'une optimisation de la modulation d'indice et de l'épaisseur permet d'améliorer ceci.

Concernant l'état de polarisation, bien que l'efficacité de diffraction maximale soit plus élevée dans le cas TM (89,16%) que le cas TE (86,5%), on constate que le cas TE permet d'obtenir une efficacité de diffraction supérieure à 70% sur une zone plus étendue que la configuration TM. Ceci se traduit notamment par une valeur moyenne plus élevée dans le cas TE (40,02%) que dans le cas TM (34,48%).

Le cas TE est donc plus favorable que le cas TM pour obtenir une zone de champ vision avec une efficacité de diffraction élevée.

La zone de champ utile est néanmoins limitée à la partie centrale du champ de vision. Celle-ci correspond à la restitution autour de l'angle de Bragg.

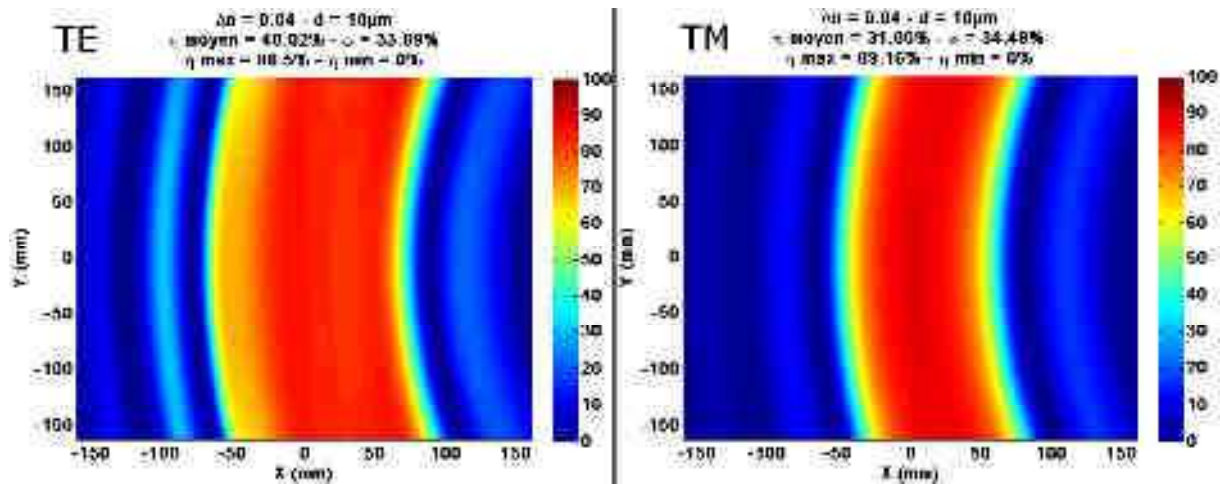


Figure C.17 : Efficacité de diffraction en fonction du champ de vision : influence de l'état de polarisation de l'onde incidente. Gauche : polarisation Transverse Électrique (TE). Droite : polarisation Transverse Magnétique (TM).

Simulation n°2 : Influence de l'épaisseur et de la modulation d'indice

On s'intéresse ici à l'influence de l'épaisseur et de la modulation d'indice. On cherche à trouver le couple (ϵ , Δn) qui permet d'optimiser la valeur moyenne et l'uniformité de l'efficacité de diffraction sur la plus grande zone possible du champ de vision. Nous avons pour cela répéter le schéma de calcul présenté dans les conditions de simulations en :

- variant l'épaisseur entre 5 μm et 25 μm par pas de 1 μm ,
- variant la modulation d'indice entre 0,02 et 0,12 par pas de 0,005,
- utilisant un état de polarisation TE pour l'onde de lecture.

La Figure C.18 illustre l'évolution de la valeur moyenne et de l'écart type de l'efficacité de diffraction sur l'ensemble de champ de vision échantillonné en 81 x 81 points. L'influence de l'épaisseur est présentée en abscisse tandis que l'influence de la modulation d'indice est présentée en ordonnée.

Comme on pouvait s'y attendre, le cas le plus favorable est obtenu pour une modulation d'indice élevée. On constate alors que :

- la valeur moyenne est la plus élevée (> 80%),

- l'écart type σ est le plus faible ($< 10\%$) ce qui implique une bonne uniformité sur le champ de vision.

Concernant l'influence de l'épaisseur, on constate que l'augmentation de l'épaisseur implique une augmentation de l'écart type (et donc une diminution de l'uniformité) lorsque la modulation d'indice est inférieure à 0,06. On n'observe pas une évolution notable sur la valeur moyenne de l'efficacité de diffraction

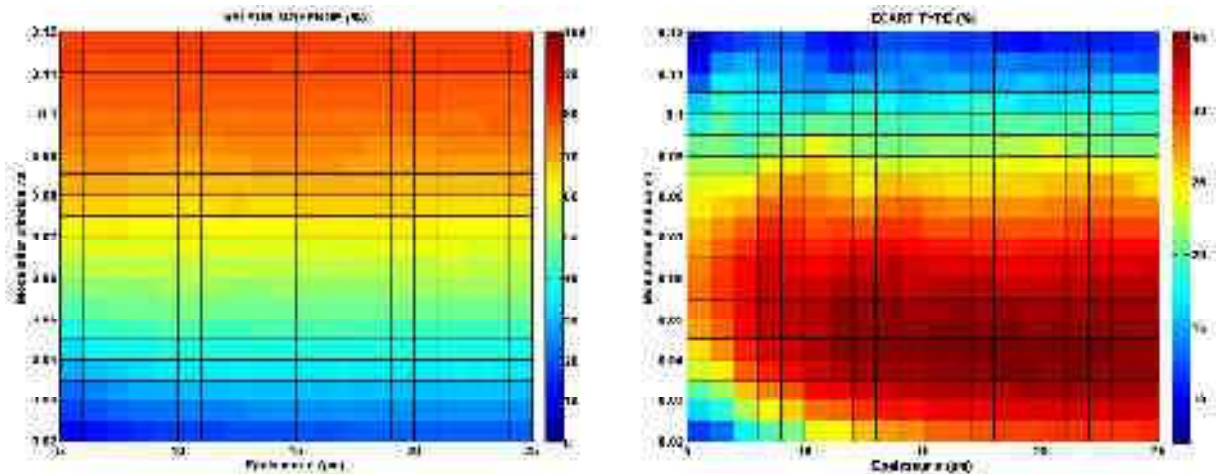


Figure C.18 : Valeur moyenne et écart type de l'efficacité de diffraction obtenue sur l'ensemble du champ de vision en fonction de l'épaisseur de l'optique mélangeuse et de la modulation d'indice.

Nous avons représenté sur la Figure C.19 la répartition de l'efficacité de diffraction en fonction de la position dans le champ de vision pour les neuf couples $(e, \Delta n)$ suivants : $(5 \mu\text{m}, 0,02)$; $(5 \mu\text{m}, 0,07)$; $(5 \mu\text{m}, 0,12)$; $(10 \mu\text{m}, 0,02)$; $(10 \mu\text{m}, 0,07)$; $(10 \mu\text{m}, 0,12)$; $(15 \mu\text{m}, 0,02)$; $(15 \mu\text{m}, 0,07)$; $(15 \mu\text{m}, 0,12)$. Ces représentations nous permettent de mieux visualiser l'évolution de la zone de champ utile en fonction de l'épaisseur et de la modulation d'indice.

On voit nettement l'influence favorable d'une modulation d'indice élevée. Le cas où $\Delta n = 0,12$ est idéal puisqu'il permet d'obtenir une efficacité de diffraction supérieure à 80% sur l'ensemble du champ de vision de $18^\circ \times 18^\circ$. Nous ne connaissons malheureusement pas de matériaux permettant d'atteindre une telle modulation d'indice. Le cas où $\Delta n = 0,07$ est plus réaliste. On observe alors que le champ de vision utile est inférieur au champ de vision géométrique de $18^\circ \times 18^\circ$.

L'influence de l'épaisseur apparaît de façon plus évidente sur ces figures. En effet, on constate qu'une augmentation de l'épaisseur permet d'améliorer la valeur de l'efficacité de

diffraction sur la zone de champ utile. Il est donc intéressant d'augmenter la valeur de l'épaisseur lorsque la modulation d'indice est inférieure à 0,07.

Nous faisons remarquer qu'au-delà de 15 μm , une augmentation de l'épaisseur ne permet pas d'obtenir d'améliorations conséquentes.

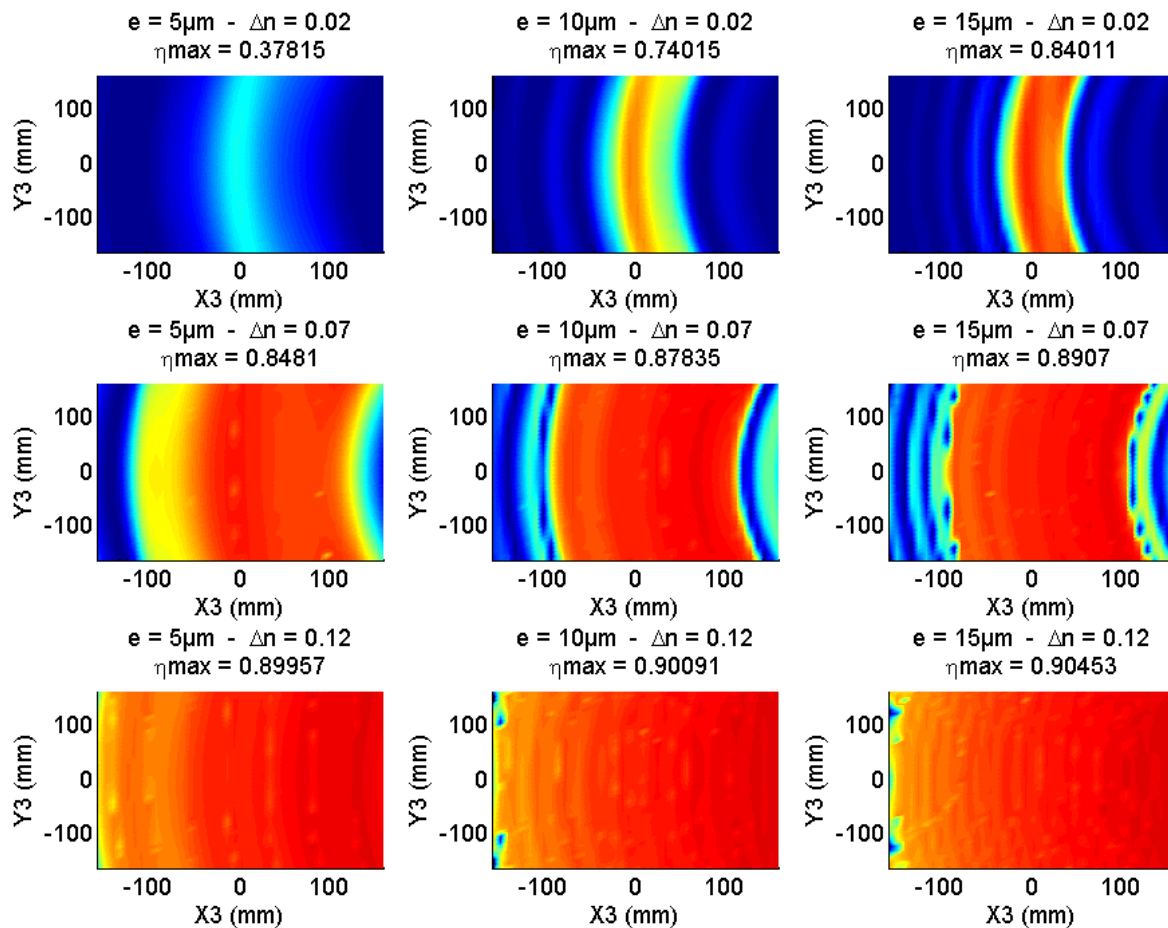


Figure C.19 : Illustration de la répartition de l'énergie lumineuse dans le champ de vision pour différentes épaisseurs et modulation d'indice de l'optique mélangeuse.

Simulation n°3 : Plaque de gélatine bichromatée PFG04 (Slavich)

Nous présentons avec cette dernière simulation l'efficacité de diffraction que l'on peut espérer atteindre sur le champ de vision en utilisant une plaque holographique de gélatine bichromatée issue du catalogue du fabricant Slavich²². Le fabricant garantit une épaisseur d'environ 16 μm et certains travaux ont permis de mesurer une modulation d'indice maximale

²² Modèle PFG04 : <http://www.slavich.com/>

de 0,08 [55, 57]. La Figure C.20 montre l'efficacité de diffraction théorique que l'on peut obtenir en utilisant une telle plaque de gélatine bichromatée pour enregistrer la FTP de l'optique mélangeuse. On constate que ces caractéristiques ne permettent pas d'atteindre une efficacité de diffraction maximale sur les bords du champ de vision géométrique. Néanmoins, les dimensions du champ de vision sont utilisables pour un système de visualisation et l'efficacité de diffraction est uniformément supérieure à 80% dans le champ utile.

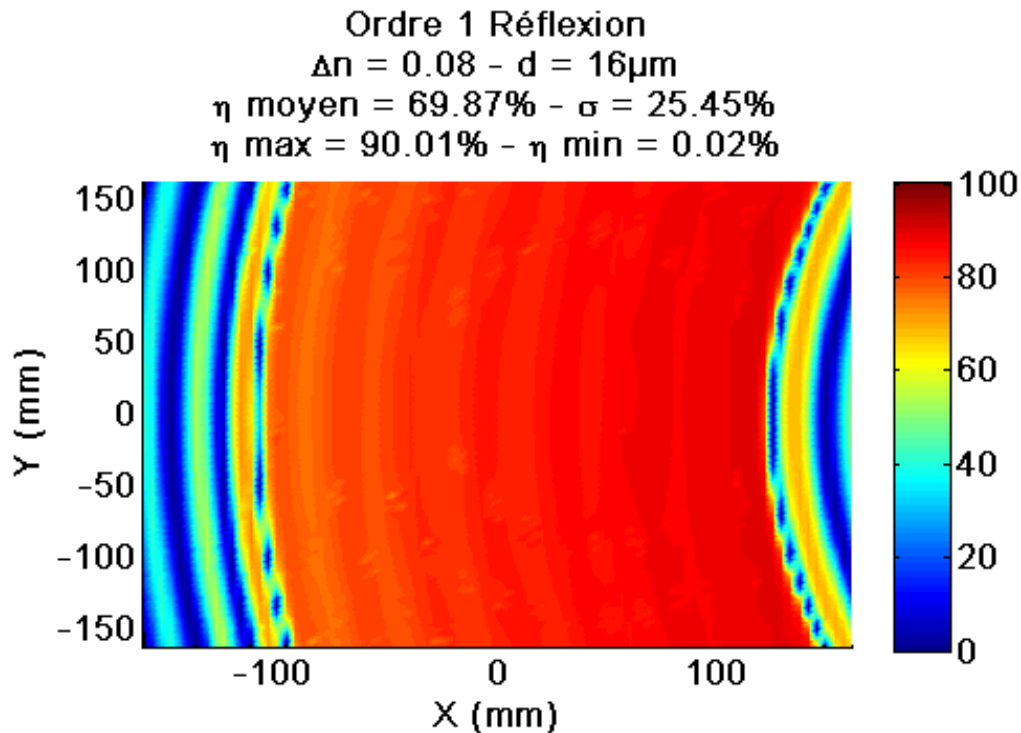


Figure C.20 : Simulation de l'efficacité de diffraction obtenue en utilisant les caractéristiques d'une plaque de gélatine bichromatée PFG04 (Slavich).

3.4. Conclusions partielles

L'étude de l'efficacité de diffraction de l'optique mélangeuse diffractive a été réalisée en utilisant la RCWA en raison de l'aspect conique de la diffraction et de l'utilisation d'incidences ne satisfaisant pas nécessairement la condition de Bragg.

Pour réaliser les simulations des divers paramètres, nous avons développé un programme basé sur la RCWA. Ce travail de programmation a permis de mettre en évidence les problèmes d'instabilité déjà présentés dans la littérature. Nous avons pu éliminer ces problèmes d'instabilité et nous avons validé notre code en retrouvant des résultats issus de différentes publications.

L'application de la RCWA à notre optique mélangeuse nous a permis de montrer l'intérêt de travailler en mode TE plutôt qu'en mode TM. Nous avons pu voir qu'il est nécessaire de maximiser la modulation d'indice du milieu pour améliorer l'efficacité de diffraction sur une zone la plus grande possible du champ de vision de $18^\circ \times 18^\circ$. Une augmentation de l'épaisseur permet quant à elle d'améliorer uniquement l'efficacité de diffraction de la zone utile et non pas d'étendre la zone utile.

4. Conclusions

Ce chapitre nous a permis de préciser et de confirmer le potentiel du système de visualisation que nous avons défini dans le chapitre B en étudiant :

- les déformations du point image virtuel (aberrations) en fonction de sa position dans le champ de vision de $18^\circ \times 18^\circ$,
- l'efficacité avec laquelle il sera restitué (efficacité de diffraction) en fonction de sa position dans le champ de vision de $18^\circ \times 18^\circ$.

Du point de vue des aberrations, nous avons montré que le point image virtuel présente des aberrations de plus en plus importantes lorsque sa position s'éloigne du centre du champ de vision. Nous avons montré qu'il est théoriquement possible de corriger les déformations du point image virtuel quelle que soit sa position dans le champ de vision en utilisant une approche de correction dynamique. Nous avons aussi montré qu'il existe une fonction de correction adaptée à chaque position du point et que chacune de ces fonctions peut être décrite analytiquement par une fonction polynomiale.

Nous avons également pu discuter la faisabilité de ces fonctions de correction par rapport à l'état actuel de la technologie. Nous avons montré que les fonctions de correction sont réalisables à condition que l'élément dynamique ne réalise pas la modification de l'incidence de l'onde de lecture de l'optique mélangeuse. Celle-ci doit être réalisée en amont de l'élément de correction. Cet aspect devra être étudié dans les travaux futurs.

Concernant l'efficacité de diffraction, nous avons utilisé la théorie rigoureuse des ondes couplées (RCWA) pour étudier l'optique mélangeuse. Nous avons développé un programme utilisant la RCWA pour calculer l'efficacité de diffraction de l'optique mélangeuse du système de visualisation. Nous avons étudié l'influence :

- des différents paramètres de l'onde de lecture (incidence et état de polarisation),
- des paramètres du milieu contenant la structure diffractive (épaisseur, modulation d'indice).

Ces études nous ont permis d'aboutir aux conclusions suivantes :

- il est plus favorable d'utiliser une onde de lecture en polarisation transverse électrique qu'en polarisation transverse magnétique,
- l'indice de modulation doit être le plus élevé possible pour élargir les zones utiles (efficacité de diffraction > 70%),
- l'épaisseur doit être élevée pour augmenter l'efficacité de diffraction dans les zones utiles.

On constate néanmoins que les matériaux photosensibles disponibles (gélatine bichromatée, photopolymères) ne permettent pas d'optimiser l'efficacité de diffraction sur l'ensemble du champ de vision de $18^\circ \times 18^\circ$.

La validation expérimentale des concepts théoriques que nous venons de développer est maintenant abordée dans le chapitre D.

5. Références associées au chapitre

C

1. Stavroudis, O.N., *The optics of rays, wavefronts and caustics*. 1972, New York: Academic Press.
2. Klein, A., *Relating vector ray-tracing equations for holograms of arbitrary shape and thickness*. J. Opt. Soc. Am. A, 2008. **25**(4): p. 979-982.
3. Born, M. and E. Wolf, *Principles of Optics*. 7 ed. 1999: Press Syndicate of the University of Cambridge.
4. Banyasz, I., G. Kiss, and P. Varga, *Holographic image of a point source in the presence of misalignment*. Appl. Opt., 1988. **27**(7): p. 1293-1297.
5. Champagne, E.B., *Nonparaxial Imaging, Magnification, and Aberration Properties in Holography*. J. Opt. Soc. Am., 1967. **57**(1): p. 51-55.
6. Dickensheets, D.L., *Imaging performance of off-axis planar diffractive lenses*. J. Opt. Soc. Am. A, 1996. **13**(9): p. 1849-1858.
7. Goto, K. and M. Kitaoka, *Aberrations in nonparaxial holography*. J. Opt. Soc. Am. A, 1988. **5**(3): p. 397-402.
8. Latta, J.N., *Fifth-Order Hologram Aberrations*. Appl. Opt., 1971. **10**(3): p. 666-667.
9. Latta, J.N., *Computer-Based Analysis of Holography Using Ray Tracing*. Appl. Opt., 1971. **10**(12): p. 2698-2710.
10. Mehta, P.C., K.S.S. Rao, and R. Hradaynath, *Higher order aberrations in holographic lenses*. Appl. Opt., 1982. **21**(24): p. 4553-4558.

11. Nowak, J., *Estimation of aberration coefficients in holography*. Journal of Optics, 1980. **11**(2): p. 121.
12. Latta, J.N., *Computer-Based Analysis of Hologram Imagery and Aberrations. I. Hologram Types and Their Nonchromatic Aberrations*. Appl. Opt., 1971. **10**(3): p. 599-608.
13. Atchison, D.A. and G. Smith, *Optics of the Human Eye*. 2000: Butterworth-Heinemann.
14. Sittler, G., *Conception of an augmented reality system for applications in surgery*, in *Laboratoire des Systèmes Photoniques*. 2008, Université de Strasbourg (ex. Université Louis Pasteur) / INSA de Strasbourg: Strasbourg.
15. Marechal, A., *Étude des effets combinés de la diffraction et des aberrations géométriques sur l'image d'un point lumineux*. Revue d'Optique 1947. **26**: p. 257-277.
16. Palmer, C.A. and E.G. Loewen, *Diffraction Grating Handbook*. 2005: Newport Corporation.
17. Kress, B.C. and P. Meyrueis, *Applied Digital Optics: From Micro-Optics to Nanophotonics*. 2009: John Wiley & Sons.
18. Moharam, M.G. and T.K. Gaylord, *Three-dimensional vector coupled-wave analysis of planar-grating diffraction*. J. Opt. Soc. Am., 1983. **73**(9): p. 1105-1112.
19. Kogelnik, H., *Coupled wave theory for thick hologram gratings*. Bell System Technical Journal, 1969. **48**(9): p. 2909-2947.
20. Magnusson, R. and T.K. Gaylord, *Diffraction efficiencies of thin phase gratings with arbitrary grating space*. J. Opt. Soc. Am., 1978. **68**(6): p. 806.
21. Moharam, M.G. and T.K. Gaylord, *Rigorous coupled-wave analysis of planar-grating diffraction*. J. Opt. Soc. Am., 1981. **71**(7): p. 811-818.
22. Moharam, M.G. and T.K. Gaylord, *Coupled-wave analysis of reflection gratings*. Appl. Opt., 1981. **20**(2): p. 240-244.
23. Gaylord, T.K. and M.G. Moharam, *Planar dielectric grating diffraction theories*. Applied Physics B: Lasers and Optics, 1982. **28**(1): p. 1-14.
24. Moharam, M.G. and T.K. Gaylord, *Diffraction analysis of dielectric surface-relief gratings*. J. Opt. Soc. Am., 1982. **72**(10): p. 1385-1392.
25. Moharam, M.G. and T.K. Gaylord, *Comments on analyses of reflection gratings*. J. Opt. Soc. Am., 1983. **73**(3): p. 399-401.
26. Glytsis, E.N. and T.K. Gaylord, *Rigorous three-dimensional coupled-wave diffraction analysis of single and cascaded anisotropic gratings*. J. Opt. Soc. Am. A, 1987. **4**(11): p. 2061-2080.
27. Glytsis, E.N. and T.K. Gaylord, *Rigorous 3-D coupled wave diffraction analysis of multiple superposed gratings in anisotropic media*. Appl. Opt., 1989. **28**(12): p. 2401-2421.
28. Glytsis, E.N. and T.K. Gaylord, *Three-dimensional (vector) rigorous coupled-wave analysis of anisotropic grating diffraction*. J. Opt. Soc. Am. A, 1990. **7**(8): p. 1399-1420.
29. Hong, J.H., et al., *Diffraction efficiency of strong volume holograms*. Opt. Lett., 1990. **15**(6): p. 344-346.
30. Moharam, M.G., et al., *Formulation for stable and efficient implementation of the rigorous coupled-wave analysis of binary gratings*. J. Opt. Soc. Am. A, 1995. **12**(5): p. 1068-1076.

31. Moharam, M.G., et al., *Stable implementation of the rigorous coupled-wave analysis for surface-relief gratings: enhanced transmittance matrix approach*. J. Opt. Soc. Am. A, 1995. **12**(5): p. 1077-1086.
32. Peng, S. and G.M. Morris, *Efficient implementation of rigorous coupled-wave analysis for surface-relief gratings*. J. Opt. Soc. Am. A, 1995. **12**(5): p. 1087-1096.
33. Lalanne, P. and G.M. Morris, *Highly improved convergence of the coupled-wave method for TM polarization*. J. Opt. Soc. Am. A, 1996. **13**(4): p. 779-784.
34. Schmitz, M., R. Bräuer, and O. Bryngdahl, *Comment on numerical stability of rigorous differential methods of diffraction*. Optics Communications, 1996. **124**(1-2): p. 1-8.
35. Cornet, P., J. Chandezon, and C. Faure, *Conical diffraction of a plane wave by an inclined parallel-plate grating*. J. Opt. Soc. Am. A, 1997. **14**(2): p. 437-449.
36. Kamiya, N., *Rigorous Coupled-Wave Analysis for Practical Planar Dielectric Gratings: 1. Thickness-Changed Holograms and Some Characteristics of Diffraction Efficiency*. Appl. Opt., 1998. **37**(25): p. 5843-5853.
37. Nonaka, K., *Off-Bragg Analysis of the Diffraction Efficiency of Reflection Photorefractive Holograms*. Appl. Opt., 1998. **37**(15): p. 3215-3221.
38. Lee, W. and F.L. Degertekin, *Rigorous Coupled-Wave Analysis of Multilayered Grating Structures*. J. Lightwave Technol., 2004. **22**(10): p. 2359.
39. Momeni, B. and B. Rashidian, *Improved coupled wave analysis of two-dimensional planar multiple gratings*. Antennas and Propagation, IEEE Transactions on, 2004. **52**(1): p. 165-171.
40. Hench, J. and Z. Strakos, *The RCWA method - A case study with open questions and perspectives of algebraic computations*. Electronic Transactions on Numerical Analysis, 2008. **31**: p. 331-357.
41. Gaylord, T.K. and M.G. Moharam, *Analysis and Applications of Optical Diffraction by Gratings*. Proceedings of the IEEE, 1985. **73**(5): p. 894-937.
42. Chateau, N., J.C. Saget, and P. Chavel, *Diffraction analysis and experimental investigation of reflection-free holographic phase gratings*. Pure and Applied Optics: Journal of the European Optical Society Part A, 1993. **2**(4): p. 299.
43. Petit, R. and L.C. Botten, *Electromagnetic theory of gratings*. 1980: Springer-Verlag.
44. Maystre, D., *Rigorous Vector Theories of Diffraction Gratings*, in *Progress in Optics*, E. Wolf, Editor. 1984, Elsevier. p. 1-67.
45. Neviere, M., R. Petit, and M. Cadilhac, *About the theory of optical grating coupler-waveguide systems*. Optics Communications, 1973. **8**(2): p. 113-117.
46. Klein, W.R. and B.D. Cook, *Unified Approach to Ultrasonic Light Diffraction*. Sonics and Ultrasonics, IEEE Transactions on, 1967. **14**(3): p. 123-134.
47. Moharam, M.G. and L. Young, *Criterion for Bragg and Raman-Nath diffraction regimes*. Appl. Opt., 1978. **17**(11): p. 1757-1759.
48. Raman, C.V. and N. Nath, *The diffraction of light by high frequency sound waves: Part I*. Proc. Indian Acad. Sci., 1936. **4**: p. 222.
49. Lalanne, P., *Improved formulation of the coupled-wave method for two-dimensional gratings*. J. Opt. Soc. Am. A, 1997. **14**(7): p. 1592-1598.
50. Luo, Y., et al., *Simulations and experiments of aperiodic and multiplexed gratings in volume holographic imaging systems*. Opt. Express, 2010. **18**(18): p. 19273-19285.

51. Wissmann, P., S.B. Oh, and G. Barbastathis, *Simulation and optimization of volume holographic imaging systems in Zemax®*. Opt. Express, 2008. **16**(10): p. 7516-7524.
52. Bjelkhagen, H.I., *Silver-halide recording materials: for holography and their processing*. 1993: Springer-Verlag.
53. Chang, B.J. and C.D. Leonard, *Dichromated gelatin for the fabrication of holographic optical elements*. Appl. Opt., 1979. **18**(14): p. 2407-2417.
54. Boj, P.G., J. Crespo, and J.A. Quintana, *Broadband reflection holograms in dichromated gelatin*. Appl. Opt., 1992. **31**(17): p. 3302-3305.
55. Bjelkhagen, H.I., *Silver-Halide Recording Materials: For Holography and Their Processing*. 1995: Springer.
56. Šmíd, P., H. Hiklová, and J. Keprt, *Dichromated gelatin and its importance for optical hologram recording*. Czechoslovak Journal of Physics, 2004. **54**(12): p. 1461-1472.
57. Stojanoff, C.G. *The effects of the film manufacturing techniques, of the exposure procedures and of the development and post-treatment thermochemical processes on the holographic properties of HOEs in DCG*. 2006: SPIE.
58. Weiser, M.-S., et al., *Self-Processing, Diffusion-Based Photopolymers for Holographic Applications*. Macromolecular Symposia, 2010. **296**(1): p. 133-137.

CHAPITRE D.

Validation expérimentale des résultats théoriques

1. Introduction

Nous avons défini dans le chapitre B la structure d'un système de visualisation en réalité augmentée. Ce système permet de créer une image virtuelle de façon séquentielle en déplaçant un point image virtuel dans le champ de vision de l'utilisateur. Le système optique est composé :

- d'une optique mélangeuse diffractive dont on a déterminé la FTP pour obtenir le plus grand champ de vision ($18^\circ \times 18^\circ$) en respectant les contraintes géométriques,
- d'un élément de phase pure dynamique permettant de réaliser une correction dynamique des aberrations du point image virtuel en fonction de sa position dans le champ de vision.

Nous avons présenté dans le chapitre C l'étude théorique des performances du système de visualisation. Nous avons montré qu'il est possible de corriger les aberrations du point image virtuel quelle que soit sa position dans le champ de vision. La correction est décrite par une fonction polynomiale dont les coefficients sont adaptés à la position du point virtuel. Nous avons également discuté l'efficacité de diffraction de l'optique mélangeuse pour déterminer si le point image est affiché avec suffisamment d'intensité sur l'ensemble du champ de vision. Ceci est théoriquement possible mais pour des valeurs de modulation d'indice que ne permettent pas d'atteindre les matériaux d'enregistrement holographique actuels. Nous avons montré que les caractéristiques de ces matériaux impliquent une diminution du champ de vision utile dans des proportions plus ou moins importantes.

Nous proposons maintenant de développer dans le chapitre D les travaux expérimentaux que nous avons menés pour valider les résultats théoriques concernant la compensation des aberrations. Nous présentons dans un premier temps les travaux menés sur chaque élément du système optique avec :

- la fabrication de l'optique mélangeuse diffractive par un enregistrement holographique analogique,
- l'obtention d'une modulation de phase au moins égale à 2π avec un afficheur à cristaux liquides nématiques twistés.

Nous présentons ensuite la caractérisation expérimentale :

- des aberrations introduites par l'optique mélangeuse,
- de la correction des aberrations en utilisant les fonctions de correction calculées analytiquement.

2. Fabrication de l'optique mélangeuse diffractive

On s'intéresse ici aux travaux préliminaires concernant la fabrication de l'optique mélangeuse diffractive.

2.1. Introduction

Nous avons choisi de réaliser l'optique mélangeuse par un enregistrement holographique. De façon générale un hologramme est obtenu par interférence :

- d'un faisceau de référence d'amplitude complexe $R = A_R \exp(i\varphi_R)$,
- d'un faisceau objet d'amplitude complexe $O = A_O \exp(i\varphi_O)$.

Les grandeurs A_R , φ_R , A_O et φ_O représentent respectivement l'amplitude réelle et la phase du faisceau référence, l'amplitude réelle et la phase du faisceau objet. L'intensité H de la figure d'interférence est décrite de façon idéale par la relation [1]:

$$\begin{aligned} H &= (R + O)(R + O)^* = |R + O|^2 \\ &= A_R^2 + A_O^2 + 2A_R A_O \cos(\varphi_O - \varphi_R). \end{aligned} \tag{D.1}$$

Cette relation permet de faire apparaître la fonction de phase $\varphi_O - \varphi_R$ que l'on souhaite enregistrer dans le matériau photosensible. La distribution d'intensité sinusoïdale H est convertie en une modulation d'amplitude et/ou de phase selon le type de matériau et le développement utilisé. La réponse énergétique des matériaux d'enregistrement par rapport à l'énergie lumineuse qu'ils reçoivent n'est pas nécessairement linéaire. L'utilisation de courbes HD (Hurter et Driffield) permet d'ajuster correctement les amplitudes A_R et A_O pour obtenir une conversion linéaire de la modulation d'intensité en une modulation d'amplitude ou de phase. Ces notions sont présentées en détails dans les ouvrages spécialisés [2-4].

Nous présentons ici :

- le montage mis en place pour enregistrer la fonction de phase de notre optique mélangeuse,
- la présence d'hologrammes parasites et la façon avec laquelle nous les avons éliminés,
- les différents types de matériaux photosensibles que nous avons utilisés,

- les paramètres d'enregistrement qui nous ont permis d'obtenir notre meilleur hologramme.

2.2. Montage d'enregistrement holographique

Dans notre cas, les deux faisceaux sont situés de part et d'autre de la plaque photosensible puisque l'on souhaite créer un élément en réflexion. L'onde plane référence éclaire la plaque photosensible sous une incidence $\theta_R = 50^\circ$ tandis que l'onde sphérique objet éclaire la plaque sous une incidence de 25° , le point source étant situé à une distance d'environ un mètre.

La Figure D.1 présente le montage d'enregistrement holographique analogique de l'optique mélangeuse diffractive. On utilise un laser à argon ionisé²³ émettant un faisceau ayant les caractéristiques suivantes :

- longueur d'onde $\lambda = 514,5$ nm,
- mode transverse fondamental,
- polarisation rectiligne verticale par rapport à la table optique.

Un isolateur optique de Faraday²⁴ (IOF) est placé sur le chemin du faisceau laser pour éliminer les instabilités dues aux retours de faisceaux dans la cavité laser. Une lame demi-onde et un polariseur sont placés en sortie de l'IOF pour pouvoir ajuster l'état de polarisation des faisceaux. Un cube séparateur non polarisant²⁵ (CSNP) permet de séparer le faisceau laser en deux bras, l'un permettant de créer le faisceau référence plan et l'autre le faisceau objet sphérique. Des filtres spatiaux (FS) sont placés dans chaque bras pour nettoyer le faisceau laser. Le FS du bras objet permet de créer le point source de l'onde sphérique objet. Une lentille de collimation (LC) de focale $f_{LC} = 310$ mm et de diamètre $\varnothing = 63$ mm est utilisée pour créer le faisceau référence plan. Le support d'enregistrement holographique (SEH) est positionné dans la zone d'interférence des deux faisceaux. Nous avons également utilisé une cuve à indice (CI) pour éliminer les hologrammes parasites dus aux interférences des faisceaux réfléchis sur les parois internes du SEH.

Ces hologrammes parasites ont été l'une de nos principales sources de difficultés pour obtenir un hologramme de qualité. Nous présentons maintenant leur origine et la façon avec laquelle nous les avons éliminés.

²³ Coherent INNOVA 300, <http://www.coherent.com/products/?356/Innova-300>

²⁴ Newport ISO-04-532-MP : http://search.newport.com/?q=*&x2=sku&q2=ISO-04-532-MP

²⁵ Newport 05BC16NP.2 : <http://search.newport.com/?q=05BC16NP.2%20>

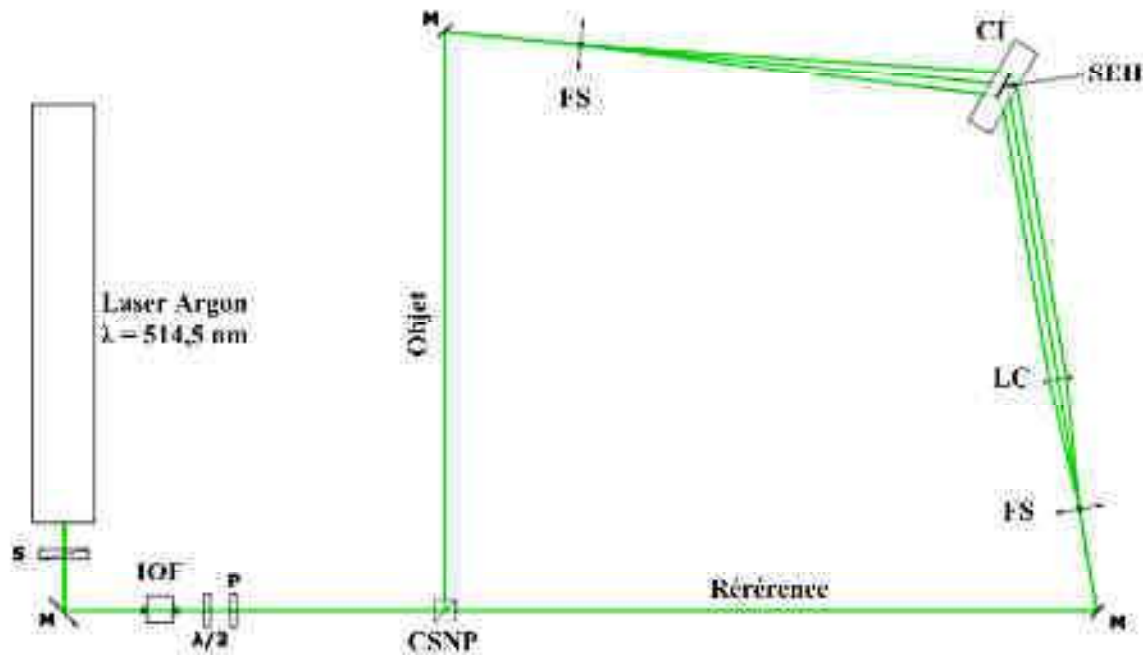


Figure D.1 : Illustration du montage d'enregistrement holographique de la FTP de l'optique mélangeuse. S : Shutter électronique. M : Miroir. IOF : Isolateur Optique de Faraday. $\lambda/2$: lame demi-onde. P : Polariseur. CSNP : Cube séparateur non polarisant. FS : Filtre spatial. LC : Lentille de collimation. SEH : Support d'enregistrement holographique. CI : Cuve à indice.

2.3. Hologrammes parasites

Origine et description

La relation (D.1) décrit une distribution d'intensité « idéale » de la figure d'interférence en prenant en compte uniquement la superposition du faisceau référence et du faisceau objet. La plaque photosensible utilisée pour enregistrer l'hologramme possède un indice de réfraction n_M différent de l'air. Les faisceaux référence et objet sont donc partiellement réfléchis aux interfaces entre la plaque photosensible et l'air et modifient donc la figure d'interférence. Ces réflexions partielles sont quantifiables par les coefficients de Fresnel [3]. Avec notre configuration d'enregistrement, les coefficients de réflexions sont inférieurs à 10%, on peut donc considérer que seules la première réflexion partielle $R' = A_{R'} \exp(i\varphi_{R'})$ du faisceau référence R et la première réflexion partielle $O' = A_{O'} \exp(i\varphi_{O'})$ O' du faisceau objet O perturbent la figure d'interférence. La relation (D.1) devient alors :

$$\begin{aligned}
H &= (R+O+R'+O')(R+O+R'+O')^* = |R+O+R'+O'|^2 \\
&= A_R^2 + A_O^2 + 2A_R A_O \cos(\varphi_O - \varphi_R) \\
&\quad + A_{R'}^2 + A_{O'}^2 + 2A_{R'} A_{O'} \cos(\varphi_{O'} - \varphi_{R'}) + 2A_R A_{O'} \cos(\varphi_{O'} - \varphi_R) \\
&\quad + 2A_{R'} A_O \cos(\varphi_{R'} - \varphi_R) + 2A_O A_{O'} \cos(\varphi_{O'} - \varphi_O) + 2A_{R'} A_{O'} \cos(\varphi_{O'} - \varphi_{R'}).
\end{aligned}
\tag{D.2}$$

Les nouveaux termes par rapport à la relation (D.1) seront enregistrés dans le milieu photosensible sous forme d'hologrammes parasites (Figure D.2). La Table D.1 résume la catégorie (réflexion / transmission) et les fréquences spatiales associées aux différents hologrammes enregistrés dans le milieu photosensible avec notre géométrie.

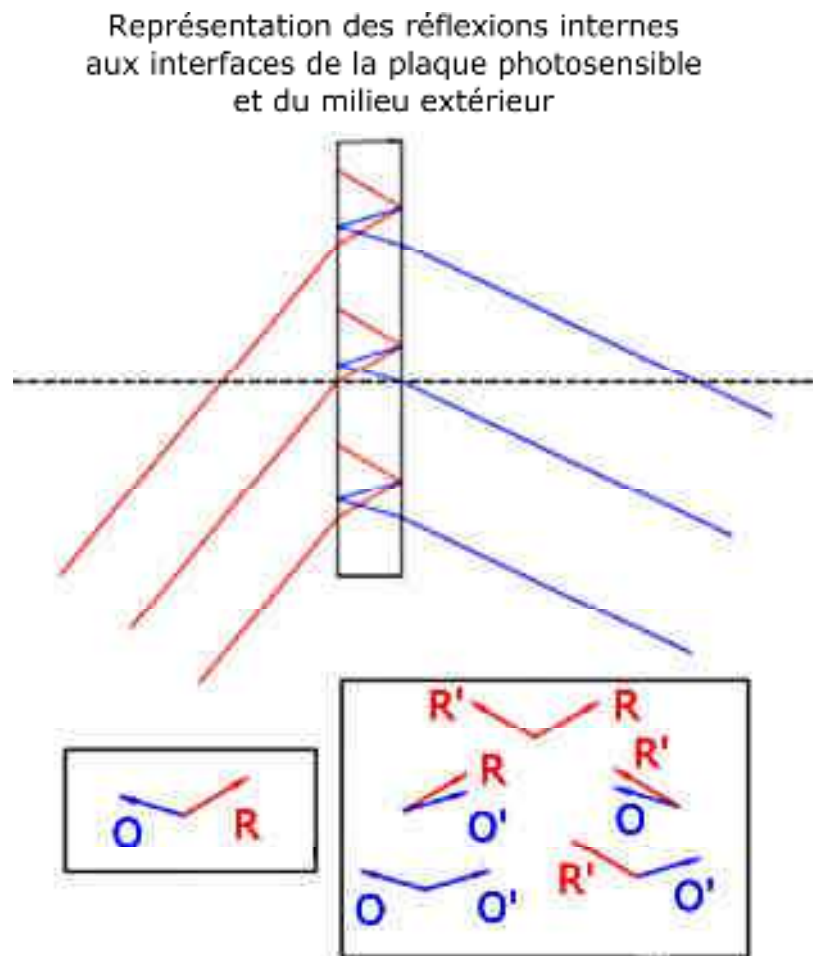


Figure D.2 : Hologramme principal et hologrammes parasites enregistrés par le support photosensible.

	Principal	Parasites				
Hologramme	RO	RO'	R'O	RR'	OO'	R'O'
Type	Réflexion	Transmission	Transmission	Réflexion	Réflexion	Réflexion
Fréquences spatiales (l/mm)	~5400	~730	~730	~5000	~5600	~5400

Table D.1 : Description des caractéristiques de l'hologramme principal et des hologrammes parasites enregistrés dans le milieu en prenant en compte notre configuration géométrique.

Techniques d'élimination des hologrammes parasites

Les hologrammes parasites dégradent à la fois la qualité du faisceau diffracté et son efficacité de diffraction, il est donc nécessaire de les éliminer. Plusieurs solutions ont été développées et sont proposées dans la littérature. On distingue :

- les solutions qui consistent à déplacer la zone d'interférences parasites hors de la zone photosensible [5, 6],
- les solutions qui consistent à rendre impossible l'interférence parasite en faisant en sorte que le chemin optique des faisceaux réfléchis soit inférieur à la longueur de cohérence du laser [7],
- les solutions qui consistent à brouiller les franges d'interférence parasites en perturbant le chemin optique des faisceaux [8, 9],
- enfin lorsque la géométrie le permet, il est possible d'exploiter l'angle de Brewster $\theta_{BWR} = \tan^{-1}\left(\frac{n_2}{n_1}\right)$ pour lequel le coefficient de réflexion est annulé en lorsqu'on utilise une onde incidente en polarisation TM.

On remarque que dans notre cas l'incidence de l'onde plane de référence (50°) est proche de l'angle de Brewster ($\approx 56,3^\circ$), il est donc intéressant de travailler en polarisation TM pour minimiser la réflexion de l'onde référence aux interfaces. Ceci est néanmoins en contradiction avec les résultats théoriques concernant l'efficacité de diffraction selon lesquels il est plus intéressant de travailler en polarisation TE pour obtenir une meilleure efficacité de diffraction. L'objectif étant ici de valider les concepts théoriques et non pas d'optimiser le système de visualisation, on préfère utiliser une polarisation TM pour favoriser la minimisation l'influence des hologrammes parasites.

Les deuxième et troisième solutions sont a priori les plus efficaces. Elles sont néanmoins techniquement contraignantes et coûteuses à mettre en place ce qui les rend peu adaptées à ce travail de thèse.

Nous avons donc choisi de mettre en place la première solution. Cette solution est mise en œuvre en utilisant une cuve à indice remplie d'un liquide d'ajustement d'indice.

Cuve à indice et liquide d'ajustement d'indice

La Figure D.3 illustre l'intérêt d'utiliser une cuve remplie par un liquide d'ajustement d'indice. Le support d'enregistrement est placé au centre de la cuve et baigne dans un milieu ayant un indice de réfraction quasi similaire. Le liquide d'ajustement permet ainsi de minimiser les réflexions à l'interface du milieu photosensible avec le milieu d'ajustement. Ceci permet d'augmenter les distances parcourues par les faisceaux avant qu'ils ne soient réfléchis sur les interfaces entre la plaque de verre de la cuve et le milieu extérieur. Cette augmentation des distances permet de déplacer latéralement les zones d'interférences parasites par rapport à la zone d'enregistrement et donc de les éliminer.

Nous avons utilisé dans notre cas une cuve épaisse de 61,5 mm. Le support d'enregistrement est placé au centre. La distance entre chaque face de la cuve et la face du support d'enregistrement est alors d'environ 30 mm. Cette géométrie et les angles de nos faisceaux ne permettent pas de déplacer suffisamment les faisceaux réfléchis. Les hologrammes que nous avons enregistrés avec la cuve à indice présentent donc plusieurs zones successives latéralement. L'une d'entre elle est débarrassée des hologrammes parasites et ne contient que la figure d'interférence de l'onde référence et de l'onde objet.

Nous veillerons à utiliser cette zone lorsque l'on caractérisera la forme des aberrations.

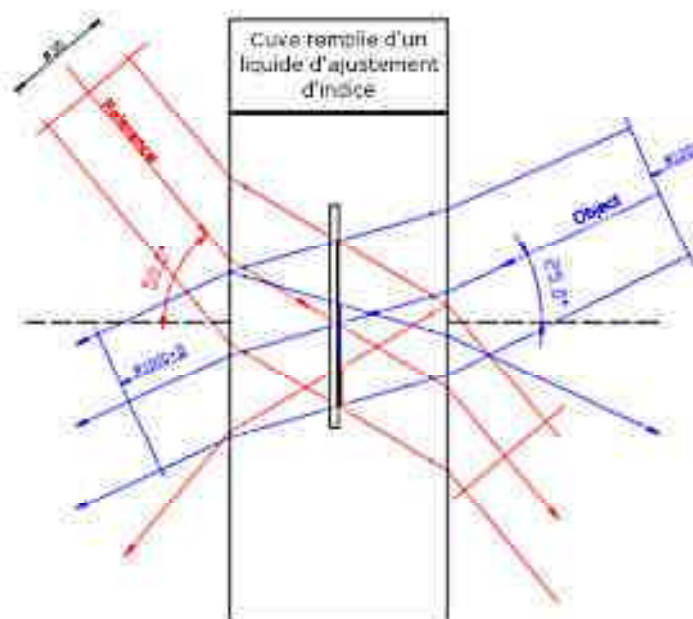


Figure D.3 : Illustration de la séparation des hologrammes parasites dans une cuve à indice remplie d'un liquide d'ajustement.

Le liquide d'ajustement que nous avons principalement utilisé est l'O-Xylène. Ce fluide présente un indice de réfraction $n_{\text{OXYl}} = 1,5054$. De plus sa viscosité est faible ce qui permet d'obtenir une stabilisation relativement rapide (quelques minutes). Enfin, il ne nécessite pas de solvant pour être éliminé de la plaque en raison de sa forte volatilité. En revanche, ce produit est hautement toxique et inflammable, il doit donc être manipulé avec précaution en respectant certaines règles de sécurité²⁶.

Nous avons également utilisé du glycerol (glycerine) en raison de son indice de réfraction $n_{\text{Gly}} = 1,4722$ et de sa non toxicité. La viscosité importante de ce fluide empêche son utilisation dans la cuve à indice. En effet, des bulles d'air et des stries se forment à l'intérieur du fluide ce qui détériore la qualité des faisceaux.

2.4. Matériaux d'enregistrement utilisés

Les paramètres importants des matériaux photosensibles sont la sensibilité spectrale à la longueur d'onde d'enregistrement, la dimension des grains du milieu, l'épaisseur et la modulation d'indice qu'il est possible d'atteindre.

La sensibilité spectrale est l'énergie nécessaire pour imprimer la figure d'interférence lumineuse dans le milieu. Plus la sensibilité est élevée, plus le temps d'exposition de la figure d'interférence sur le milieu est court. Ceci est souhaitable pour éviter les fluctuations de phase²⁷ pouvant brouiller la figure d'interférence. La dimension des grains du milieu permet de définir la résolution maximale qu'il est possible d'enregistrer dans l'hologramme. L'épaisseur et la modulation d'indice définissent l'efficacité de diffraction maximale qu'il est possible d'atteindre.

Il existe une grande variété de matériaux (plaques argentiques, gélatine bichromatée, matériaux photopolymères, matériaux photorésistants, matériaux photoréfractifs), chacun présentant ses avantages et inconvénients [2, 4].

Nous avons utilisés dans ce travail trois types de matériaux photosensibles fabriqués par la société Slavich²⁸ :

- les plaques argentiques VRP-M,
- les plaques argentiques PFG-03C,
- les plaques de gélatine bichromatée PFG-04.

La Table D.2 présente les caractéristiques de ces différentes plaques [10].

²⁶ INRS, Fiche toxicologique n°77, édition 2004.

²⁷ Les fluctuations de phase peuvent avoir de nombreuses origines (instabilités de la phase du laser, vibrations extérieures, modification des conditions ambiantes...).

²⁸ <http://www.slavich.com/>

Caractéristiques	VRP-M	PFG-04	PFG-03C
Sensibilité @514.5nm	20-30μJ	250mJ	2-3mJ
Dimension des grains	40nm	8nm	8nm
Résolution	~3000 lp/mm	>5000 lp/mm	>5000 lp/mm
Efficacité de diffraction possible	45%	75%	45%
Réactivité au Glycerol	Non Testé	Oui	Non
Reactivité à l'O-xylene	Non Testé	Oui	Non

Table D.2 : Caractéristiques des matériaux photosensibles utilisés (* d'après [10]). La réactivité avec les liquides d'ajustement ont été observées directement.

Bien que les plaques VRP-M aient la meilleure sensibilité, il n'est pas intéressant de les utiliser puisque que la résolution est insuffisante pour enregistrer la fonction de phase de l'optique mélangeuse²⁹.

La gélatine bichromatée est un matériau photosensible extrêmement utilisé et étudié dans la littérature [11-19]. Les plaques PFG-04 de gélatine bichromatée sont a priori les plus intéressantes. En effet, la résolution maximale permet d'enregistrer sans difficulté la FTP que nous souhaitons utiliser et il est possible d'atteindre des efficacités de diffraction élevées (75%). Les plaques PFG-04 présentent néanmoins deux inconvénients. Leur sensibilité spectrale est faible ce qui implique des temps d'exposition longs pouvant être supérieurs à la minute. La stabilité du montage d'enregistrement est alors critique pour éviter les déplacements des franges d'interférences qui détériorent la qualité de l'hologramme. Le second inconvénient est plus problématique en raison de son irréversibilité. Nous avons pu observer, comme reporté dans [4], une incompatibilité des plaques avec les deux liquides d'ajustement d'indice à notre disposition. Nous avons pu observer la dégradation de la gélatine bichromatée lorsqu'on la plonge dans du glycerol ou de l'O-xylène. Nous avons donc abandonné l'utilisation des plaques PFG-04 étant donné que n'avons pas pu les utiliser dans la cuve à indice pour éliminer les hologrammes parasites.

Nous avons finalement utilisé les plaques PFG-03C étant donné qu'elles offrent une résolution aussi élevée que celle de la gélatine bichromatée sans être détériorées par le glycérol et l'O-xylene. On remarquera néanmoins que l'efficacité de diffraction maximale est moins haute que celle de la gélatine bichromatée.

²⁹ Elles nous ont néanmoins été utiles pour observer les hologrammes parasites en transmission.

2.5. Paramètres d'enregistrement utilisés

Nous avons obtenus nos meilleurs enregistrements avec les plaques de type PFG-03C. Le format des plaques est de 63mm².

Pour chaque enregistrement, la plaque est placée au centre de la cuve à indice remplie d'O-xylene. La puissance des faisceaux objet et référence est réglée à l'aide d'atténuateurs optiques et le temps d'exposition est réglé grâce à un obturateur programmable. Un délai de cinq minutes est programmé avant d'ouvrir l'obturateur pour que le liquide d'ajustement de la cuve à indice se stabilise et pour que les déplacements d'air s'annulent.

Une fois la plaque exposée, on réalise le développement en suivant la procédure de indiquée dans [2].

Notre objectif initial était d'étudier l'influence sur l'efficacité de diffraction de l'hologramme des différents paramètres d'enregistrement suivants :

- le rapport de puissance entre le faisceau référence et le faisceau objet,
- le temps d'exposition.

Nous avons ainsi réalisé une série d'enregistrement en faisant varier ces paramètres. Malheureusement, la qualité des enregistrements obtenus s'est avérée inégale et nous n'avons pas réussi à mettre en évidence l'influence des paramètres d'enregistrement.

Ceci s'explique probablement par le non contrôle des conditions de développement. En effet, nous n'avons pas suffisamment contrôlé la température et la durée de chacun des bains dans lequel la plaque a été plongée. Le développement consiste en une succession de transformations chimiques de la plaque exposée pour inscrire la fonction optique enregistrée. Ces transformations chimiques modifient la structure de l'hologramme et peuvent également provoquer des déformations de la structure de l'hologramme (gonflement, inclinaison...), ce qui implique une diminution de la qualité finale de l'hologramme. De nombreux articles abordent la question des déformations de l'hologramme et leur influence sur la qualité de la restitution [19-27].

Un travail rigoureux d'optimisation de l'hologramme dépassant l'objectif du travail de thèse, nous nous sommes contentés de travailler par la suite avec l'élément optique pour lequel nous avons obtenu la meilleure efficacité de diffraction. Celui a été obtenu en utilisant les paramètres d'enregistrement suivants :

- puissance du faisceau référence : 400μW,
- puissance du faisceau objet : 200μW,
- temps d'exposition : 11,5 s.

Nous nous intéressons maintenant aux travaux concernant l'obtention d'une modulation de phase au moins égale à 2π avec un modulateur spatial de lumière pour pouvoir réaliser l'élément de correction.

3. Élément de correction : obtention du comportement en modulation de phase (2π)

Nous avons utilisé un SLM à cristaux liquides pour réaliser l'élément de correction dynamique. Comme nous l'avons présenté dans le chapitre A, les SLM à cristaux liquides sont des éléments dynamiques avec lesquels il est possible de créer une modulation d'amplitude et/ou de phase. Cette modulation est possible en appliquant une tension aux cellules (pixels) du SLM à cristaux liquides. Généralement, on ne travaille pas directement avec cette tension mais avec le niveau de gris qui y est associé, celui-ci variant la plupart du temps entre 0 et 255.

Le SLM à cristaux liquides avec lequel nous avons principalement travaillé est un modèle LC2002 de la société Holoeye³⁰. Il fonctionne en transmission et utilise des cristaux liquides nématiques twistés. Cette catégorie de cristaux liquides implique un couplage de la modulation d'amplitude et de la modulation de phase [28]. Nous souhaitons dans notre cas obtenir un élément de correction à modulation de phase pure. On souhaite que cette modulation de phase soit au moins égale à 2π pour pouvoir réaliser la compensation des aberrations, la phase étant définie à 2π près.

Un important travail préliminaire a ainsi dû être mené pour obtenir le comportement en modulation de phase du LC2002. Nous présentons ici les différentes étapes nécessaires pour obtenir ce comportement en modulation de phase.

3.1. Présentation de la démarche de caractérisation du SLM à cristaux liquides

L'objectif est ici de trouver une configuration qui nous permet d'obtenir un comportement en modulation de phase pur au moins égal à 2π .

³⁰ http://www.holoeye.com/download_daten/Spatial_Light_Modulator_LC_2002.pdf

L'utilisation d'éléments polarisants permet d'ajuster les modulations de phase et d'amplitude [29-33]. Certains réglages particuliers permettent même d'atteindre une modulation de phase pure ou une modulation d'amplitude pure.

Ces comportements sont prédictibles à l'aide d'une description théorique utilisant le formalisme de Jones. La description théorique des montages suivants est présentée dans l'annexe B :

- Montage n°1 : Polariseur (θ_1) / SLM / Analyseur (θ_2),
- Montage n°2 : Polariseur (θ_1) / lame quart d'onde (η_1) / SLM / Analyseur (θ_2),
- Montage n°3 : Polariseur (θ_1) / SLM / lame quart d'onde (η_2) / Analyseur (θ_2),
- Montage n°4 : Polariseur (θ_1) / lame quart d'onde (η_1) / SLM / lame quart d'onde (η_2) / Analyseur (θ_2),

On peut montrer qu'il est possible d'écrire sous une forme générale le vecteur de Jones en sortie de chacun de ces montages :

$$\begin{bmatrix} E_X^{OUT} \\ E_Y^{OUT} \end{bmatrix} = c e^{-i(\beta+\phi_0)} (\cos(\theta_1)E_X + \sin(\theta_1)E_Y) T \begin{bmatrix} \cos(\theta_2) \\ \sin(\theta_2) \end{bmatrix}, \quad (D.3)$$

où $\begin{bmatrix} E_X \\ E_Y \end{bmatrix}$ représente le vecteur de Jones avant le premier polariseur, c une constante

associée à chaque montage et T représente une fonction qui dépend des angles des différents éléments polarisants et des paramètres physiques de la cellule à cristaux liquides :

- l'angle de rotation ou angle de twist α_T des cristaux liquides entre le plan d'entrée du SLM et le plan de sortie du SLM,
- la direction moléculaire ψ_D des cristaux liquides qui représente l'angle dans le plan d'entrée entre l'axe de la molécule et l'axe horizontal,
- la biréfringence β_{SLM} .

Parmi ces paramètres, l'angle de twist et la direction moléculaire sont indépendants du niveau de gris tandis que la biréfringence varie en fonction du niveau de gris. Il existe plusieurs modélisations possibles du comportement d'une cellule LCD selon que l'on prend en compte ou non les effets de bords [30, 34]. Cette distinction est abordée dans la partie Annexe B. Nous avons utilisé le modèle prenant en compte les effets de bords car celui-ci est plus précis. Dans ce cas, la biréfringence β_{SLM} est la somme d'une biréfringence centrale β_{SLM_C} et d'une biréfringence sur les bords β_{SLM_B} . Les valeurs de ces deux biréfringences varient en fonction du niveau de gris.

L'intensité transmise (normalisée) en sortie du montage et le déphasage qu'il introduit sont donnés par les relations suivantes :

$$\begin{aligned} I &= |cT|^2, \\ \phi &= \beta_{SLM} - \arg(T). \end{aligned} \tag{D.4}$$

Nous n'avons pas pu utiliser directement ces modèles théoriques pour prévoir les modulations de phase et d'amplitude dans la mesure où les paramètres caractéristiques du LC2002 ne sont pas donnés par le constructeur.

Il nous a donc été nécessaire de caractériser expérimentalement les paramètres physiques du SLM pour pouvoir faire une prédiction théorique des configurations recherchées. Nous avons utilisé plusieurs articles proposant des méthodes de caractérisation expérimentale [30-32, 35].

Le plan de travail que nous avons suivi pour la caractérisation et l'obtention du fonctionnement en modulation de phase du SLM à cristaux liquides est le suivant :

- on caractérise expérimentalement les paramètres du SLM indépendants de la tension qui lui est appliqué (angle de twist, direction moléculaire, biréfringence maximale),
- on caractérise expérimentalement les paramètres du SLM dépendants de la tension qui lui est appliquée (biréfringence),
- on recherche à l'aide des modèles théoriques le nombre d'éléments polarisants et leurs réglages pour obtenir une modulation phase pure au moins égale à 2π ,
- on valide expérimentalement les configurations retenues.

3.2. Caractérisation des paramètres physiques du SLM Holoeye LC2002

La caractérisation des paramètres physiques se fait selon la procédure expérimentale présentée dans [32, 36]. Cette caractérisation est effectuée en utilisant le montage n°1 et est divisée en deux étapes :

- On réalise dans un premier temps une série de mesures avec le LCD hors tension, ce qui permet de déterminer l'angle de twist, la direction moléculaire et la biréfringence hors tension.

- Une fois ces paramètres déterminés, on répète la procédure pour chaque niveau de gris pour déterminer la biréfringence associée à chaque niveau de gris.

L'idée est de réaliser différentes séries de mesures pour plusieurs configurations angulaires des deux polariseurs. Le modèle théorique est alors ajusté aux courbes expérimentales pour déterminer les paramètres physiques.

Caractérisation des paramètres indépendants de la tension

Dans cette partie, le SLM du montage n°1 est hors tension.

L'objectif ici est de déterminer l'angle de twist α_T , la direction moléculaire ψ_D et la biréfringence hors tension β_{LCD_OFF} . Cette biréfringence hors tension est également la biréfringence maximale du SLM [32].

La caractérisation de ces paramètres est obtenue en réalisant une série de mesures de l'intensité lumineuse I en sortie du montage avec les configurations suivantes pour le polariseur et l'analyseur :

- $\theta_1 = \theta_2$,
- $\theta_1 = -\theta_2$.

Il est nécessaire de réaliser la mesure en utilisant plusieurs longueurs d'onde pour trouver les solutions physiques [31, 36]. En effet, il apparaît plusieurs solutions mathématiques possibles lorsque l'on réalise l'ajustement des courbes théoriques avec les courbes expérimentales. La solution physique est commune aux différentes longueurs d'onde.

Nous avons réalisé les séries de mesures en faisant varier l'angle θ_1 de 0° à 360° par pas de 10° et en utilisant deux longueurs d'ondes différentes ($\lambda_V = 514,5$ nm obtenue avec le laser à argon ionisé et $\lambda_R = 632,8$ nm obtenue avec un laser Hélium néon). La Figure D.4 présente les courbes expérimentales et l'ajustement du modèle pour chaque longueur d'onde et pour les deux configurations de mesure. L'ajustement du modèle aux courbes expérimentales a été réalisé avec le Solver du logiciel Excel³¹.

L'ajustement des courbes ne permet pas de déterminer directement les paramètres physiques du SLM. L'ajustement permet de déterminer des paramètres intermédiaires qui dépendent des paramètres physiques recherchés. Le développement mathématique pour trouver les solutions du problème est détaillé dans [36]. L'ajustement du modèle aux courbes expérimentales et le développement mathématique permettent de déterminer pour chaque longueur d'onde douze triplets qui sont solutions mathématiques. Parmi l'ensemble de ces triplets, la solution physique est celle qui est commune aux différentes longueurs d'onde et pour laquelle la biréfringence est inversement proportionnelle à la longueur d'onde. La Figure D.5 illustre les différentes solutions mathématiques et permet de repérer la solution physique.

³¹ Celui-ci utilise la méthode des moindres carrés.

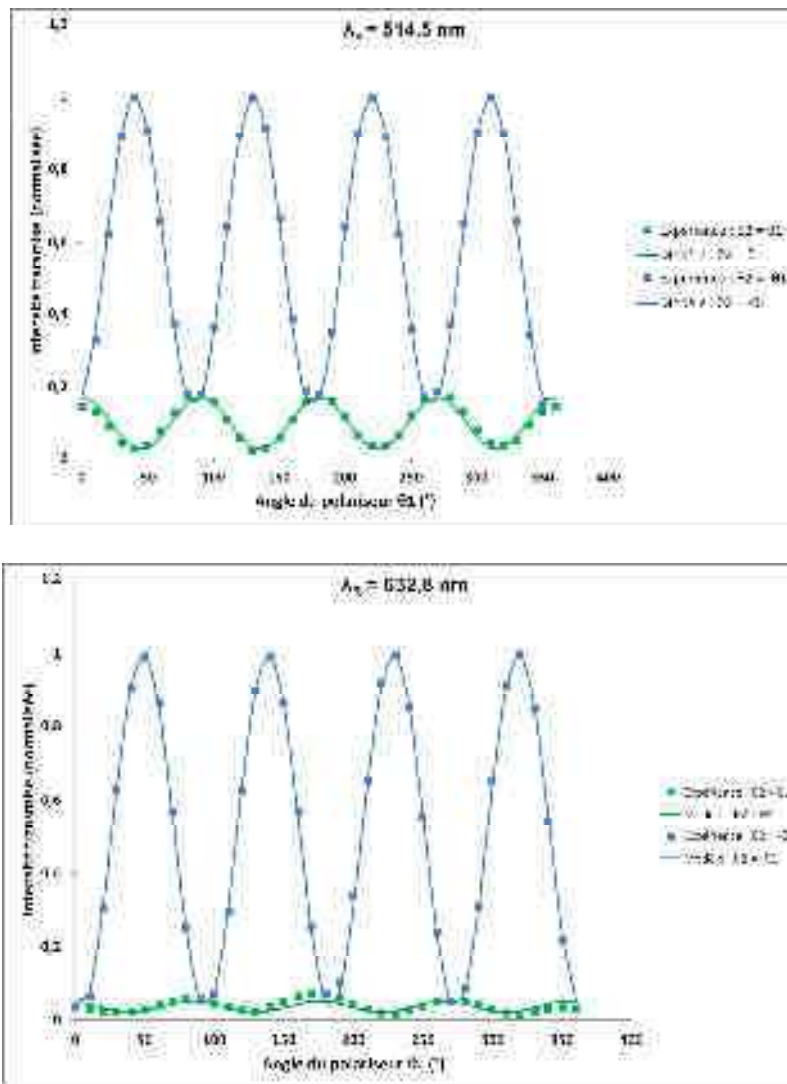


Figure D.4 : Ajustement des courbes théoriques aux mesures expérimentales de l'intensité transmise par le montage n°1 avec $\theta_1 = \theta_2$ et $\theta_1 = -\theta_2$. En haut : Mesure avec $\lambda = 514,5 \text{ nm}$. En bas : Mesure avec $\lambda = 632,8 \text{ nm}$.

Cette caractérisation nous permet de déduire que les paramètres physiques indépendants de la tension de notre LC2002 sont les suivants :

- $\alpha_T = 91,5^\circ \pm 2,8^\circ$,
- $\beta_{\text{LCD_OFF}}(514,5 \text{ nm}) = 183,0 \pm 0,7$ à $514,5 \text{ nm}$,
- $\beta_{\text{LCD_OFF}}(632,8 \text{ nm}) = 145,9 \pm 7,3$ à $632,8 \text{ nm}$,
- $\psi_D = -42,3^\circ \pm 2,6^\circ$.

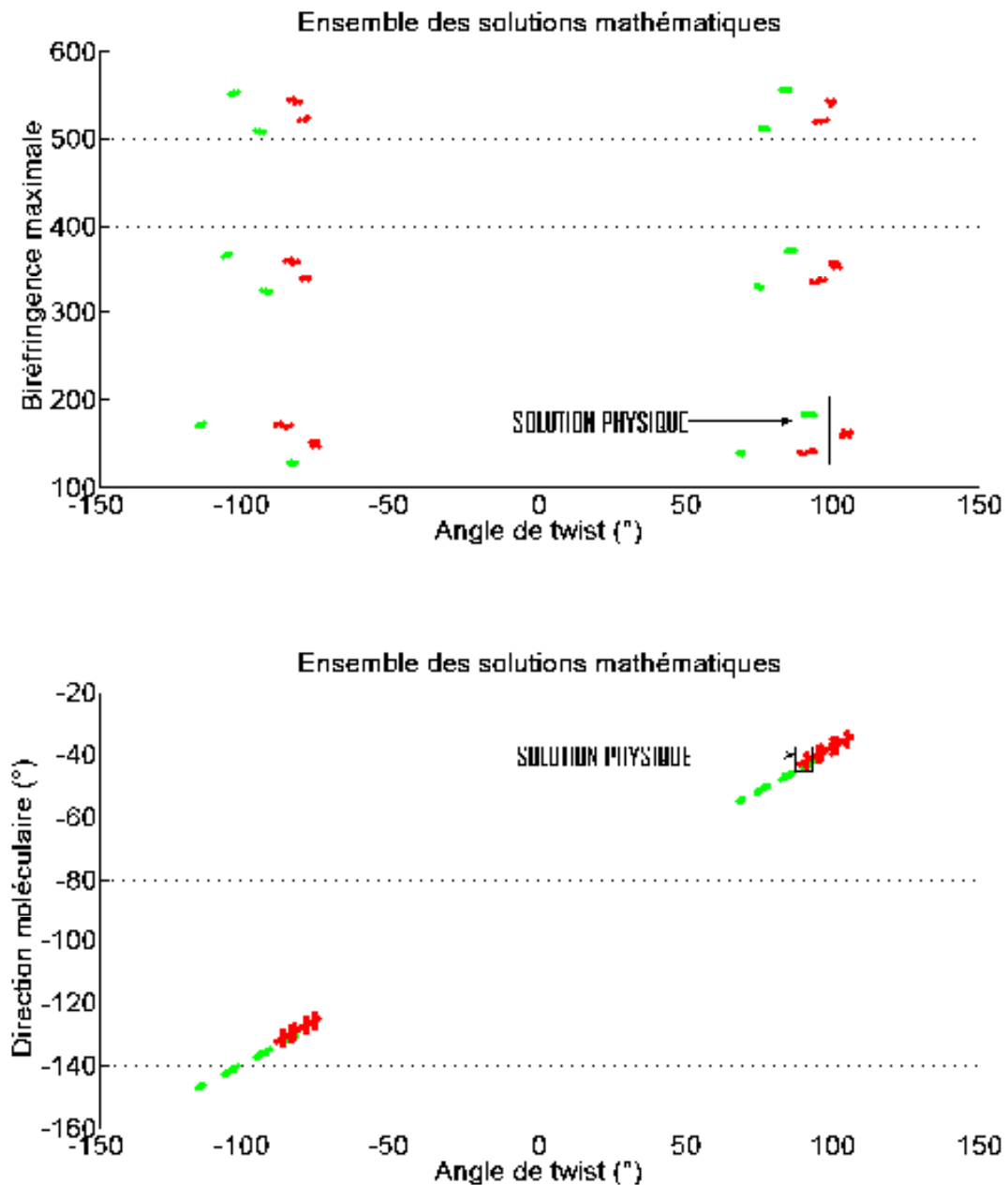


Figure D.5 : Ensemble des solutions mathématiques obtenues par l'ajustement du modèle aux courbes expérimentales. Les points verts correspondent aux solutions associées à $\lambda = 514,5 \text{ nm}$. Les points rouges correspondent aux solutions associées à $\lambda = 632,8 \text{ nm}$.

Caractérisation de la biréfringence en fonction de la tension appliquée au SLM.

Dans cette partie, le SLM du montage n°1 est mis sous tension.

L'objectif ici est de déterminer l'évolution de la biréfringence au centre β_{SLM_C} et de la biréfringence sur les bords β_{SLM_B} en fonction du niveau de gris de la cellule du SLM (et

donc de la tension appliquée). La connaissance de l'évolution de ces paramètres permet de calculer la biréfringence β_{SLM} et de déterminer les modulations d'intensité et de phase (D.4) en fonction du niveau de gris appliqué.

La caractérisation de ces paramètres est de nouveau obtenue en réalisant une série de mesures de l'intensité lumineuse I en sortie du montage avec les configurations suivantes pour le polariseur et l'analyseur :

- $\theta_1 = \theta_2$,
- $\theta_1 = -\theta_2$.

On effectue la mesure avec une seule longueur d'onde ($\lambda_v = 514,5 \text{ nm}$) en faisant varier θ_1 de 0° à 360° par pas de 10° . Le modèle est alors ajusté aux courbes expérimentales en utilisant les paramètres indépendants de la tension que nous avons précédemment caractérisés. L'ajustement des courbes permet de déterminer β_{SLM_C} et β_{SLM_B} .

Les mesures et l'ajustement sont effectués pour les différents niveaux de gris de la cellule entre 0 et 255 par pas de 5. La Figure D.6 représente l'évolution de β_{SLM_C} et β_{SLM_B} en fonction du niveau de gris.

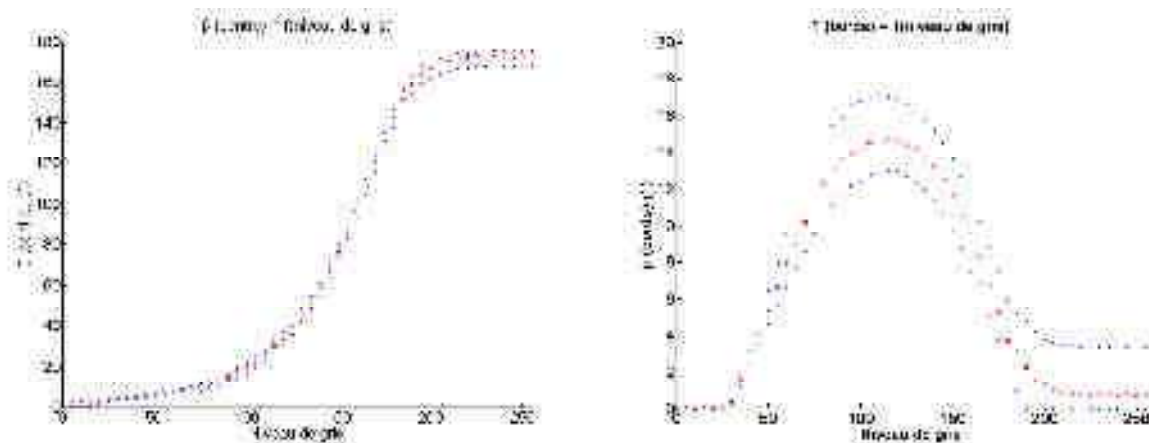


Figure D.6 : Evolution de la biréfringence en fonction du niveau de gris de la cellule LCD. En haut : Biréfringence centrale. En bas : Biréfringence sur les bords.

Nous venons de déterminer les paramètres physiques du SLM LC2002 à notre disposition. Nous pouvons maintenant utiliser le modèle théorique pour prédire le comportement en modulation d'amplitude et en modulation de phase.

3.3. Obtention du fonctionnement en modulation de phase

Prédiction théorique du comportement en modulation de phase et d'amplitude

La connaissance des paramètres du LC2002 nous permet maintenant de pouvoir utiliser les modèles théoriques pour prédire le comportement en modulation d'amplitude et en modulation de phase.

Nous souhaitons dans notre cas atteindre une modulation de phase pure au moins égale à 2π . Nous avons cherché à savoir si ce comportement peut être atteint avec au moins l'un des quatre montages présentés dans la partie 2.2.2.

Nous avons pour cela mis en place un script sous Matlab pour rechercher numériquement la configuration souhaitée. Nous avons calculé pour chaque montage la modulation d'amplitude et la modulation de phase en utilisant les relations (D.4) et en faisant varier les valeurs des angles des éléments polarisants.

Les résultats de la recherche numérique nous permettent de dresser plusieurs conclusions :

- Les quatre montages permettent d'obtenir une modulation de phase maximale pratiquement égale à 2π mais celle-ci est couplée avec une modulation d'amplitude plus ou moins importante. Une modulation de phase pure au moins égale à 2π n'est donc pas possible avec le LC2002.
- Les montages n°2, n°3 et n°4 permettent d'obtenir une modulation de phase pure avec un déphasage maximal inférieur ou égal à $1,4\pi$. Pour un déphasage maximal de 2π , la modulation d'amplitude associée est de 100%. L'intensité transmise est donc nulle pour certains niveaux de gris ce qui rend ces configurations inutilisables pour notre application.
- Le montage n°1 permet d'obtenir une modulation de phase égale à 2π sans que la modulation d'amplitude soit de 100%. On utilisera donc ce montage pour la validation expérimentale des fonctions de correction.

La Figure D.7 représente l'évolution de la modulation d'amplitude et de la modulation de phase en fonction des angles des polariseurs. La configuration que l'on retient est celle pour laquelle la modulation de phase égale à 2π est obtenue en ayant la modulation d'amplitude minimale. Cette configuration est obtenue pour $\theta_1 = 21,5^\circ$ et $\theta_2 = 157^\circ$. La modulation de phase et la modulation d'amplitude associées sont représentées sur la Figure D.8. L'intensité transmise est faible autour du niveau de gris 150 mais suffisante pour valider par la suite les fonctions de correction.

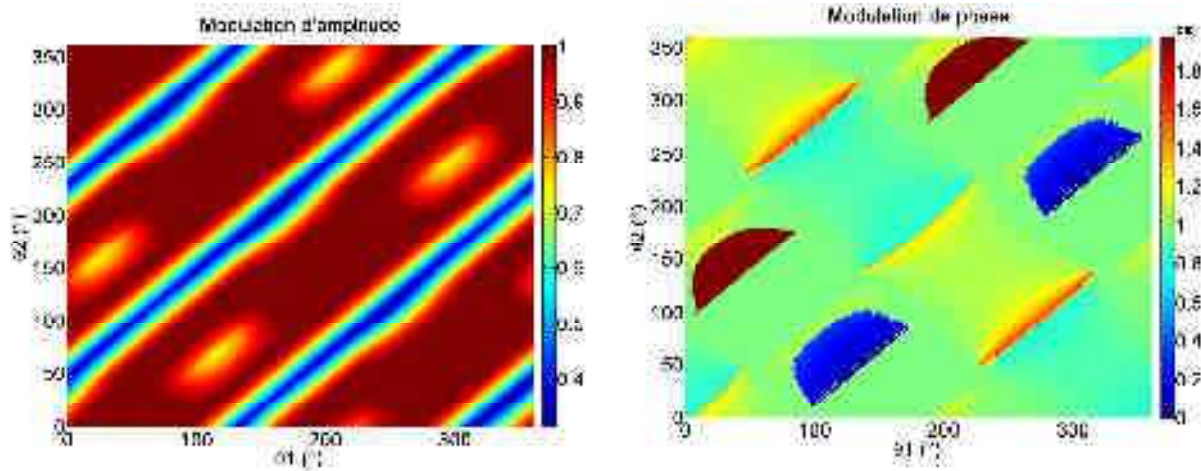


Figure D.7 : Modulation d'amplitude et modulation de phase réalisables avec le montage n°1 en fonction des angles du polariseur et de l'analyseur.

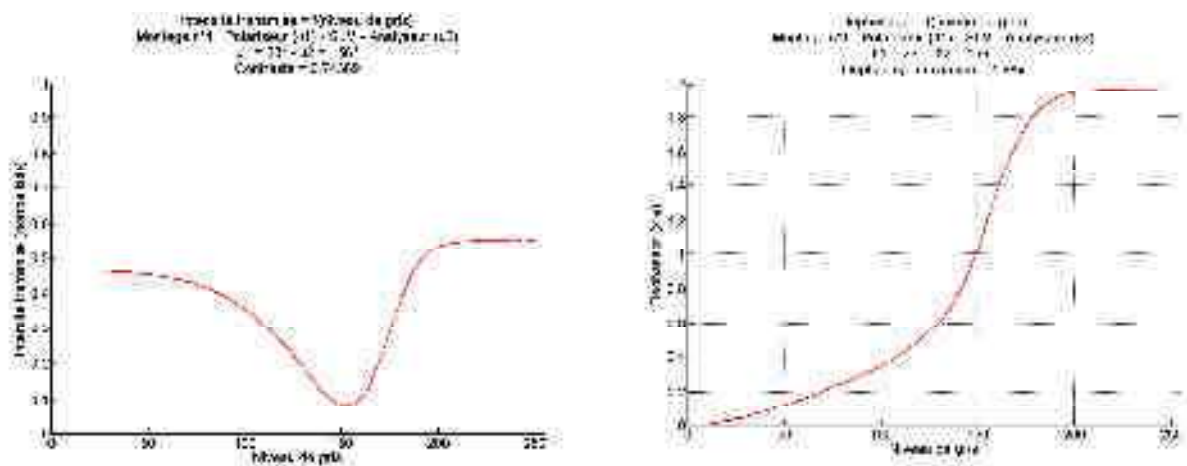


Figure D.8 : Configuration angulaire retenue pour le montage n°1. Modulation d'amplitude et modulation de phase théoriques en fonction du niveau de gris du SLM.

Vérification expérimentale du comportement prédit par le modèle théorique.

Nous avons mis en place un montage interférométrique (Figure D.9) [36] pour vérifier la validité du comportement prédit par le modèle théorique (Figure D.8).

On éclaire le montage polariseur / SLM / analyseur par un faisceau collimaté. Un masque à deux ouvertures circulaires est placé entre le SLM et l'analyseur. On fait focaliser les deux faisceaux créés par ce masque avec une lentille convergente. Des franges rectilignes parallèles sont formées dans la zone de superposition des deux faisceaux convergents. L'image de ces

franges rectilignes est formée par un objectif de microscope dans le plan d'une matrice CCD. Le capteur CCD permet d'enregistrer la figure d'interférence.

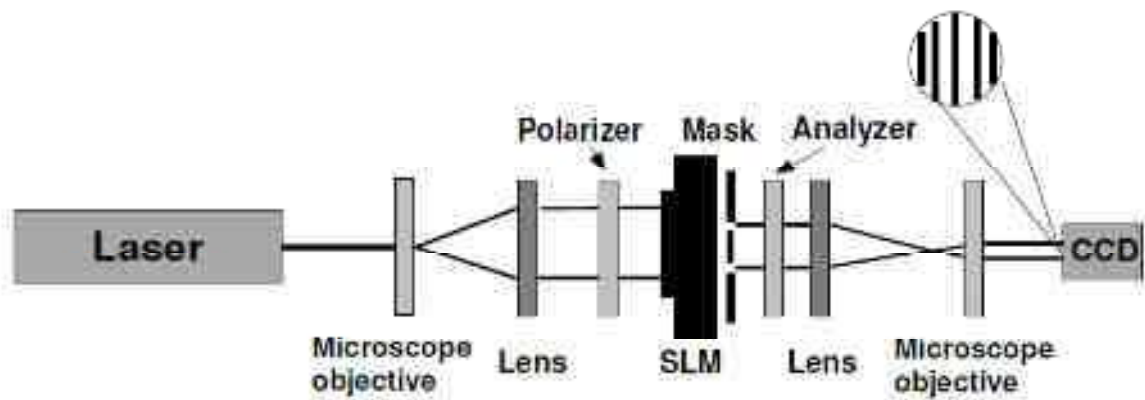


Figure D.9 : Montage interférométrique permettant de mesurer la modulation de phase de l'afficheur LCD (d'après [36]).

Ce montage permet la mesure expérimentale du déphasage introduit par les niveaux de gris en suivant la procédure suivante. On charge dans le SLM une image pour laquelle :

- une moitié de l'image correspond à un niveau de gris égal à 0 qui nous servira de référence,
- l'autre moitié de l'image correspond à un niveau de gris variant entre 0 et 255.

Le masque permet de sélectionner un faisceau qui traverse le niveau de gris de référence et un faisceau qui traverse le niveau de gris variable. La différence de phase entre les deux niveaux de gris se traduit par un déplacement latéral des franges rectilignes sur le capteur CCD. Ce déplacement est quantifiable en utilisant les pixels de la caméra CCD ce qui permet de déterminer le déphasage introduit par les différents niveaux de gris.

Nous avons utilisé le logiciel PhaseCam³² pour contrôler l'adressage des images à deux niveaux de gris dans le SLM et pour enregistrer l'acquisition du déplacement des franges parallèles.

La Figure D.10 illustre le déplacement des franges d'interférences en fonction du niveau de gris adressé dans le SLM.

³² http://www.holoeye.com/download_area.html

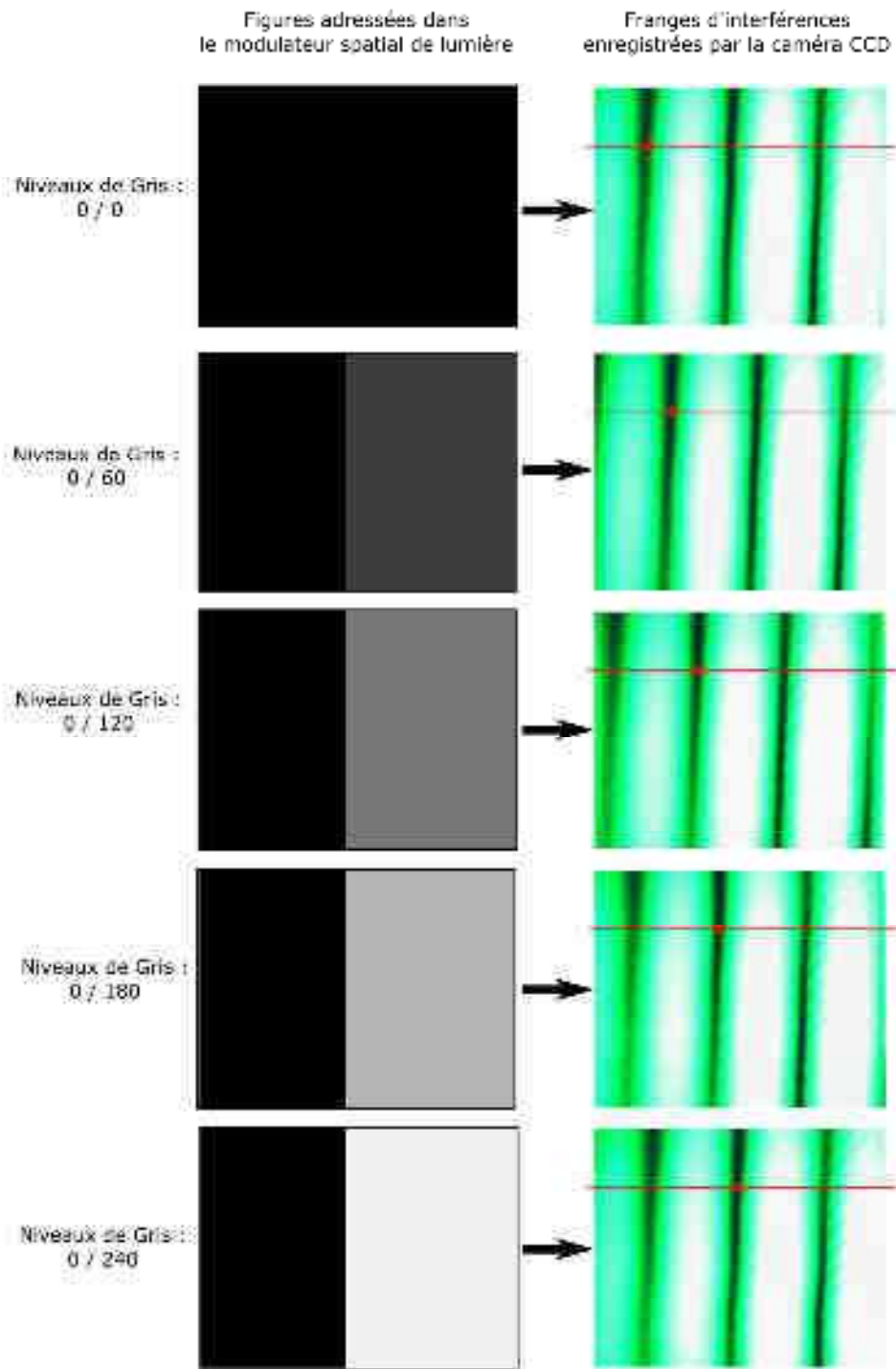


Figure D.10: Illustration du déplacement des franges parallèles en modifiant le niveau de gris adressé dans le SLM. Le point rouge permet de repérer le déplacement des franges.

Le logiciel PhaseCam permet de composer une image du déplacement des franges d'interférence en fonction du niveau de gris (Figure D.11). Une ligne de la matrice CCD est sélectionnée avant l'acquisition (ligne rouge de la Figure D.10 par exemple). A chaque

acquisition, le profil d'intensité sur les pixels de la ligne sélectionnée est ajouté sur les profils d'intensité précédents.

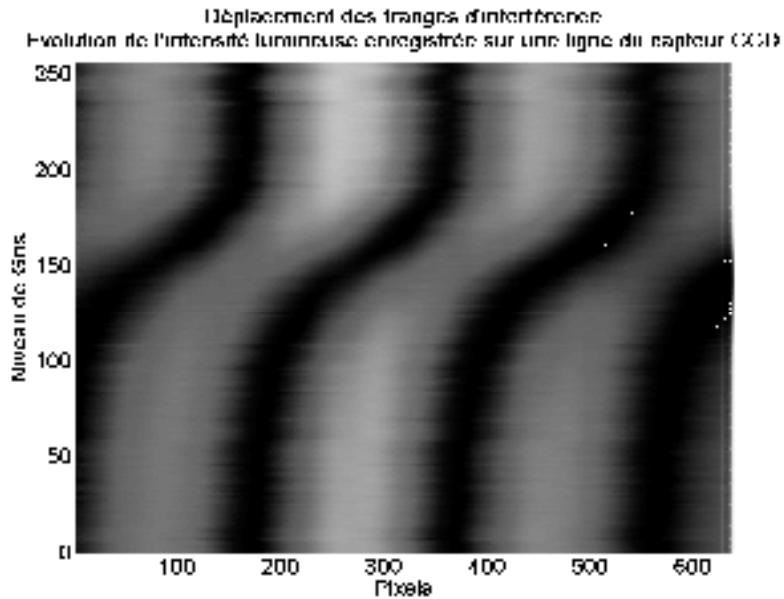


Figure D.11 : Représentation du déplacement des franges d'interférence en fonction du niveau de gris adressé dans le SLM. L'image est créée à partir d'une ligne de pixels du capteur CCD. Pour chaque niveau de gris, la réponse de la ligne de pixels du CCD est superposée sur les précédentes.

Cette figure permet de visualiser le déplacement des franges mais également de déterminer le déphasage introduit par les différents niveaux de gris. On repère pour cela :

- la période Λ_F des franges d'interférence en nombre de pixels,
- la position p_0 d'un minimum d'intensité (le point rouge de la Figure D.10 par exemple) lorsque le déphasage est nul (le niveau de gris est égal à 0 sur l'ensemble du SLM),
- la position p_{NDG} du même minimum d'intensité lorsque l'on modifie le niveau de gris de la moitié du SLM.

Le déphasage $\Delta\Phi_{EXP}$ introduit par un niveau de gris donné est obtenu par une simple relation de proportionnalité :

$$\Delta\Phi_{EXP} = 2\pi \frac{p_{NDG} - p_0}{\Lambda_F}. \quad (D.5)$$

La Figure D.12 illustre le déphasage mesuré expérimentalement en fonction du niveau de gris et permet la comparaison avec le comportement prédit par le modèle. On constate ainsi que la mesure expérimentale s'accorde avec le comportement théorique ce qui permet de valider la caractérisation des paramètres physiques du SLM. Cette mesure nous permet également de nous assurer que l'on obtient bien une modulation de phase pratiquement égale à 2π .

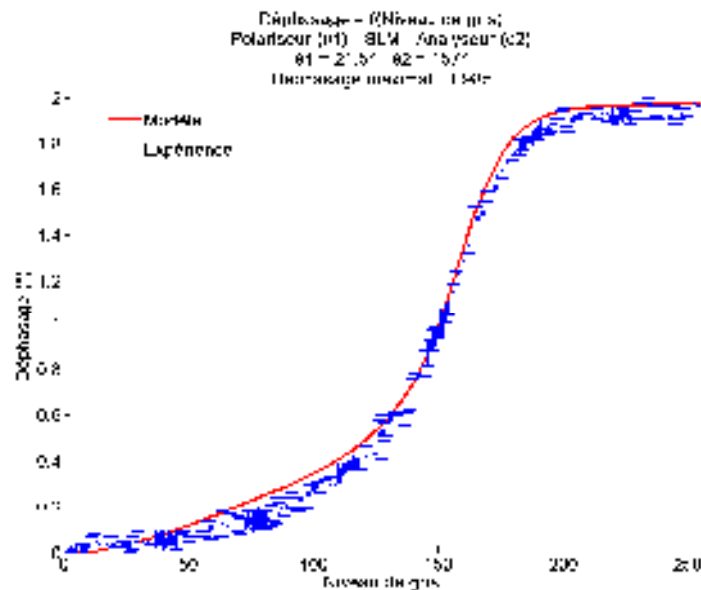


Figure D.12 : Validation expérimentale de la modulation de phase égale à 2π prédite par le modèle théorique.

Cette courbe expérimentale est obtenue à partir d'une dizaine d'acquisitions. Ces acquisitions ont été réalisées en veillant à ne pas laisser le SLM allumé pendant plus de trois minutes consécutives. Le LC2002 chauffe lorsqu'il reste allumé de façon continue ce qui provoque une fluctuation des cristaux liquides. Ces fluctuations provoquent une instabilité du déphasage. Nous avons veillé par la suite à ne pas laisser allumer le SLM en continu et à ne l'allumer que lorsque nous avons besoin de réaliser la mesure pour nous placer dans des conditions de répétabilité de la modulation de phase.

La caractérisation expérimentale que nous avons effectuée est suffisante pour notre objectif comme le montreront les résultats expérimentaux de correction des aberrations. Elle peut néanmoins être approfondie. En effet, nous n'avons pas étudié :

- les variations de déphasage pour un niveau de gris donné en fonction de la position du pixel dans le SLM,

- les dérives temporelles du déphasage pour un niveau de gris donné.

Nous avons à ce stade les éléments nécessaires pour pouvoir étudier expérimentalement les aberrations de l'optique mélangeuse et caractériser leur correction en adressant les fonctions de phase théoriques dans le SLM. La dernière partie de ce chapitre présente ce travail de validation expérimentale.

4. Validation expérimentale de la correction des aberrations avec les fonctions de phase théoriques

4.1. Description du montage de validation

Nous avons mis en place le montage présenté sur la Figure D.13 pour pouvoir analyser les aberrations de l'onde divergente diffractée à l'ordre 1 en réflexion par l'optique mélangeuse holographique ainsi que leur correction.

On précise que l'objectif de ce montage n'est pas de proposer un démonstrateur du système de visualisation en réalité augmentée mais de permettre de valider l'approche proposée pour réaliser la correction des aberrations introduites par l'optique mélangeuse holographique.

On utilise une onde plane monochromatique ($\lambda = 514,5$ nm) pour éclairer en incidence normale le SLM entouré des deux polariseurs. L'onde située en sortie du bloc polariseur / SLM / analyseur éclaire sous une incidence θ_{LEC} la zone de l'hologramme où seul l'hologramme principal a été enregistré (Figure D.3). L'optique mélangeuse holographique est positionnée sur une plaque tournante motorisée permettant de modifier l'angle d'incidence. La plaque tournante motorisée permet de régler l'incidence avec une précision de $0,01^\circ$. On place un analyseur de front d'onde de type Shack-Hartmann³³ dans un plan orthogonal à la direction de propagation principale de l'onde divergente diffractée à l'ordre 1 par l'optique mélangeuse.

³³ HASO, Imagine Optic : http://www.imagine-optic.com/iop_products_wavefront-analysis-sensors_main_en.php

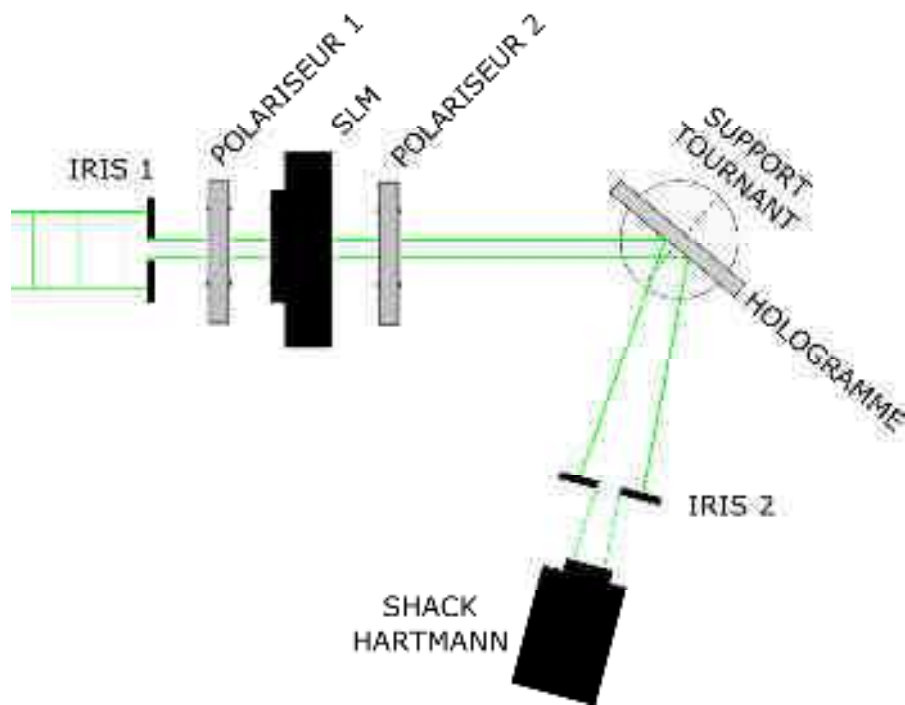


Figure D.13 : Montage utilisé pour la caractérisation des aberrations avant et après application de la correction.

4.2. Conditions des mesures expérimentales

4.2.1. Paramètres du montage

Les réglages que nous avons utilisés pour le montage sont les suivants :

- l'angle du polariseur et l'angle de l'analyseur sont réglés pour obtenir une modulation de phase entre 0 et 2π selon le niveau de gris appliqué, ce qui correspond à $\theta_1 = 21,5^\circ$ et $\theta_2 = 157^\circ$,
- la distance entre le centre du SLM et le centre de l'optique mélangeuse holographique est d'environ 370 mm,
- la distance entre le centre de l'optique mélangeuse holographique et le centre du Shack-Hartmann est d'environ 340 mm.

On utilise deux diaphragmes dans le montage :

- Le premier diaphragme, d'un diamètre de 12 mm, est positionné entre le SLM et l'optique mélangeuse afin que le faisceau n'éclaire que la zone utile de l'hologramme.

- Le second diaphragme, d'un diamètre de 10 mm, est positionné entre l'optique mélangeuse diffractive et le Shack Hartmann pour éliminer les ordres de diffraction introduits par la trame pixélisée du SLM.

4.2.2. Incidences utilisées

Nous présentons les résultats de l'analyse des aberrations avant et après utilisation des fonctions de correction adaptées pour les trois points présentés dans la

Table D.3. La configuration n°2 présente une géométrie identique à celle utilisée pour enregistrer l'hologramme. En théorie, cette configuration ne présente pas d'aberration, ce qui n'est pas rigoureusement le cas en pratique.

Les paramètres géométriques du montage expérimental sont utilisés pour calculer la fonction de correction associée à chacune des incidences en utilisant la méthode de calcul présentée dans le chapitre C. Les coefficients a_{ij} significatifs associés aux trois incidences sont présentés dans la Table D.3.

Configuration	N°1	N°2	N°3
Incidence	42.33°	50°	58.70°
Position du point virtuel dans le plan de l'image virtuelle	(100 ; 0)	(0 ; 0)	(-100 ; 0)
a10 (sans unité)	$-4,8 \times 10^{-5}$	0	$2,4 \times 10^{-5}$
a20 (m ⁻¹)	$-1,6 \times 10^{-4}$	0	$6,0 \times 10^{-5}$
a02 (m ⁻¹)	$-2,5 \times 10^{-4}$	0	$-2,51 \times 10^{-6}$
a30 (m ⁻²)	$-1,1 \times 10^{-8}$	0	$7,8 \times 10^{-8}$
a12 (m ⁻²)	$-7,9 \times 10^{-8}$	0	$-6,6 \times 10^{-8}$

Table D.3 : Configurations pour lesquelles l'analyse de la correction est présentée dans le document. La position du point image virtuel dans le champ de vision d'un utilisateur potentiel est donnée à titre indicatif. Les coefficients obtenus par le calcul théorique des fonctions de corrections adaptées à chaque configuration sont donnés (les coefficients n'apparaissant pas sont nuls ou non significatifs).

On souhaite adresser ces fonctions de phase correctrices dans le SLM. Cet adressage ne peut pas être effectué directement dans la mesure où :

- la méthode de calcul du chapitre C nous permet d'obtenir une fonction analytique continue,
- il faut adresser dans le SLM une image à 256 niveaux de gris d'une dimension de 800 x 600 pixels, chaque pixel mesurant $32 \mu\text{m}^2$.

La procédure que nous avons utilisée pour réaliser la conversion est la suivante :

- on réalise dans notre modèle géométrique un échantillonnage du plan de l'élément de correction sur une grille régulière de 800 x 600 points espacés d'une période spatiale de $32 \mu\text{m}$,
- on utilise la forme analytique de la fonction de correction pour calculer la valeur du déphasage en chaque point d'échantillonnage,
- on ramène chaque valeur de déphasage sur l'intervalle $[0 ; 2\pi]$,
- on utilise les données expérimentales reliant le déphasage à un niveau de gris (Figure D.12) pour créer l'image de 800 x 600 pixels à 256 niveaux de gris (Figure D.14).

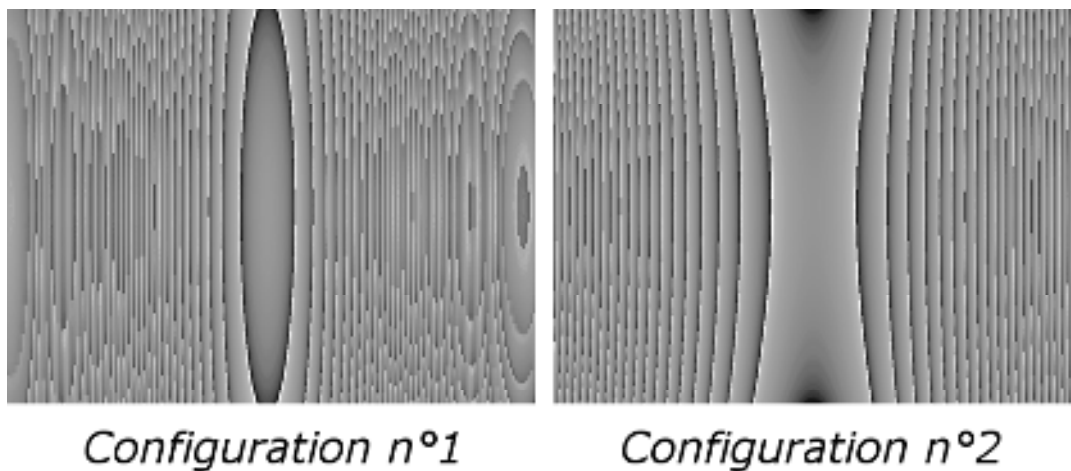


Figure D.14 : Exemples de fonctions de correction converties pour pouvoir être adressées dans le SLM.

4.3. Présentation et analyse des résultats expérimentaux

Avant de réaliser les mesures pour une configuration angulaire donnée, on effectue les réglages préalables suivants :

- on ajuste l'incidence de l'onde de lecture en réglant le support tournant,
- on ajuste le positionnement du Shack-Hartmann,
- on ajuste la puissance du faisceau laser pour ne pas saturer le capteur du Shack-Hartmann,
- on règle le mode d'acquisition du Shack-Hartmann de façon à ce qu'il réalise 10 acquisitions successives du front d'onde.

Afin d'éviter les instabilités de déphasage liées aux problèmes de chauffage du SLM, on allume le SLM et on lui adresse une image à niveau de gris juste avant de lancer l'acquisition avec le Shack-Hartmann. On éteint immédiatement le SLM une fois l'acquisition terminée.

On adresse une image à niveau de gris constant pour faire l'analyse du front des aberrations du front d'onde diffracté (un niveau de gris constant introduit un déphasage constant sur tout le SLM et l'onde plane incidente n'est donc pas modifiée). On adresse alors l'image à niveau de gris obtenue par conversion de la fonction de phase théorique pré-calculée.

La Figure D.15 et la Figure D.16 représentent respectivement les FTM et les erreurs de front d'onde RMS et P-V mesurées pour les trois configurations avant et après application dans le SLM des fonctions de corrections pré-calculées et adaptées.

Ces figures permettent de réaliser plusieurs observations.

La configuration n°2 dont la géométrie est identique à celle utilisée pour l'enregistrement de l'hologramme permet de nous assurer de la bonne qualité de l'hologramme. En effet, les aberrations doivent être en théorie nulles pour cette géométrie de restitution. Des aberrations intrinsèques sont présentes mais leur faible importance (valeur RMS de l'ordre de $\lambda/50$, limite de diffraction) atteste de la bonne qualité du front d'onde restitué par l'hologramme.

Concernant les configurations n°1 et n°3, on observe logiquement la présence d'aberrations importantes puisque les valeurs RMS ne respectent pas du tout le critère de Maréchal.

La Figure D.15 et la Figure D.16 permettent de valider clairement l'approche de correction que nous avons développé dans le chapitre C dans la mesure où l'application des fonctions de phase dans le SLM permettent de minimiser les aberrations de façon à respecter le critère de Maréchal et d'atteindre pratiquement la limite de diffraction.

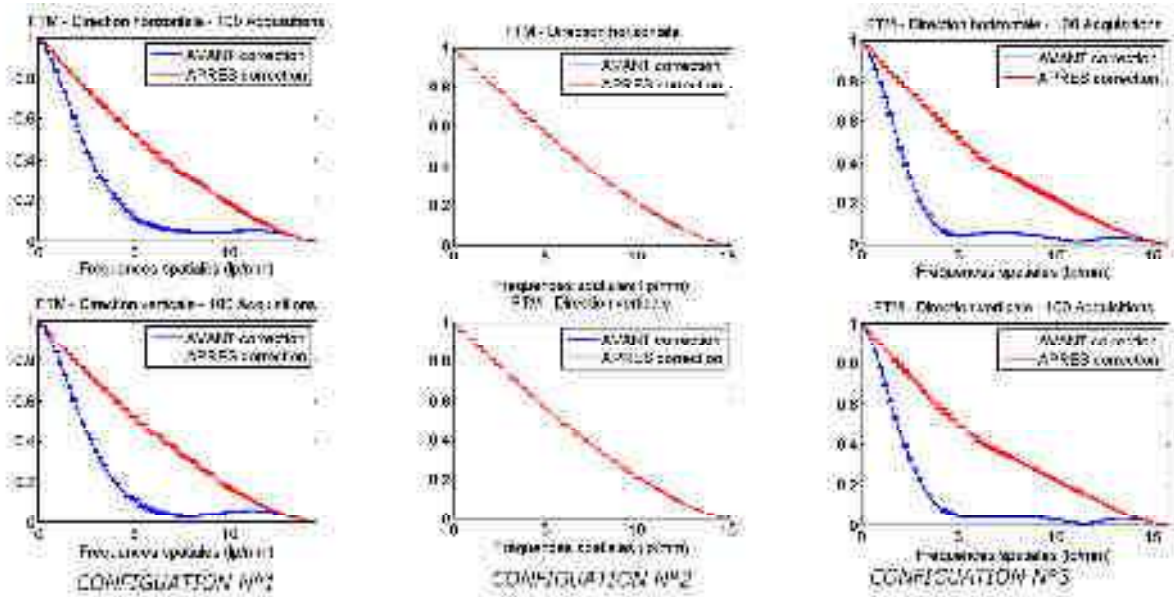


Figure D.15 : Fonction de transfert de modulation (FTM) obtenue par la mesure des fronts d'onde restitué avant et après application de la correction adaptée pré-calculée. Une centaine d'acquisitions est prise en compte.

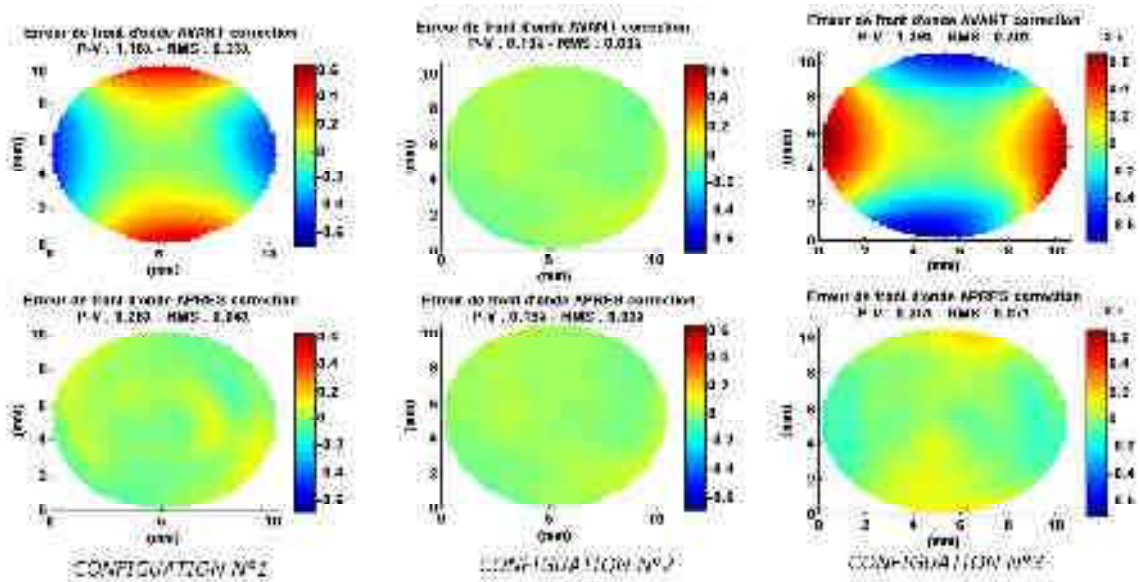


Figure D.16 : Erreur de front d'onde obtenue par la mesure des fronts d'onde restitués avant et après application de la correction adaptée pré-calculée. Une centaine d'acquisitions est prise en compte.

Si les résultats expérimentaux permettent de valider l'approche de correction et d'améliorer grandement la qualité des faisceaux restitués, on constate néanmoins que la totalité des aberrations ne sont pas corrigées puisque les valeurs P-V et RMS ne sont pas aussi faibles que celles obtenues théoriquement. Ces résidus peuvent s'expliquer par :

- la présence des aberrations intrinsèques de l'hologramme qui ne sont pas prises en compte lors du calcul de la fonction de phase de correction,
- l'introduction d'écarts de phase lors de la conversion de la fonction de phase en l'image à niveau de gris à adresser dans le SLM,
- les fluctuations de phase du SLM,
- l'imprécision du positionnement des éléments.

5. Conclusions

Le travail expérimental a permis de valider le concept de correction adaptée des aberrations que nous avons développé dans le chapitre C.

Nous avons dû dans un premier temps réaliser des travaux préliminaires pour obtenir les conditions nécessaires à l'observation de la correction des aberrations.

Nous avons tout d'abord fabriqué l'optique mélangeuse par un procédé holographique. Cette étape de fabrication a permis de mettre en évidence plusieurs phénomènes qui ne sont pas pris en compte dans la description théorique (hologrammes parasites, déformation de la structure de l'hologramme, etc.). Nous avons fait en sorte d'éliminer les hologrammes parasites en utilisant une cuve à indice et un liquide d'ajustement. L'optimisation de l'efficacité de diffraction n'a pas fait l'objet d'une étude approfondie, nous nous sommes contentés d'utiliser le meilleur hologramme obtenu.

Nous avons ensuite recherché les conditions nécessaires pour pouvoir faire fonctionner en modulation de phase pure d'au moins 2π le SLM LC2002 à notre disposition pendant les travaux de thèse. La caractérisation expérimentale des paramètres physiques de ce modèle a été réalisée ce qui nous a permis d'utiliser les modèles théoriques pour prédire son comportement. Nous avons pu conclure qu'il n'est pas possible d'obtenir une modulation de phase pure d'au moins 2π avec ce modèle. Nous avons dû alors travailler avec une configuration pour laquelle il est possible d'atteindre une modulation de phase égale à 2π couplée avec une modulation d'amplitude.

L'optique mélangeuse holographique et le SLM correctement réglés ont pu être mis en place pour réaliser l'analyse des aberrations et la validation des fonctions de correction pré-calculées selon la méthode du chapitre C. La comparaison des aberrations avant et après

application des fonctions de correction pré-calculées nous ont permis d'observer la compensation des aberrations et de valider les concepts théoriques proposés.

6. Références associées au chapitre

D

1. Mallick, S., *Effets d'épaisseur dans les réseaux*. Collection SFO, 1990. **1**: p. 95-111.
2. Bjelkhagen, H.I., *Silver-Halide Recording Materials: For Holography and Their Processing*. 1995: Springer.
3. Born, M. and E. Wolf, *Principles of Optics*. 7 ed. 1999: Press Syndicate of the University of Cambridge.
4. Hariharan, P., *Basics of Holography*. 2002: Cambridge University Press.
5. Ward, A.A., J.M. Heaton, and L. Solymar, *Efficient noise gratings in silver halide emulsions*. *Optical and Quantum Electronics*, 1984. **16**(4): p. 365-367.
6. Owen, M.P., A.A. Ward, and L. Solymar, *Internal reflections in bleached reflection holograms*. *Appl. Opt.*, 1983. **22**(1): p. 159-163.
7. Bartlett, C.T. *Second generation holographic head-up display*. 1993. Munich, Federal Republic of Germany: SPIE.
8. Arns, J.A., et al., *Systems for forming improved reflection holograms with a single beam*. 1981, Hughes Aircraft Company: United States. p. 1-12.
9. Son, J.Y., V.V. Smirnov, and H.W. Jeon, *Apparatus for making a high quality reflection type holographic optical element*. 2001, Korea Institute of Science and Technology: United States.
10. Zacharovas, S.J., et al. *Holographic materials available from Geola*. 2001. San Jose, CA, USA: SPIE.
11. Šmíd, P., H. Hiklová, and J. Keprt, *Dichromated gelatin and its importance for optical hologram recording*. *Czechoslovak Journal of Physics*, 2004. **54**(12): p. 1461-1472.
12. Chang, M., *Dichromated Gelatin of Improved Optical Quality*. *Appl. Opt.*, 1971. **10**(11): p. 2550-2551.
13. Boj, P.G., J. Crespo, and J.A. Quintana, *Broadband reflection holograms in dichromated gelatin*. *Appl. Opt.*, 1992. **31**(17): p. 3302-3305.
14. Bahuguna, R.D., J. Beaulieu, and H. Arteaga, *Reflection display holograms on dichromated gelatin*. *Appl. Opt.*, 1992. **31**(29): p. 6181-6182.
15. Keinonen, T. and O. Salminen, *Dichromated Gelatin Reflection Gratings*. *Journal of Modern Optics*, 1993. **40**(8): p. 1449-1454.
16. Shankoff, T.A., *Phase Holograms in Dichromated Gelatin*. *Appl. Opt.*, 1968. **7**(10): p. 2101-2105.
17. Naik, G.M., A. Mathur, and S.V. Pappu, *Dichromated gelatin holograms: an investigation of their environmental stability*. *Appl. Opt.*, 1990. **29**(35): p. 5292-5297.
18. Chang, B.J. and C.D. Leonard, *Dichromated gelatin for the fabrication of holographic optical elements*. *Appl. Opt.*, 1979. **18**(14): p. 2407-2417.

19. Curran, R.K. and T.A. Shankoff, *The Mechanism of Hologram Formation in Dichromated Gelatin*. Appl. Opt., 1970. **9**(7): p. 1651-1657.
20. Friesem, A.A. and J.L. Walker, *Experimental Investigation of Some Anomalies in Photographic Plates*. Appl. Opt., 1969. **8**(7): p. 1504-1506.
21. Kubota, T., *The Bending of Interference Fringes inside a Hologram*. Journal of Modern Optics, 1979. **26**(6): p. 731-743.
22. Fimia, A., M. Pardo, and J.A. Quintana, *Improvement of image quality in bleached holograms*. Appl. Opt., 1982. **21**(19): p. 3412-3413.
23. Beléndez, A., I. Pascual, and A. Fimia, *Model for analyzing the effects of processing on recording material in thick holograms*. J. Opt. Soc. Am. A, 1992. **9**(7): p. 1214-1223.
24. Gallo, J.T. and C.M. Verber, *Model for the effects of material shrinkage on volume holograms*. Appl. Opt., 1994. **33**(29): p. 6797-6804.
25. Mechahougui, S. and J. Harthong, *Deformation of the modulation profile in phase holographic gratings*. Appl. Opt., 1995. **34**(34): p. 7969-7973.
26. Ulibarrena, M., et al., *Nonlinear effects on holographic reflection gratings recorded with BB640 emulsions*. Opt. Express, 2003. **11**(16): p. 1906-1917.
27. Pen, E.F., M.Y. Rodionov, and V.V. Shelkovnikov, *How the inhomogeneity of volume holograms in photopolymer materials affects their selective properties*. J. Opt. Technol., 2006. **73**(7): p. 475-479.
28. Ambs, P., L. Bigue, and Y. Fainman. *Dynamic computer generated holograms displayed on a digital micromirror device*. 2002: Optical Society of America.
29. Mahmud, M.S., I. Naydenova, and V. Toal, *Implementation of phase-only modulation utilizing a twisted nematic liquid crystal spatial light modulator*. Journal of Optics A: Pure and Applied Optics, 2008. **10**(8): p. 085007.
30. Marquez, A., et al., *Characterization of edge effects in twisted nematic liquid crystal displays*. Optical Engineering, 2000. **39**(12): p. 3301-3307.
31. Davis, J.A., et al., *Ambiguities in measuring the physical parameters for twisted-nematic liquid crystal spatial light modulators*. Optical Engineering, 1999. **38**(4): p. 705-709.
32. Soutar, C. and K. Lu, *Determination of the physical properties of an arbitrary twisted-nematic liquid crystal cell*. Optical Engineering, 1994. **33**(8): p. 2704-2712.
33. Arrizón, V., et al., *Computer-generated holograms with optimum bandwidths obtained with twisted-nematic liquid-crystal displays*. Appl. Opt., 2005. **44**(9): p. 1625-1634.
34. Coy, J.A., et al., *Characterization of a liquid crystal television as a programmable spatial light modulator*. Optical Engineering, 1996. **35**(1): p. 15-19.
35. Kim, H. and Y.H. Lee, *Unique measurement of the parameters of a twisted-nematic liquid-crystal display*. Appl. Opt., 2005. **44**(9): p. 1642-1649.
36. Holoeye, *Phase and amplitude modulation properties of the LC 2002*. p. 1-4.

Conclusion générale

Le but de ce travail de thèse était de définir et d'étudier la faisabilité d'un système de visualisation en réalité augmentée permettant d'afficher des images de haute qualité optique à une distance finie de l'observateur. Nous avons atteint ces objectifs en définissant un système de visualisation novateur et en démontrant théoriquement et expérimentalement la compensation des aberrations optiques.

Nous avons mis en place ce qui nous semble être une approche novatrice de création d'image et de compensation des aberrations dans le contexte de la réalité augmentée. L'image est créée de façon séquentielle dans un temps inférieur à la persistance rétinienne de l'œil en modifiant la position d'un point image virtuel dans le champ de vision de l'utilisateur.

Le système optique que nous avons défini associe :

- une optique mélangeuse diffractive ayant une fonction de transfert de phase figée,
- un élément de phase dynamique.

L'optique mélangeuse diffractive permet de créer le point image virtuel dans le champ de vision de l'utilisateur. La position du point image virtuelle est modifiée en modifiant les conditions de lecture de l'optique mélangeuse. Les modifications de l'onde de lecture impliquent l'apparition d'aberrations et déforment le point image virtuel. Ces déformations étant peu compatibles avec un système de visualisation, on introduit un élément de phase en amont pour compenser les aberrations.

Nous avons dans un premier temps analysé les contraintes géométriques, physiologiques et technologiques pour définir la fonction de transfert de phase (FTP) à utiliser dans l'optique mélangeuse diffractive. Nous avons pu déterminer la forme mathématique et les paramètres de cette FTP. Nous avons montré qu'il est géométriquement possible d'atteindre au maximum un champ de vision de $18^\circ \times 18^\circ$ en choisissant correctement les paramètres de la FTP. Cette FTP peut être obtenue par un enregistrement holographique en faisant interférer une onde plane de référence ayant une incidence de 50° avec une onde sphérique en contre propagation dont le point source est situé à une distance d'un mètre sous une incidence de 25° .

L'aspect dynamique de la création d'image a été discuté par rapport à l'état actuel des technologies d'éléments dynamiques. Nous avons pu constater qu'il est possible de réaliser la création dynamique séquentielle de l'image avec la technologie actuelle. Le nombre de points pouvant être utilisés pour créer l'image virtuelle est cependant nettement limité et varie selon

la technologie choisie (afficheurs à cristaux liquides nématiques twistés : 9 points, miroirs dynamiques : quelques milliers de points).

La question des aberrations et de leur correction a été le point d'étude le plus important de ce travail. Nous avons imaginé une approche de correction dynamique des aberrations. Cette approche a l'avantage de permettre une correction adaptée à chaque position du point virtuel de l'image. Nous avons pu montrer que les fonctions de correction adaptées sont décrites par une fonction polynômiale à deux variables. Un ensemble de coefficients polynomiaux particuliers est associé à chaque position du point image dans le champ de vision. Nous avons montré que cette approche de correction permet d'atteindre théoriquement la limite de diffraction sur l'ensemble du champ de $18^\circ \times 18^\circ$.

La question de l'efficacité de diffraction de l'optique mélangeuse a également été traitée théoriquement. Nous avons utilisé la théorie rigoureuse des ondes couplées (RCWA) afin de prendre en compte l'incidence conique des ondes de lecture nécessaire pour positionner le point image virtuel dans le champ de vision. Nous avons étudié l'influence de l'épaisseur et de la modulation d'indice de l'hologramme ainsi que l'influence de l'état de polarisation de l'onde de lecture. Nous avons conclu que les matériaux photosensibles actuels ne permettent pas d'atteindre des modulations d'indice suffisantes pour permettre une efficacité de diffraction homogène et élevée sur l'ensemble du champ de vision. Concernant l'état de polarisation, une configuration transverse électrique permet d'atteindre de meilleures performances sur le champ de vision que la configuration transverse magnétique pour une modulation et une épaisseur identiques.

Le travail expérimental a permis de valider les résultats théoriques concernant l'analyse et la correction des aberrations. Nous avons au préalable fabriqué l'optique mélangeuse par un enregistrement holographique et obtenu un comportement en modulation de phase égal à 2π avec le modèle d'afficheur à cristaux liquides nématiques twistés à notre disposition. Concernant la fabrication de l'hologramme, nous avons réalisé un élément pour valider le concept de correction d'aberration. L'étude approfondie des matériaux d'enregistrement est une piste de travail potentiel pour la suite de ce travail de thèse.

L'optique mélangeuse holographique et le SLM correctement réglés ont pu être mis en place pour réaliser l'analyse des aberrations et la validation des fonctions de correction pré-calculées. La comparaison des aberrations avant et après application des fonctions de correction pré-calculées nous ont permis d'observer la compensation des aberrations et de valider les concepts théoriques proposés.

Les résultats théoriques et expérimentaux nous permettent de conclure sur la faisabilité et l'intérêt du système de visualisation en réalité augmentée que nous avons défini.

Nous sommes cependant encore assez loin d'un système HMD fonctionnant complètement selon l'approche proposée. En effet, l'hologramme que nous avons utilisé nécessite une modification de l'incidence de l'onde plane de lecture. Or, la réalisation pratique de cette modification d'incidence introduit des difficultés supplémentaires dont les solutions (système de déflexion mécanique / acousto-optique) semblent peu compatibles avec les critères de compacité. Il semblerait que l'utilisation d'un hologramme enregistré par deux ondes sphériques soit préférable pour créer séquentiellement l'image et semble une voie prometteuse pour rendre la lecture via l'optique mélangeuse plus rapide et compacte. De plus, la technologie des LCD limite actuellement le nombre de point qu'il est possible d'utiliser pour créer l'image.

Des études supplémentaires sont donc nécessaires pour réaliser un véritable démonstrateur permettant de créer séquentiellement l'image et de réaliser la correction dynamique.

Nous pensons que les pistes de travail qui s'inscrivent naturellement dans la suite de cette thèse sont les suivantes :

- optimiser la conception de la création dynamique des ondes de lecture en exploitant une optique mélangeuse diffractive sphérique / sphérique plutôt que plane / sphérique,
- étendre la correction dans la profondeur en plus de la correction dans un plan image virtuel à une distance finie pour permettre l'affichage d'images tridimensionnelles sans aberrations,
- optimiser la fabrication de l'optique mélangeuse en élargissant l'étude des matériaux photosensibles,
- mettre en place un système de commande électronique de l'adressage des fonctions de correction adaptées en fonction de l'image à afficher.

Ce travail a permis de développer les outils et les bases nécessaires pour pouvoir aborder chacune de ces pistes de travail.

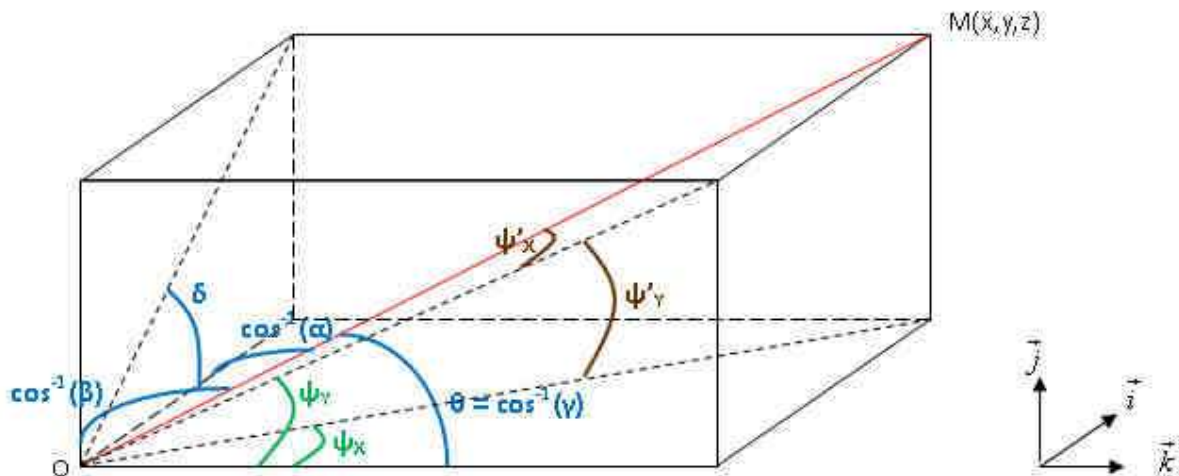
Annexe A :

Conventions de description de l'incidence d'un rayon

Présentation du problème

Soit $\vec{u} = \frac{\overrightarrow{OM}}{\|\overrightarrow{OM}\|}$ le vecteur directeur unitaire d'un rayon lumineux joignant le point O au

point M repéré par les coordonnées (x,y,z) dans le repère cartésien (Oxyz). Il existe plusieurs conventions pour décrire mathématiquement l'incidence d'un rayon lumineux.



Rayon lumineux joignant deux points O et M. Représentations des angles utilisés dans les différentes descriptions mathématiques.

Descriptions mathématiques de \vec{u}

Il existe une description mathématique associée à chaque convention :

- Utilisation des cosinus directeurs α , β et γ :

$$\vec{u} = \alpha \vec{i} + \beta \vec{j} + \gamma \vec{k}.$$

- Utilisation des coordonnées cartésiennes de O et M :

$$\vec{u} = \frac{x}{\sqrt{x^2 + y^2 + z^2}} \vec{i} + \frac{y}{\sqrt{x^2 + y^2 + z^2}} \vec{j} + \frac{z}{\sqrt{x^2 + y^2 + z^2}} \vec{k}.$$

- Utilisation des coordonnées sphériques θ et δ :

$$\vec{u} = \sin \theta \cos \delta \vec{i} + \sin \theta \sin \delta \vec{j} + \cos \theta \vec{k},$$

$$\text{avec } \gamma = \cos \theta \text{ et } \tan \delta = \frac{y}{x} = \frac{\beta}{\alpha}$$

où θ est l'angle d'incidence du rayon (angle entre le rayon et la normale du plan d'interface) et δ est l'angle entre le plan d'incidence et l'axe (Ox).

- Utilisation des quaternions ψ_X et ψ_Y (angles utilisés sous CodeV) :

$$\vec{u} = \cos \theta (\tan \psi_X \vec{i} + \tan \psi_Y \vec{j} + \vec{k}),$$

$$\text{avec } \tan \psi_X = \frac{x}{z} = \frac{\alpha}{\cos \theta} \text{ et } \tan \psi_Y = \frac{y}{z} = \frac{\beta}{\cos \theta}.$$

- Positionnement à l'aide de deux rotations successives :

- Rotation d'un angle ψ_X autour de l'axe (Oy) puis rotation d'un angle ψ'_Y autour de la normale du plan (OMy) et centrée sur O. Dans ce cas :

$$\vec{u} = \cos \theta (\tan \psi_X \vec{i} + \tan \psi'_Y \cos \psi_X \vec{j} + \vec{k}),$$

$$\text{avec } \tan \psi'_Y = \frac{y}{z \cos \psi_X} = \frac{\tan \psi_Y}{\cos \psi_X}.$$

- Rotation d'un angle ψ_Y autour de l'axe (Ox) puis rotation d'un angle ψ'_X autour de la normale du plan (OMx) et centrée sur O. Dans ce cas :

$$\vec{u} = \cos \theta (\tan \psi'_X \cos \psi_Y \vec{i} + \tan \psi_Y \vec{j} + \vec{k}),$$

$$\text{avec } \tan \psi'_X = \frac{x}{z \cos \psi_Y} = \frac{\tan \psi_X}{\cos \psi_Y}.$$

Annexe B :

Description théorique du SLM

Holoeye LC2002 et des montages associés

1. Modélisation d'une cellule LCD

1.1. Matrice de Jones du SLM seul

La description générale d'une cellule à cristaux liquide est donnée par la matrice J_{LCD} ^{34,35}:

$$J_{LCD}(\alpha, \beta) = R(\alpha)e^{-i(\beta+\phi_0)} \begin{bmatrix} X - iY & Z \\ -Z & X + iY \end{bmatrix}, \quad (1)$$

Avec α qui représente le « twist angle » des molécules entre le plan d'entrée et le plan de sortie de la cellule et β qui représente la biréfringence. **α est indépendant de la tension appliquée tandis que β varie avec la tension.**

$R(\alpha)$ est la matrice de rotation d'un angle α . La forme générale d'une matrice de rotation est :

$$R(\theta) = \begin{bmatrix} \cos(\theta) & \sin(\theta) \\ -\sin(\theta) & \cos(\theta) \end{bmatrix}. \quad (2)$$

En fonction du modèle utilisé, les expressions des termes X, Y et Z sont différentes. Dans le modèle le plus simple³³, on considère que les molécules tournent continuellement d'un

³⁴ Soutar, C. and K. Lu, *Determination of the physical properties of an arbitrary twisted-nematic liquid crystal cell*. Optical Engineering, 1994. **33**(8): p. 2704-2712.

³⁵ Marquez, A., et al., *Characterization of edge effects in twisted nematic liquid crystal displays*. Optical Engineering, 2000. **39**(12): p. 3301-3307.

angle α de la face d'entrée à la face de sortie de la cellule. Dans ce cas, les effets de bords sont négligés et :

$$\begin{aligned} X &= \cos \gamma \\ Y &= \frac{\beta}{\gamma} \sin \gamma \\ Z &= -\frac{\alpha}{\gamma} \sin \gamma \end{aligned} \quad (3)$$

avec $\gamma = \sqrt{\alpha^2 + \beta^2}$.

Ce modèle ne permet pas une prédiction suffisamment précise des mesures expérimentales. En effet, l'hypothèse selon laquelle les molécules tournent continuellement du plan d'entrée jusqu'au plan de sortie n'est pas correcte. En effet, les molécules proches des plans d'entrée et de sortie sont « bloquées » sur une zone d'épaisseur d_1 par la structure de la cellule. Ces deux zones aux bords de la cellule se comportent comme une lame à retard d'épaisseur d_1 . Les molécules ne tournent donc continuellement que sur une zone d'épaisseur $d_2 = d - 2d_1$ où d est l'épaisseur de la cellule LCD. Afin de prendre en compte cet effet, un nouveau modèle a été proposé dans un premier temps par Coy³⁶ puis amélioré par Marquez³⁷. Dans le modèle de Coy, les distances d_1 et d_2 sont indépendantes de la tension appliquée à la cellule tandis que le modèle de Marquez émet l'hypothèse d'une dépendance de d_1 et d_2 avec la tension appliquée à la cellule. Dans ce cas, les expressions de X, Y et Z deviennent :

$$\begin{aligned} X &= \cos(\gamma) \cos(2\beta_E) - \frac{\beta_C}{\gamma} \sin(\gamma) \sin(2\beta_E) \\ Y &= \cos(\gamma) \sin(2\beta_E) + \frac{\beta_C}{\gamma} \sin(\gamma) \cos(2\beta_E) \\ Z &= -\frac{\alpha}{\gamma} \sin(\gamma) \end{aligned} \quad (4)$$

³⁶ Coy, J.A., et al., *Characterization of a liquid crystal television as a programmable spatial light modulator*. Optical Engineering, 1996. **35**(1): p. 15-19.

³⁷ Marquez, A., et al., *Characterization of edge effects in twisted nematic liquid crystal displays*. Optical Engineering, 2000. **39**(12): p. 3301-3307.

$$\text{avec } \beta_C = \frac{\pi d_2 \Delta n}{\lambda}, \beta_E = \frac{\pi d_1 \Delta n}{\lambda} \quad \beta = \beta_C + 2\beta_E$$

Remarques :

- Quand $\beta_E = 0$, on retrouve le modèle 1
- β_C et β_E varient avec la tension
- $\gamma = \sqrt{\alpha^2 + \beta_C^2}$.

1.2. Matrice de Jones du SLM seul exprimée dans le repère du laboratoire (Oxy)

Lorsque l'on place le SLM dans un montage, les molécules de cristaux liquides ne sont pas forcément alignées avec le repère (Oxy) du laboratoire. (Ox) représente la direction horizontale tandis que (Oy) représente la direction verticale. Il existe alors un angle ψ entre la direction horizontale (Ox) et la direction de la molécule dans le plan d'entrée de la cellule. L'expression de la matrice de Jones du SLM seul exprimée dans le repère (Oxy) s'obtient en développant la relation suivante :

$$J_{LCD}^{fghj}(\alpha, \beta, \psi) = R(-\psi) J_{LCD}(\alpha, \beta) R(\psi). \quad (5)$$

Ainsi,

$$J_{LCD}^{fghj}(\alpha, \beta, \psi) = \begin{bmatrix} \cos(\psi) & -\sin(\psi) \\ \sin(\psi) & \cos(\psi) \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \cos(\alpha) & \sin(\alpha) \\ -\sin(\alpha) & \cos(\alpha) \end{bmatrix} e^{-i(\beta+\phi_0)} \begin{bmatrix} X - iY & Z \\ -Z & X + iY \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \cos(\psi) & \sin(\psi) \\ -\sin(\psi) & \cos(\psi) \end{bmatrix},$$

$$J_{LCD}^{fghj}(\alpha, \beta, \psi) = e^{-i(\beta+\phi_0)} \begin{bmatrix} \cos(\psi) \cos(\alpha) + \sin(\psi) \sin(\alpha) & \cos(\psi) \sin(\alpha) - \sin(\psi) \cos(\alpha) \\ \sin(\psi) \cos(\alpha) - \cos(\psi) \sin(\alpha) & \cos(\psi) \cos(\alpha) + \sin(\psi) \sin(\alpha) \end{bmatrix} \begin{bmatrix} (X - iY) \cos(\psi) - Z \sin(\psi) & (X - iY) \sin(\psi) + Z \cos(\psi) \\ -(X + iY) \sin(\psi) - Z \cos(\psi) & (X + iY) \cos(\psi) - Z \sin(\psi) \end{bmatrix},$$

En développant et en simplifiant, on obtient :

$$J_{LCD}^{fghj}(\alpha, \beta, \psi) = e^{-i(\beta+\phi_0)} \begin{bmatrix} f-ig & h-ij \\ -h-ij & f+ig \end{bmatrix}. \quad (6)$$

$$f = X \cos(\alpha) - Z \sin(\alpha)$$

$$g = Y \cos(2\psi - \alpha)$$

$$h = X \sin(\alpha) + Z \cos(\alpha)$$

$$j = Y \sin(2\psi - \alpha)$$

2. Modélisation des différents montages combinant SLM et éléments polarisants

2.1. Montage n°1 : Polariseur (θ_1) / SLM / Analyseur (θ_2)

On considère un faisceau laser incident avec un champ électrique $\vec{E} = E_X \vec{x} + E_Y \vec{y}$. Ce montage est le montage de base que l'on retrouve dans tous les articles car il permet de caractériser les paramètres physiques du LCD (twist angle, direction moléculaire, biréfringence hors tension, biréfringence en fonction du niveau de gris (et donc de la tension)).

Le champ électrique du faisceau en sortie du montage n°1 s'exprime de la façon suivante :

$$\begin{bmatrix} E_X^{OUT} \\ E_Y^{OUT} \end{bmatrix} = P(\theta_2) J_{LCD}^{fghj}(\alpha, \beta, \psi) P(\theta_1) \begin{bmatrix} E_X \\ E_Y \end{bmatrix} \quad (7)$$

avec $P(\theta)$ la matrice d'un polariseur linéaire dont l'axe de transmission fait un angle θ avec la direction horizontale (Ox) du repère du laboratoire (Oxy). Une telle matrice s'exprime de la façon suivante :

$$P(\theta) = R(-\theta) \begin{bmatrix} 1 & 0 \\ 0 & 0 \end{bmatrix} R(\theta) = \begin{bmatrix} \cos^2(\theta) & \cos(\theta)\sin(\theta) \\ \cos(\theta)\sin(\theta) & \sin^2(\theta) \end{bmatrix} \quad (8)$$

En insérant (6) et (8) dans l'expression (7) du champ électrique on a :

$$\begin{bmatrix} E_X^{OUT} \\ E_Y^{OUT} \end{bmatrix} = e^{-i(\beta+\phi_0)} \begin{bmatrix} \cos^2(\theta_2) & \cos(\theta_2)\sin(\theta_2) \\ \cos(\theta_2)\sin(\theta_2) & \sin^2(\theta_2) \end{bmatrix} \begin{bmatrix} f-ig & h-ij \\ -h-ij & f+ig \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \cos^2(\theta_1) & \cos(\theta_1)\sin(\theta_1) \\ \cos(\theta_1)\sin(\theta_1) & \sin^2(\theta_1) \end{bmatrix} \begin{bmatrix} E_X \\ E_Y \end{bmatrix}$$

Après développement et simplification, on obtient :

$\begin{bmatrix} E_X^{OUT} \\ E_Y^{OUT} \end{bmatrix} = e^{-i(\beta+\phi_0)} T(\theta_1, \theta_2) (\cos(\theta_1)E_X + \sin(\theta_1)E_Y) \begin{bmatrix} \cos(\theta_2) \\ \sin(\theta_2) \end{bmatrix} \quad (9)$
<p>avec</p> $T(\theta_1, \theta_2) = \{f \cos(\theta_1 - \theta_2) + h \sin(\theta_1 - \theta_2)\} - i\{g \cos(\theta_1 + \theta_2) + j \sin(\theta_1 + \theta_2)\} \quad (10)$

2.2. Montage n°2 : Polariseur (θ_1) / Quart d'onde (η) / SLM / Analyseur (θ_2)

On considère une nouvelle fois un faisceau laser incident avec un champ électrique $\vec{E} = E_X\vec{x} + E_Y\vec{y}$. Dans ce cas, l'expression du champ électrique du faisceau en sortie du montage 2 s'exprime de la façon suivante :

$$\begin{bmatrix} E_X^{OUT} \\ E_Y^{OUT} \end{bmatrix} = P(\theta_2) J_{LCD}^{fghj}(\alpha, \beta, \psi) Q(\eta) P(\theta_1) \begin{bmatrix} E_X \\ E_Y \end{bmatrix} \quad (11)$$

avec $Q(\eta)$ qui représente la matrice d'une lame quart d'onde exprimée dans le repère (Oxy) du laboratoire.

$$Q(\eta) = R(-\eta) \begin{bmatrix} \exp(-i\frac{\pi}{4}) & 0 \\ 0 & \exp(i\frac{\pi}{4}) \end{bmatrix} R(\eta) \quad (12)$$

soit

$$Q(\eta) = \begin{bmatrix} \cos^2(\eta)e^{-i\frac{\pi}{4}} + \sin^2(\eta)e^{i\frac{\pi}{4}} & \cos(\eta)\sin(\eta)(e^{-i\frac{\pi}{4}} - e^{i\frac{\pi}{4}}) \\ \cos(\eta)\sin(\eta)(e^{-i\frac{\pi}{4}} - e^{i\frac{\pi}{4}}) & \cos^2(\eta)e^{i\frac{\pi}{4}} + \sin^2(\eta)e^{-i\frac{\pi}{4}} \end{bmatrix}$$

En utilisant le fait que $\exp(i\frac{\pi}{4}) = \frac{\sqrt{2}}{2}(1+i)$ et $\exp(-i\frac{\pi}{4}) = \frac{\sqrt{2}}{2}(1-i)$ on obtient :

$$Q(\eta) = \frac{\sqrt{2}}{2} \begin{bmatrix} 1 - i \cos(2\eta) & -i \sin(2\eta) \\ -i \sin(2\eta) & 1 + i \cos(2\eta) \end{bmatrix} \quad (13)$$

En insérant (6), (8) et (13) dans l'expression (11), on obtient :

$$\begin{bmatrix} E_X^{OUT} \\ E_Y^{OUT} \end{bmatrix} = \frac{\sqrt{2}}{2} e^{-i(\beta+\phi_0)} \begin{bmatrix} \cos^2(\theta_2) & \cos(\theta_2)\sin(\theta_2) \\ \cos(\theta_2)\sin(\theta_2) & \sin^2(\theta_2) \end{bmatrix} \begin{bmatrix} f - ig & h - ij \\ -h - ij & f + ig \end{bmatrix} \begin{bmatrix} 1 - i \cos(2\eta) & -i \sin(2\eta) \\ -i \sin(2\eta) & 1 + i \cos(2\eta) \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \cos^2(\theta_1) & \cos(\theta_1)\sin(\theta_1) \\ \cos(\theta_1)\sin(\theta_1) & \sin^2(\theta_1) \end{bmatrix} \begin{bmatrix} E_X \\ E_Y \end{bmatrix}$$

Cette dernière expression peut se condenser sous la forme suivante :

$$\begin{bmatrix} E_X^{OUT} \\ E_Y^{OUT} \end{bmatrix} = \frac{\sqrt{2}}{2} e^{-i(\beta+\phi_0)} T(\theta_1, \theta_2, \eta) (\cos(\theta_1)E_X + \sin(\theta_1)E_Y) \begin{bmatrix} \cos(\theta_2) \\ \sin(\theta_2) \end{bmatrix} \quad (14)$$

avec

$$T(\theta_1, \theta_2, \eta) = \{f \cos(\theta_2) - h \sin(\theta_2) - i(g \cos(\theta_2) + j \sin(\theta_2))\} \{\cos(\theta_1) - i(\cos(\theta_1) \cos(2\eta) + \sin(\theta_1) \sin(2\eta))\} \\ + \{h \cos(\theta_2) + f \sin(\theta_2) + i(g \sin(\theta_2) - j \cos(\theta_2))\} \{\sin(\theta_1) + i(\sin(\theta_1) \cos(2\eta) - \cos(\theta_1) \sin(2\eta))\}$$

et dans sa forme finale :

$$T(\theta_1, \theta_2, \eta) = \begin{aligned} & \{(f - g \cos(2\eta) - j \sin(2\eta)) \cos(\theta_1 - \theta_2) + (h - g \sin(2\eta) + j \cos(2\eta)) \sin(\theta_1 - \theta_2)\} \\ & -i\{(g + f \cos(2\eta) + h \sin(2\eta)) \cos(\theta_1 + \theta_2) + (j + f \sin(2\eta) - h \cos(2\eta)) \sin(\theta_1 + \theta_2)\} \end{aligned} \quad (15)$$

2.3. Montage n°3 : Polariseur (θ1) / LCD / Quart d'onde (η) / Analyseur (θ2)

On considère une nouvelle fois un faisceau laser incident avec un champ électrique $\vec{E} = E_X \vec{x} + E_Y \vec{y}$. Dans ce cas, l'expression du champ électrique du faisceau en sortie du montage 3 s'exprime de la façon suivante :

$$\begin{bmatrix} E_X^{OUT} \\ E_Y^{OUT} \end{bmatrix} = P(\theta_2) Q(\eta) J_{LCD}^{fghj}(\alpha, \beta, \psi) P(\theta_1) \begin{bmatrix} E_X \\ E_Y \end{bmatrix} \quad (16)$$

En insérant (6), (8) et (13) dans l'expression (16), on obtient :

$$\begin{aligned} \begin{bmatrix} E_X^{OUT} \\ E_Y^{OUT} \end{bmatrix} &= \frac{\sqrt{2}}{2} e^{-i(\beta+\phi_0)} \begin{bmatrix} \cos^2(\theta_2) & \cos(\theta_2) \sin(\theta_2) \\ \cos(\theta_2) \sin(\theta_2) & \sin^2(\theta_2) \end{bmatrix} \\ &\begin{bmatrix} 1 - i \cos(2\eta) & -i \sin(2\eta) \\ -i \sin(2\eta) & 1 + i \cos(2\eta) \end{bmatrix} \begin{bmatrix} f - ig & h - ij \\ -h - ij & f + ig \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \cos^2(\theta_1) & \cos(\theta_1) \sin(\theta_1) \\ \cos(\theta_1) \sin(\theta_1) & \sin^2(\theta_1) \end{bmatrix} \begin{bmatrix} E_X \\ E_Y \end{bmatrix} \end{aligned}$$

Cette dernière expression se condense en une expression identique à (14) :

$$\begin{bmatrix} E_X^{OUT} \\ E_Y^{OUT} \end{bmatrix} = \frac{\sqrt{2}}{2} e^{-i(\beta+\phi_0)} T(\theta_1, \theta_2, \eta) (\cos(\theta_1) E_X + \sin(\theta_1) E_Y) \begin{bmatrix} \cos(\theta_2) \\ \sin(\theta_2) \end{bmatrix} \quad (17)$$

Dans ce cas, l'expression de $T(\theta_1, \theta_2, \eta)$ prend la forme suivante :

$$T(\theta_1, \theta_2, \eta) = \begin{aligned} & \{(f - g \cos(2\eta) - j \sin(2\eta)) \cos(\theta_1 - \theta_2) + (h + g \sin(2\eta) - j \cos(2\eta)) \sin(\theta_1 - \theta_2)\} \\ & - i \{(g + f \cos(2\eta) - h \sin(2\eta)) \cos(\theta_1 + \theta_2) + (j + f \sin(2\eta) + h \cos(2\eta)) \sin(\theta_1 + \theta_2)\} \end{aligned} \quad (18)$$

2.4. Montage n°4 : Polariseur (θ_1) / Quart d'onde (η_1) / LCD / Quart d'onde (η_2) / Analyseur (θ_2)

On considère une nouvelle fois un faisceau laser incident avec un champ électrique $\vec{E} = E_X \vec{x} + E_Y \vec{y}$. Dans ce cas, l'expression du champ électrique du faisceau en sortie du montage 3 s'exprime de la façon suivante :

$$\begin{bmatrix} E_X^{OUT} \\ E_Y^{OUT} \end{bmatrix} = P(\theta_2) Q(\eta_1) J_{LCD}^{fghj}(\alpha, \beta, \psi) Q(\eta_2) P(\theta_1) \begin{bmatrix} E_X \\ E_Y \end{bmatrix} \quad (19)$$

En insérant (6), (8) et (13) dans l'expression (19), on obtient :

$$\begin{bmatrix} E_X^{OUT} \\ E_Y^{OUT} \end{bmatrix} = \frac{1}{2} e^{-i(\beta+\phi_0)} \begin{bmatrix} \cos^2(\theta_2) & \cos(\theta_2) \sin(\theta_2) \\ \cos(\theta_2) \sin(\theta_2) & \sin^2(\theta_2) \end{bmatrix} \begin{bmatrix} 1 - i \cos(2\eta) & -i \sin(2\eta) \\ -i \sin(2\eta) & 1 + i \cos(2\eta) \end{bmatrix} \begin{bmatrix} f - ig & h - ij \\ -h - ij & f + ig \end{bmatrix} \begin{bmatrix} 1 - i \cos(2\eta) & -i \sin(2\eta) \\ -i \sin(2\eta) & 1 + i \cos(2\eta) \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \cos^2(\theta_1) & \cos(\theta_1) \sin(\theta_1) \\ \cos(\theta_1) \sin(\theta_1) & \sin^2(\theta_1) \end{bmatrix} \begin{bmatrix} E_X \\ E_Y \end{bmatrix}$$

Après développements et simplifications, on obtient l'expression suivante :

$$\begin{bmatrix} E_X^{OUT} \\ E_Y^{OUT} \end{bmatrix} = \frac{1}{2} e^{-i(\beta+\phi_0)} T(\theta_1, \theta_2, \eta_1, \eta_2) (\cos(\theta_1) E_X + \sin(\theta_1) E_Y) \begin{bmatrix} \cos(\theta_2) \\ \sin(\theta_2) \end{bmatrix} \quad (20)$$

avec

$$\begin{aligned}
T(\theta_1, \theta_2, \eta_1, \eta_2) = & \\
& \cos(\theta_1 - \theta_2) \{ f(1 - \cos(2\eta_1 - 2\eta_2)) - g(\cos(2\eta_1) + \cos(2\eta_2)) - j(\sin(2\eta_1) + \sin(2\eta_2)) - h \sin(2\eta_1 - 2\eta_2) \} \\
& + \sin(\theta_1 - \theta_2) \{ h(1 + \cos(2\eta_1 - 2\eta_2)) - g(\sin(2\eta_1) - \sin(2\eta_2)) + j(\cos(2\eta_1) - \cos(2\eta_2)) - f \sin(2\eta_1 - 2\eta_2) \} \\
& - i \cos(\theta_1 + \theta_2) \{ g(1 - \cos(2\eta_1 + 2\eta_2)) + f(\cos(2\eta_1) + \cos(2\eta_2)) + h(\sin(2\eta_1) - \sin(2\eta_2)) - j \sin(2\eta_1 + 2\eta_2) \} \\
& - i \sin(\theta_1 + \theta_2) \{ j(1 + \cos(2\eta_1 + 2\eta_2)) + f(\sin(2\eta_1) + \sin(2\eta_2)) - h(\cos(2\eta_1) - \cos(2\eta_2)) - g \sin(2\eta_1 + 2\eta_2) \}
\end{aligned}
\tag{21}$$

3. Amplitude et phase

Quel que soit le montage, la modélisation est ramenée à une expression du type :

$$\begin{bmatrix} E_X^{OUT} \\ E_Y^{OUT} \end{bmatrix} = c e^{-i(\beta + \phi_0)} T (\cos(\theta_1) E_X + \sin(\theta_1) E_Y) \begin{bmatrix} \cos(\theta_2) \\ \sin(\theta_2) \end{bmatrix}$$

où c est une constante dont la valeur varie en fonction du montage et T une expression dépendant des angles associés aux différents éléments du montage.

L'intensité transmise et normalisée I ainsi que la phase ϕ s'obtiennent en utilisant les relations suivantes :

$$I = |cT|^2 \tag{22}$$

$$\phi = \beta - \arg(T) \tag{23}$$

Liste des publications

Article dans revue avec comité de lecture :

Beuret, M., P. Twardowski, and J. Fontaine, *Design of an off-axis see-through display based on a dynamic phase correction approach*. Opt. Express, 2011. **19**(20): p. 19688-19701.

Conférences avec actes dans un congrès international :

Beuret, M., P. Twardowski, and J. Fontaine, *Conception of a hybrid relay system for an augmented reality system for applications in surgery*. 4th EOS Topical Meeting on Advanced Imaging Techniques, Iena, Germany, September 2009.

M. Beuret ; D. Vukicevic ; P. Twardowski ; J. Fontaine; *Sequential aberrations compensation in an off-axis holographic imaging system*. Proc. SPIE 8074, Holography: Advances and Modern Trends II, 80740B (May 11, 2011).

Conférence nationale :

M. Beuret, P. Twardowski, J. Fontaine, *Correction holographique de front d'onde pour affichage dans les véhicules*, Symposium Innovation Technologiques et Systèmes de Transport ITT'09, ENSTA ParisTech, 27 octobre 2009.

Approche dynamique de formation d'image et de compensation d'aberrations pour un système de réalité augmentée

Résumé

La réalité augmentée consiste à superposer à l'environnement réel des informations virtuelles générées numériquement. Parmi les systèmes qui permettent de réaliser un tel mélange, nous nous intéressons dans ce travail aux systèmes de visualisation en réalité augmentée liés à la tête de l'utilisateur, généralement appelés HMD (Head-Mounted Display). Dans un tel système, la superposition des informations virtuelles à l'environnement réel peut être réalisée par un élément optique (optique mélangeuse) positionné devant l'œil de l'utilisateur. La conception d'un système HMD est cependant une tâche complexe. En effet, la proximité de la tête introduit des contraintes géométriques importantes et provoque des déformations (aberrations) des images virtuelles. Généralement, ces aberrations sont minimisées de façon simultanée sur l'ensemble du champ de vision de l'utilisateur. Cette optimisation du système se fait néanmoins soit au détriment de la compacité ce qui s'avère problématique pour le confort d'utilisation du HMD, soit au détriment de la qualité de l'image au centre du champ de vision. Nous proposons dans ce travail ce qui nous semble être une nouvelle approche de conception en associant un modulateur spatial de lumière (SLM) et une optique mélangeuse diffractive statique. L'image virtuelle est créée séquentiellement point par point en modifiant l'incidence sous laquelle on éclaire l'optique mélangeuse. Le SLM permet d'adapter dynamiquement la correction des aberrations associées à chaque point virtuel. Nous avons dans un premier temps défini la fonction optique de l'optique mélangeuse diffractive et le champ de vision maximal ($18^\circ \times 18^\circ$) qu'il est possible d'atteindre en respectant les contraintes géométriques d'utilisation. Nous avons pu alors montrer théoriquement que l'approche proposée permet d'atteindre une qualité d'image optimale sur l'ensemble du champ de vision. Les fonctions de correction sont réalisables avec les technologies actuelles. La validation expérimentale de ces résultats a été réalisée.

Résumé en anglais

Augmented reality (AR) supplements the real world with computer-generated objects that appear to coexist in the same space as the real world. Among the systems that achieve such a mixture, we focus in this work on augmented reality head mounted displays (HMD). In such a system, the superimposition of virtual information to the real environment can be achieved by a combiner. This combiner is an optical element positioned in front of the eye of the user. It is a complex challenge to design an HMD. They generally have off-axis configurations because of the proximity of the head of the user. The optical system therefore suffers for high geometrical aberrations as Gauss conditions are not respected. Usually, these aberrations are minimized simultaneously on the entire field of vision of the user. However, such a simultaneous approach implies either a loss of compactness or a loss of the quality of the image. We propose in this work a novel design for an augmented reality HMD. We studied an optical system associating a dynamic element (spatial light modulator) and a static diffractive combiner. The virtual image is created sequentially point by point by illuminating the diffractive combiner with different incidences. The SLM allows to adapt, in a dynamical way, the correction of the aberrations associated to each position of the virtual point. We initially defined the phase transfer function of the diffractive combiner. We showed that it is possible to reach a 18° by 18° field of view considering the geometrical constraints. Then, we proved theoretically that the proposed approach can achieve an optimal image quality over the entire field of view. We demonstrated that it is possible to realize the correction functions with current technologies. The experimental validation of the results was performed.