



Une lentille segmentée modulable à cristaux liquide pour l'optique adaptative sans pixelisation

Mémoire

Louis Bégel

Maîtrise de Physique avec mémoire
Maître ès sciences (M. Sc.)

Québec, Canada

© Louis Bégel, 2018

Une lentille segmentée modulable à cristaux liquide pour l'optique adaptative sans pixelisation

Mémoire

Louis Bégel

Sous la direction de:

Pr.Tigran Galstian, directeur de recherche

Résumé

Nous présenterons dans ce mémoire un composant à cristaux liquides électriquement variable pouvant présenter différentes fonctions optiques interchangeableables en temps réel. Il peut être utilisé comme une lentille sphérique variable, puis commuté en un prisme variable, pouvant également commuter sous des formes de lentilles atypiques comme une lentille de Powell ou encore un axicon, etc. Cette cellule est réalisée en utilisant une couche faiblement conductrice dans l'approche dite de "contrôle modal" avec une électrode périphérique segmentée. La conception proposée permet d'accéder à des contrôles supplémentaires en choisissant les valeurs de fréquence et de tension appliquées aux différentes électrodes périphériques. Bien que le composant n'ait pas d'électrodes dans la zone d'ouverture, il permet de générer une grande variété de fronts d'ondes et de faisceaux (tels que gaussien, Bessel, Airy, etc.). Ce composant est un puissant dispositif permettant l'optique adaptative pouvant être utilisé dans de nombreuses applications photoniques.

Abstract

An electrically variable liquid crystal component is presented that can perform various optical functions that are interchangeable in real time. It can be used as a variable spherical lens, then may be switched into a variable prism, axicon, etc. This is achieved by the use of a weakly conductive layer in the so called “modal control” lens approach with a segmented peripheral electrode. The proposed design enables important additional control tools via the choice of the frequency and voltage values that are applied to peripheral electrode segments. Despite the fact that the component has no electrodes in the clear aperture area, it allows the generation of rich variety of wavefronts and beams (such as Gaussian, Bessel, Airy, etc.) transforming it into a powerful adaptive optical device that can be used in many photonic applications.

Table des matières

| | |
|---|-----------|
| Résumé | iii |
| Abstract | iv |
| Table des matières | v |
| Liste des tableaux | vii |
| Liste des figures | viii |
| Remerciements | xi |
| Introduction | 1 |
| 1 Les cristaux liquides | 3 |
| 1.1 La phase nématique | 4 |
| 1.1.1 l'anisotropie | 4 |
| 1.1.2 Le couple électrique | 6 |
| 1.2 Applications | 7 |
| 1.2.1 Cellule à retard de phase | 7 |
| 1.2.2 Cellules de cristaux liquides (pixels) | 8 |
| 1.2.3 Lentilles à focale variable | 8 |
| 2 Correction de l'asymétrie du front d'onde | 12 |
| 2.1 Situation | 12 |
| 2.2 Solution proposée | 15 |
| 2.3 Conditions expérimentales et procédures | 16 |
| 2.4 Les résultats expérimentaux | 18 |
| 3 Correction des aberrations d'un système optique | 25 |
| 4 Génération dynamique de faisceaux non-diffractants | 31 |
| 4.1 Introduction | 31 |
| 4.2 La génération de fronts d'onde complexes | 33 |
| 4.2.1 Montage | 34 |
| 4.3 Axicon | 37 |
| 4.4 Faisceaux de Airy | 40 |
| 4.4.1 Lentille de Powell | 40 |
| 4.4.2 Faisceaux de Airy à énergie finie | 41 |

| | |
|---|-----------|
| 4.4.3 Conclusion | 44 |
| Conclusion | 45 |
| A Shack-Hartmann | 47 |
| A.1 Théorie | 47 |
| A.1.1 Polynômes de Zernike | 47 |
| A.1.2 Aberrations sur le front d'onde | 47 |
| A.2 Expériences | 49 |
| A.2.1 Montage | 49 |
| B Photolithographie | 51 |
| B.1 Dépôt de couche mince | 51 |
| B.2 Couche de Photo-résine | 51 |
| B.3 Cuisson délicate | 52 |
| B.4 Exposition UV | 52 |
| B.5 Développement | 54 |
| B.6 Cuisson dur | 56 |
| B.7 Etching | 56 |
| B.8 Décapage | 56 |
| C Conception et caractérisation d'une lentille à cristaux liquides segmentée huit électrodes | 57 |
| C.1 Préparer les lamelles de verre | 57 |
| C.2 Nettoyage des lames | 58 |
| C.2.1 Lavage avec du piranha | 58 |
| C.2.2 Lavage avec du savon | 59 |
| C.3 Dépôt d'une couche de polyimide | 60 |
| C.4 Frottement de la couche de polyimide | 61 |
| C.5 Assemblage des lamelles | 62 |
| C.6 Remplissage de la cellule | 63 |
| C.7 Connexion des 8 électrodes | 64 |
| C.8 Contrôle des électrodes | 66 |
| Bibliographie | 68 |

Liste des tableaux

| | | |
|-----|--|----|
| 2.1 | Valeur des tensions et fréquences appliquées aux électrodes | 19 |
| 2.2 | Valeurs des tensions et fréquences appliquées aux 8 électrodes de la lentille CL segmentée | 22 |
| 3.1 | Valeurs des tensions et fréquences appliquées aux 8 électrodes de la lentille LC segmentée lors de la correction GRIN rod S-TLCL. | 28 |
| A.1 | Liste des 14 premiers polynômes de Zernike | 48 |
| C.1 | Gestion des électrodes pour augmenter ou diminuer les aberrations | 67 |

Liste des figures

| | | |
|-----|---|----|
| 1.1 | Transition de phase et température de transition pour le cristal benzoate de cholestérol | 4 |
| 1.2 | Ellipsoïde d'un milieu uniaxe | 5 |
| 1.3 | Interaction du champ électrique avec les molécules de cristaux liquides | 6 |
| 1.4 | Schéma explicatif du principe de fonctionnement d'une lame à retard de phase à l'aide d'une cellule à cristaux liquides, les flèches noires correspondent à la direction de frottement et de la polarisation. A gauche aucune tension n'est appliquée a la cellule à droite une tension $V \approx 2,9V$ est appliquée aux électrodes (E1 et E2). | 7 |
| 1.5 | Schéma explicatif du fonctionnement d'un pixel, les flèches noires correspondent à la direction de frottement x et y (direction d'ancrage du directeur); les polariseurs P_1 et P_2 sont respectivement dans l'axe x et y. A gauche aucune tension n'est appliquée à la cellule. A droite une tension $V \approx 3,8V$ est appliquée aux électrodes (E1 et E2) | 8 |
| 1.6 | Réorientation moléculaire des cristaux liquides en fonction du champs électrique, Profil de l'indice de réfraction selon l'orientation moléculaire des cristaux liquides | 9 |
| 1.7 | Différentes techniques de réalisation des lentilles à cristaux liquides | 10 |
| 2.1 | Schéma démonstratif de la lentille à cristaux liquides composée d'une couche homogène de cristaux liquides située entre deux substrats composés d'une électrode circulaire et d'une électrode uniforme transparente. (a) Les ellipses montrent l'orientation moléculaire moyenne locale , α est l'angle de "pré-tilt", la ligne de pointillés correspond à la couche de PI. La ligne de tirés correspond à la couche semi-conductrice, les petites flèches au centre correspondent à la direction du champ électrique, les deux flèches en pointillé sur le substrat correspondent aux directions de frottement du PI. (b) Schéma illustrant l'origine de l'asymétrie du front d'onde de la lumière au travers de la couche de LC pour différents angles d'incidence. WLC et PI ne sont pas représentés pour plus de clarté. | 13 |
| 2.2 | Démonstration de l'asymétrie du front d'onde en utilisant les images polarimétriques d'une lentille à cristaux liquides traditionnelle avec une électrode pour une puissance optique faible (OP =87D) et b) moyen (OP = 131D). La petite flèche rouge en (b) montre la direction du décalage de la focale qui est parallèle a la direction de frottement x. | 14 |
| 2.3 | Schéma démonstratif de la segmentation de HPE avec (a) une, (b) deux et (c) huit segments | 15 |

| | | |
|-----|--|----|
| 2.4 | Puissance optique et aberrations en fonction des fréquences appliquées pour une lentille à cristaux liquides avec un segment | 18 |
| 2.5 | Puissance optique et aberrations en fonction des fréquences appliquées pour des lentilles à cristaux liquides avec deux et huit électrodes. | 20 |
| 2.6 | les images polarimétrique d'une S-TLCL utilisant huit segments pour une puissance optique faible (à gauche) ou moyenne (à droite). | 21 |
| 2.7 | Distribution du retard de phase (à 8 KHz) le long de l'axe x. Correction du décalage du front d'onde (Δx) avant (pointillé) et après (continue) correction des aberrations. | 23 |
| 2.8 | Aberrations optiques en fonction de la fréquence dans le cas d'une lentille à une électrode (triangle), deux électrodes (carré) et huit électrodes (losange), excluant le defocus (coefficient de Zernike Z5) et l'aberration sphérique de 3 ^{ème} ordre (coefficient de Zernike Z13). | 24 |
| 3.1 | Schéma démonstratif du mini endoscope et son utilisation en zone profonde du cerveau, CMOS- Détecteur, TLCL - lentille à cristaux liquide, R-GRIN - lentille à gradient d'indice | 26 |
| 3.2 | Schéma démonstratif du montage expérimental utilisé pour l'étude, la compensation des aberrations de la R-GRIN à l'aide de la lentille segmentée, différents fronts d'onde générés en utilisant la lentille segmentée. L_1 , L_2 et L_3 sont des lentilles de verre, S-H- détecteur de front d'onde (Shack-Hartmann) | 27 |
| 3.3 | Aberration RMS totale en fonction de la puissance optique du système "TLCL et R-GRIN" dans le cas d'une simple électrode (carrés remplis) et segmentée (cercles ouvert). La lentille à une légère courbure causant une puissance optique négative à l'état fondamental. Les tensions et fréquences appliquées sont présentées dans le tableau 3.1. | 28 |
| 3.4 | Démonstration quantitative de l'erreur sur le front d'onde, correction d'une Rod GRIN par une lentille à cristaux liquide segmentée, Noir correspond à la GRIN seule, rouge correspond à TLCL R-GRIN simple electrode 4V3KHz, bleu correspond à TLCL-S R-GRIN huit electrodes $\approx 4V3KHz$ | 29 |
| 4.1 | Profil d'un front d'onde obtenu par le contrôle de la fréquence du signal d'excitation, $f_1 = f_2 = 105$ kHz; $f_3 = f_4 = 110$ kHz; $f_5 = f_6 = f_7 = f_8 = 100$ kHz; $U_1 = U_2 = U_3 = \dots U_8 = 4V$. La S-TLCL est placée entre deux polariseurs croisés avec le directeur aligné à 45° | 33 |
| 4.2 | Démonstration qualitative de différents front d'onde pouvant être obtenus à l'aide de la lentille à cristaux liquides avec 8 électrodes. | 35 |
| 4.3 | Génération d'une lentille sphérique. 4V et 10kHz a été appliquée sur chaque électrodes. A gauche, le profil d'intensité dans le plan focale. A droite distribution transversale de l'intensité sur différents plans le long de l'axe Z. | 36 |
| 4.4 | Déphasage transversal (du centre de la lentille, à $x = 0$, jusqu'à la périphérie de la lentille à $x = 1$) pour les fronts d'onde sphérique (cercle remplis vert) et linéaire (carré remplis rouge) générés respectivement par le mode lentille sphérique et un axicon. la courbe pointillée représente la fonction parabolique de concordance. Le cercle pointillé montre une imperfection de l'axicon au centre de la lentille. | 36 |
| 4.5 | Présentation schématique des paramètres d'un axicon | 37 |

| | | |
|------|---|----|
| 4.6 | Generation d'un axicon. a) Visualisation polarimetrique de la phase transversal d'un axicon utilisé pour généré le faisceau bessel. 6V à été appliqué sur chaque electrode, tandis que les electrodes 1-2-3-4-5-6-7-8 ont été respectivement excité par une fréquence de 500, 505, 510, 515, 520, 525, 530 and 535 Hz [phase shift 14π], b) profil d'intensité dans le plan focal à $z = 2,6$ cm et c) distribution transversal de l'intensité sur différent plans le long de l'axe Z. . . . | 38 |
| 4.7 | Profil d'intensité dans le cas d'une lentille sphérique (cercles remplis vert) et d'un axicon (carrés remplis rouge), générés par une même S-TLCL | 40 |
| 4.8 | Génération d'une distribution d'intensité uniforme à partir d'un faisceau gaussien circulaire. a) Ref : profil transversal du faiceau incident à 50 cm (S-TLCL éteinte). Les sections 1, 2 et 3 décrivent le profil du front d'onde et la distribution d'intensité du faisceau traversant ce profil de phase. b) Profil d'intensité normalisé le long de la ligne générée. | 41 |
| 4.9 | Profil de distribution d'intensité longitudinale pour le masque de front d'onde 3) | 42 |
| 4.10 | Profil de phase et distribution de l'intensité en champ lointain, Tension fixe : 5V et fréquences $f_{1-8} = 100$ KHz, $f_{2-3} = 105$ KHz, $f_{4-5} = 110$ KHz et $f_{6-7} = 115$ KHz (1) et 4V, $f_1 = 50$ KHz, $f_2 = 51$ Khz, $f_3 = 52$ KHz, $f_4 = 53$ KHz, $f_5 = 54$ Khz, $f_6 = 55$ KHz, $f_7 = 56$ KHz et $f_8 = 57$ KHz pour (2) | 43 |
| 4.11 | Distance du faisceau de Airy de l'axe optique en fonction de la distance en Z pour quatre (cercles pleins) et huit (triangles) "accelerating polygons beams" . | 43 |
| 4.12 | Assemblage lentille "full lens" (deux lentilles avec leur axe directeurs n perpendiculaires) permettant de travailler avec les deux composantes de la polarisation | 45 |
| A.1 | Principe de fonctionnement du capteur Shack-Hartmann | 48 |
| B.1 | Photo de la Sorbonne (avec spin-coater) et de la photo-résine S1813 | 52 |
| B.2 | Machine pour l'exposition UV | 53 |
| B.3 | générateur lampe UV | 53 |
| B.4 | Support masque photolithographie et support du substrat | 54 |
| B.5 | levier d'activation et molette de translation pour l'ajustement des axe x,y et z | 55 |
| B.6 | Récipient du developpeur MF-319 | 55 |
| C.1 | Photo d'une de nos lentilles segmentées | 57 |
| C.2 | Photo sorbonne pour le lavage des verres (bêcher attitré, bain à ultrason, plaque chauffante) | 60 |
| C.3 | Spin-coater | 60 |
| C.4 | Disposition des lamelles pour former une cellule. | 63 |
| C.5 | Isolement des électrodes | 64 |
| C.6 | Positionnement des fils électrique | 64 |
| C.7 | Soudure des électrodes | 65 |
| C.8 | Rouge : Connexion électrode, Noir : Ground, Blanc : Aucune connection . . . | 65 |
| C.9 | Connections Pin mâle | 65 |
| C.10 | Connexion des Pin d'électrodes à l'adaptateur | 66 |
| C.11 | Connexion des électrodes au contrôleur (National Instruments | 66 |
| C.12 | Répartition des électrodes | 67 |

Remerciements

Je souhaite dédié ces quelques lignes aux personnes qui ont contribué de près à l'avancer de mes travaux de maîtrise.

Tout d'abord, j'exprime une grande gratitude au Pr. Tigran Galstian qui m'a accueilli au sein de son équipe, pour sa confiance, la transmission de ses connaissances scientifiques mais également sa patience.

Un grand merci à Arutyun et Loïc pour nos discussions enrichissantes et indispensables et leurs conseils méthodologiques. Ainsi qu'à toute l'équipe pour l'entre aide, leur sympathie et leur bonne humeur.

Je souhaite également remercier M. Patrick Larochelle pour sa disponibilité et son professionnalisme qui ont été d'une aide précieuse.

Je remercie M. Soulaymane Toubou Bah pour le temps qu'il a consacré au projet afin que celui-ci puisse avancer, ainsi que sa gentillesse.

Mais également, l'équipe de recherche de TLCL pour leurs conseils et leur expertise.

Pour finir, je remercie ma famille et mes amis pour m'avoir soutenu dans cette aventure et d'avoir été là dans les bons moments et ceux plus difficiles.

Liste des symboles

| | |
|--------|---------------------------------------|
| AC | Alternative Current |
| CA | Clear aperture |
| CL | Cristaux liquides |
| CW | Continuous wave |
| DOF | depth of field |
| GRIN | Gradient index |
| HPE | Hole patterned electrode |
| ITO | Indium tin oxide |
| OP | optical power |
| PI | Polyimide |
| RMS | Root mean square |
| S-H | Shack-Hartmann |
| S-TLCL | Segmented tunable liquid crystal lens |
| SAB | Symmetric Airy Beam |
| SLM | Spatial light modulator |
| TLCL | Tunable liquid crystal lens |
| WLC | Weakly conductive layer |

Introduction

Les lentilles sont des éléments clés des systèmes optiques. La plupart des lentilles classiques sont faites de verre, de polymère ou d'autres matériaux solides transparents, qui ont une distance focale fixe.

Les défauts observés dans une image lors de l'utilisation de systèmes optiques sont dus aux aberrations et peuvent avoir plusieurs origines. Il convient donc de distinguer les défauts liés aux éléments optiques de manière à spécifier et interpréter la performance d'un système. Les aberrations peuvent être divisées en deux parties, les aberrations monochromatiques et l'aberration chromatique, lesquelles ont un fort impact sur le pouvoir de résolution. Les aberrations monochromatiques dépendantes de paramètres géométriques (défaut de fabrication, position de la pupille, ouverture numérique et angle de champ, notamment) peuvent être classées principalement en aberrations sphériques, astigmatisme, coma, courbure de champ et distorsion, connues sous le nom d'aberrations de Seidel. L'aberration chromatique quant à elle est causée par différents indices de réfraction vus par différentes longueurs d'onde de la lumière.

Le but de ces travaux de recherche était d'étudier de concevoir, de réaliser, de caractériser et d'appliquer une lentille à cristaux liquide dans un système optique permettant d'accéder à l'optique adaptative dans des espaces confinés et à faible coût de fabrication (contrairement au modulateur spatial de lumière (SLM)) afin de corriger les aberrations et d'améliorer la résolution des images notamment pour des systèmes à faible ouverture comme l'endomicroscopie lors de l'observation de l'activité neuronale chez les petits mammifères.

Aujourd'hui, l'utilisation des propriétés fluidiques des cristaux liquide pour créer des fonctions optiques reconfigurables a largement été explorée, pour bénéficier des propriétés de focalisation. Ces cellules se basent sur la propriété de ces dernières de voir leur indice optique se modifier en fonction du champ électrique qui leur est appliqué. L'application de signaux électriques à amplitude et fréquence variables permet de moduler la distribution pour créer un gradient d'indice dans la cellule et générer des propriétés de focalisation. A l'heure actuelle, la grande majorité des lentilles CL utilisent une électrode unique et circulaire. Une alternative à cette configuration circulaire consiste à diviser l'électrode afin d'établir un contrôle électrique indépendant à différentes régions de la lentille permettant

ainsi un contrôle localisé du champ électrique et de la réorientation des molécules, et ainsi pouvoir prétendre à la modulation et à la correction de front d'onde. Nous verrons également que ce nouveau dispositif permet d'accéder à la génération de faisceaux à diffraction limitée tels que Bessel, Airy par la génération de front d'onde complexe.

Ce mémoire détaille l'ensemble de nos travaux et il est divisé en 4 chapitres :

Le chapitre 1 résume les propriétés électro-optiques des CL nématiques aux niveaux théorique et appliqué.

Le chapitre 2 démontre la capacité de notre lentille segmentée à moduler le front d'onde, permettant la correction d'aberration intrinsèque à cette dernière (asymétrie).

Le chapitre 3 traite de la capacité à corriger le front d'onde d'un système optique (GRIN rod).

Le chapitre 4 montre d'autres applications possibles avec cette S-TLCL notamment lors de la génération de front d'onde complexe permettant de générer des faisceaux à diffraction limitée (Bessel , Airy, etc..).

LES CRISTAUX LIQUIDES

Nous sommes entourés de cristaux liquides, mais avant de devenir une révolution technologique, ce fut avant tout une révolution scientifique. Les cristaux liquides sont des matériaux présentant des propriétés physiques intermédiaires entre les phases solides et liquides. C'est Reinitzer qui en 1888 ⁽¹⁾ découvrit ces phases de matière condensée ; pourtant le premier dispositif à cristaux liquide technologiquement stable fut seulement réalisé vers 1973 (calculatrice Sharp EL-8025LCD). Depuis, les cristaux liquides ont fait l'objet de nombreuses recherches et de multiples applications utilisant les cristaux liquides se sont développées (affichage, imagerie, télécommunication, médical, industrie...). La physique de base nous enseigne que la matière se présente sous trois états : solide, liquide ou gazeux. On savait qu'il était possible de faire des transitions de phase en utilisant la température. C'est donc Reinitzer, un chimiste autrichien étudiant la fusion du cristal de benzoate de cholestérol qui révèle un comportement anormal lorsque l'on décide de le chauffer. A cette époque il était connu que les cristaux perdent leur propriété anisotropes lors de la fusion au passage liquide. Or, lors de ces observations contrairement au passage à l'état liquide lors de la fusion, un stade intermédiaire, une solution laiteuse apparaît. Il poursuit son expérience et continue de chauffer la solution opaque ; elle devient transparente et cela correspond à l'état liquide (isotrope). Il semble y avoir deux points de fusion ; puis lorsqu'il refroidit de nouveau, la solution redevient opaque figure 1.1. Il fait appel à Lehmann, un crystallographe allemand qui est en mesure d'effectuer des observations sous microscope polarisé et sous haute température, de l'évolution des propriétés optiques de ce cristal (cristaux et liquides réagissent très différemment à la direction de lumière). Il constate que la solution "laiteuse" conserve les propriétés des cristaux (anisotropie).

Il démontre que cette classification en trois état est en fait incomplète car de nombreuses substances organiques ne présentent pas un changement d'état (ou transition de phase) unique entre le cristal et le liquide, mais une série de transitions faisant apparaître des états, dont les propriétés physiques sont intermédiaires entre le cristal et le liquide. Ces

états baptisés cristaux liquides par Friedel sont dits aussi mésomorphes (du grec : de forme intermédiaire) ou mésophases.

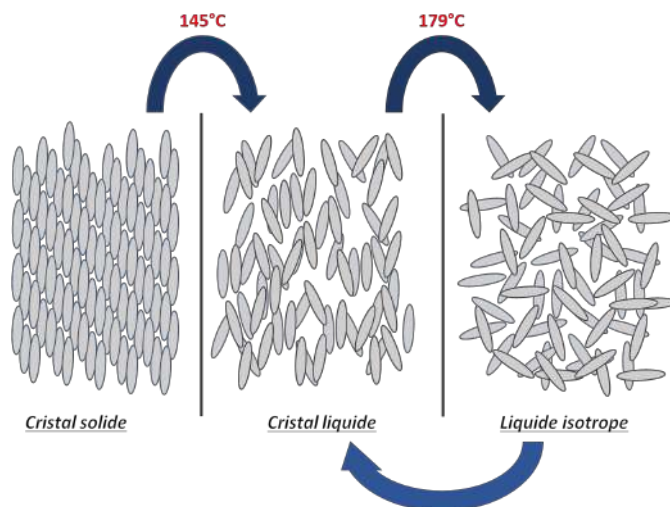


FIGURE 1.1 – Transition de phase et température de transition pour le cristal benzoate de cholestérol

Une conséquence immédiate est l'anisotropie généralement plus élevée que dans les cristaux : une biréfringence optique de 0,1 à 0,2 est courante dans les cristaux liquides. L'existence d'un ordre directionnel mais pas d'ordre positionnel garantit la propriété liquide. Par ailleurs, le caractère fluide des mésophases permet dans une certaine mesure la rotation facile des axes optiques. Cette propriété est évidemment essentielle pour l'application aux affichages et plus généralement aux dispositifs électro-optiques. Il existe plusieurs phases de cristal liquide : phase nématique, phase smectique et cholestérique. Dans ce mémoire nous travaillerons avec les CL nématiques.

1.1 La phase nématique

1.1.1 l'anisotropie

Par ses propriétés positionnelles (une direction moyenne locale des axes moléculaires) repérée par un vecteur unitaire \mathbf{n} , le directeur de la phase nématique. On représente généralement les molécules mésogènes par des formes elliptiques allongées (figure 1.2).

Une conséquence directe chez la phase nématique, c'est un milieu uniaxe ou biréfringent, c'est-à-dire qu'elle présente deux indices de réfraction différents, n_o et n_e , les indices ordinaire et extraordinaire. L'indice de réfraction du milieu sera donc différent selon la direction de propagation de la lumière, de sa polarisation et de l'orientation moléculaire. La meilleure représentation de cette anisotropie d'indice est l'ellipsoïde des indices de la figure 1.2. Dans

un milieu anisotrope à biréfringence négative, l'indice ordinaire est orienté le long de l'axe moléculaire et l'indice extraordinaire est dans le plan normal à cet axe.

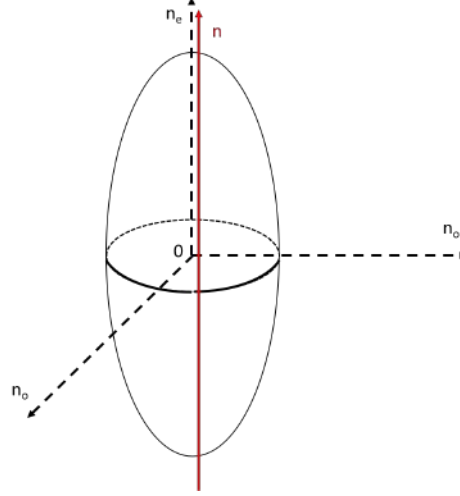


FIGURE 1.2 – Ellipsoïde d'un milieu uniaxe

Cet arrangement est inversé dans un milieu à biréfringence positive. Un faisceau lumineux non polarisé incident à une couche CL à biréfringence positive est donc séparé en deux composantes, une composante ordinaire, perpendiculaire à n et une composante extraordinaire parallèle à n . Chaque composante se propage dans le milieu biréfringent à deux vitesses différentes suivant l'indice considéré n_o pour la composante ordinaire et n_e pour la composante extraordinaire. L'indice effectif du milieu est dépendant de l'angle d'incidence, il peut-être calculé de la manière suivante :

$$\Delta n_{eff}(\Theta) = \frac{n_o \times n_e}{\sqrt{n_e^2 \times \cos(\Theta)^2 + n_o^2 \times \sin(\Theta)^2}} \quad (1.1)$$

Où Θ est l'angle entre n et l'axe orthogonal à la propagation du faisceau. Cette différence de vitesse de propagation engendre un déphasage :

$$\Delta\phi = \frac{2\pi d \Delta n}{\lambda} \quad (1.2)$$

Où d est l'épaisseur de CL traversé et λ la longueur d'onde du faisceau lumineux. C'est la modulation de ce déphasage ou variation de chemin optique qui est le plus souvent utilisée dans les dispositifs à cristaux liquides.

1.1.2 Le couple électrique

Le principe des cellules à cristaux liquides est de créer une interaction entre le champ électrique de commande et l'orientation moléculaire (n). Les molécules de cristaux liquides nématiques sont très anisotropes; lors de l'application d'un champ électrique E , elles se comportent comme un dipôle induit par E . Un moment dipolaire, perpendiculaire à l'axe des molécules et centré sur elles, apparaît ce qui génère un couple électrique qui les entraîne dans un mouvement de rotation (figure 1.3). Cette rotation est plus ou moins freinée par la viscosité et l'élasticité du milieu.

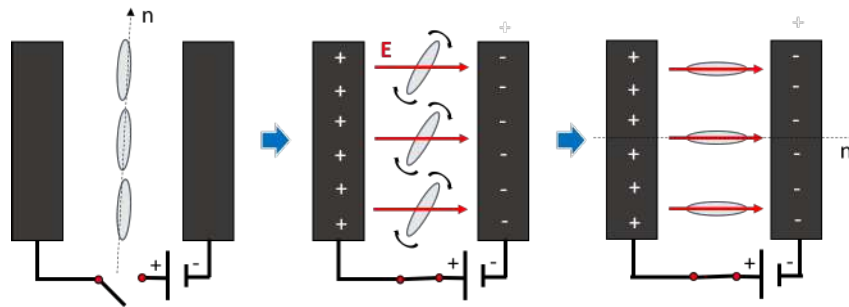


FIGURE 1.3 – Interaction du champ électrique avec les molécules de cristaux liquides

Lors de la rotation moléculaire, l'indice optique du milieu est modifié; la biréfringence est alors contrôlable électriquement. L'anisotropie d'indice $\Delta n = n_e - n_o$, peut atteindre 0,3 et sur une épaisseur pouvant aller jusqu'à plusieurs dizaines de μm , on obtient un déphasage $\Delta\phi = \frac{2\pi d \Delta n}{\lambda}$. De plus, les CL gardent leurs propriétés électro-optiques spectaculaires sur une très grande large gamme spectrale (UV, vis, IR) en dehors des plages de longueurs d'onde qui correspondent aux raies d'absorption moléculaires.

Le champ électrique doit être suffisamment fort pour vaincre les forces élastiques intrinsèques au matériau qui sont à l'origine de l'orientation des molécules entre elles. Pour réaliser une cellule à CL, il faut que l'alignement soit homogène dans tout le cristal. Une telle géométrie (réalisée dans les afficheurs d'usage courant) est obtenue par ancrage du directeur aux surfaces. Il consiste à piéger les molécules en contact avec les surfaces dans une direction choisie afin de maintenir, en l'absence de champ, toutes les molécules alignées. En règle générale, un ancrage planaire (n parallèle à la surface) est obtenu par frottement d'une couche mince de polymère (polyimide, *PI*), le directeur n s'alignant le long de la direction de frottement. C'est cet ancrage qui crée une force de rappel lorsque le champ est annulé, obligeant les molécules à revenir dans leurs positions initiales lors d'une phase de relaxation élastique. Il apparaît donc une compétition entre l'énergie élastique, qui tend à garder les bâtonnets parallèles aux substrats, et le champ électrique qui tend à orienter les bâtonnets selon E . On appelle ce phénomène la transition de Fredericks. Le temps de relaxation élastique dépend des paramètres du CL mais aussi de l'épaisseur; il augmente rapidement avec

l'épaisseur (dépendance quadratique); la réorientation des CL sous un champs électrique (E) est 100 à 1000 fois plus court que la relaxation des CL lorsque E est éteint.

1.2 Applications

1.2.1 Cellule à retard de phase

Le processus de conception des cellules CL le plus simple est schématisé sur la figure 1.5. Une couche transparente d'oxyde d'indium et d'étain (ITO) est déposée sur deux substrats de verre en contact avec les molécules CL. Ces couches font office d'électrodes et elle sont généralement recouvertes de polyimide (PI) pour réaliser l'ancrage. Les substrats sont frottés de façon anti-parallèle \vec{x} et $-\vec{x}$. Les deux substrats sont ensuite positionnés face à face et séparés par des micro-billes d'épaisseur contrôlée (L). Enfin le CL est introduit entre les deux substrats par capillarité et ces derniers sont piégés avec de la colle UV qui rend la cellule hermétique. Lorsqu'une tension V non nulle est appliquée à la cellule, les molécules vont tourner de façon homogène pour s'orienter en fonction de la direction du champ électrique. Ceci provoque un changement de la biréfringence du milieu ayant pour conséquence de modifier la phase de l'onde lumineuse incidente.

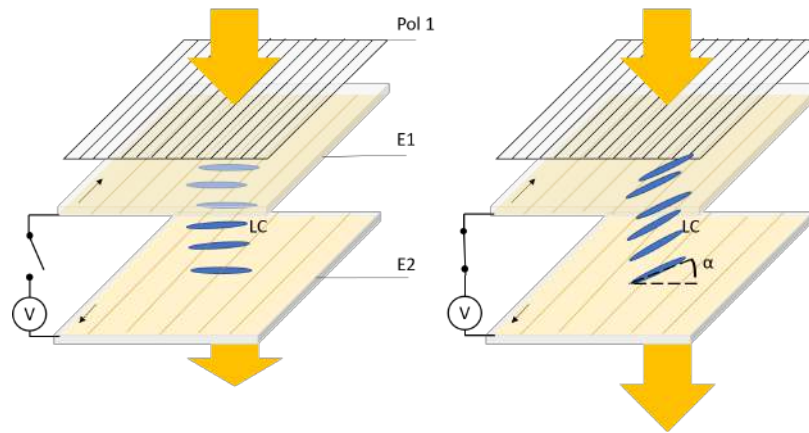


FIGURE 1.4 – Schéma explicatif du principe de fonctionnement d'une lame à retard de phase à l'aide d'une cellule à cristaux liquides, les flèches noires correspondent à la direction de frottement et de la polarisation. A gauche aucune tension n'est appliquée a la cellule à droite une tension $V \approx 2,9V$ est appliquée aux électrodes (E1 et E2).

En lumière polarisée suivant n ($\theta = 0$), elle permet d'introduire un déphasage pur et variable sans modification de l'état de polarisation. En lumière polarisée à 45° de n , elle change l'état de polarisation et permet de commuter entre une lame d'onde ($\theta = 0$) et une lame isotrope ($\theta = \pi/2$).

1.2.2 Cellules de cristaux liquides (pixels)

Contrairement à la cellule à retard de phase à cristaux liquide vue précédemment, pour réaliser l'ancrage ces substrats sont frottés dans l'axe x (bas) et y (haut) perpendiculairement. Les CL adoptent une configuration dans laquelle l'orientation change de façon continue, avec une rotation régulière en hélice. Une propriété intéressante est que cette dernière fait tourner le plan de polarisation. La polarisation suit l'orientation des molécules. On place deux polariseurs croisés à 90° . La lumière transmise dépend ensuite de la tension que l'on applique. Pour une tension $V < V_{max}$ la réorientation des molécules qui s'alignent avec un champ électrique modéré, la transmission de la lumière diminue car les molécules ne sont plus dans l'axe de polarisation ; enfin à une tension V_{max} les molécules sont perpendiculaires aux substrats et la transmission est nulle.

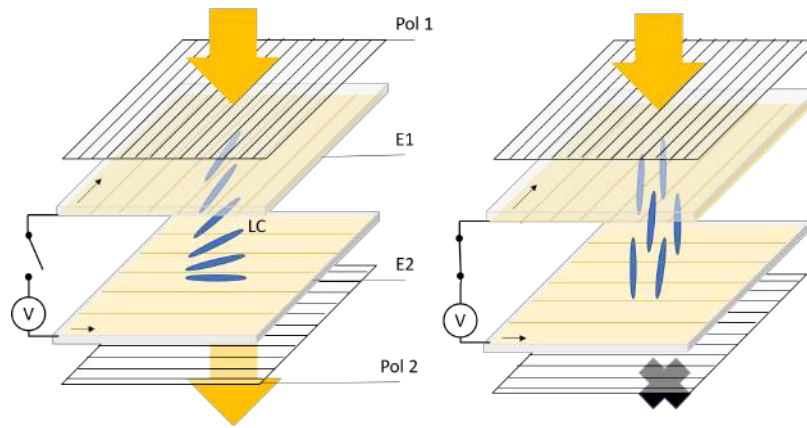


FIGURE 1.5 – Schéma explicatif du fonctionnement d'un pixel, les flèches noires correspondent à la direction de frottement x et y (direction d'ancrage du directeur) ; les polariseurs P_1 et P_2 sont respectivement dans l'axe x et y. A gauche aucune tension n'est appliquée à la cellule. A droite une tension $V \approx 3,8V$ est appliquée aux électrodes (E1 et E2)

1.2.3 Lentilles à focale variable

Comme nous l'avons présenté dans la section précédente l'anisotropie des cristaux liquides engendre un comportement dipolaire face à un champ électrique. Basé sur cette propriété nous avons vu qu'il était possible de générer des dispositifs à cristaux liquides (pixels) utilisés dans un grand nombre de nos appareils. Nous jouons sur l'orientation moléculaire, c'est-à-dire la biréfringence et le retard de phase pour modifier la polarisation de la lumière afin d'obtenir une transmission ou non de la lumière incidente. Mais, depuis plusieurs dizaines d'années un autre dispositif à cristaux liquides s'est développé toujours basé sur le retard de phase, autrement dit le faisceau incident doit être polarisé selon n (directeur des CL) : les lentilles à cristaux liquides. La structure la plus simple des lentilles CL utilise le champ électrique pour contrôler l'orientation du CL. Cette structure est typiquement construite par deux substrats induisant une couche de CL homogène. Les électrodes d'ITO sur les substrats

peuvent être modélées pour donner le champ souhaité. Dans ce type de lentille CL homogène, les motifs des électrodes et le contrôle électrique sont essentiels pour obtenir le retard de phase souhaité.

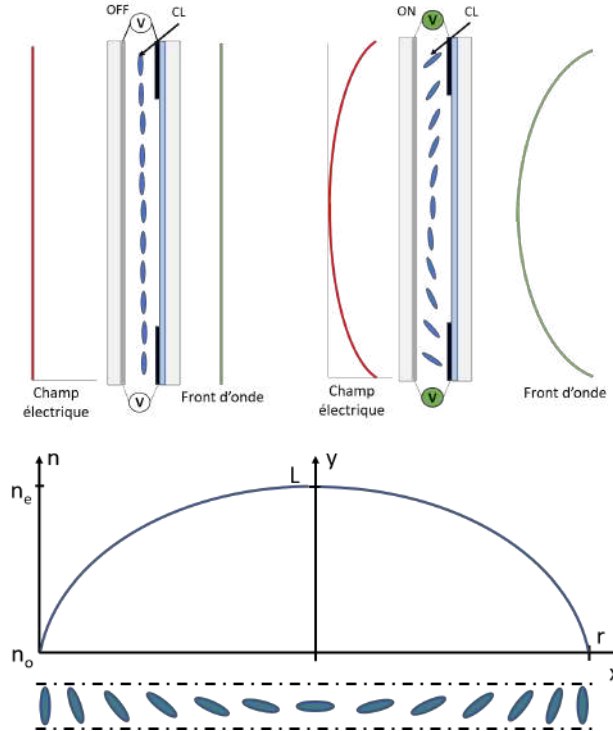


FIGURE 1.6 – Réorientation moléculaire des cristaux liquides en fonction du champ électrique, Profil de l'indice de réfraction selon l'orientation moléculaire des cristaux liquides

Il existe trois possibilités pour mettre en place des lentilles LC homogènes. Elles sont représentées sur les figures 1.7 montrant des structures avec des électrodes externes et internes, toutes les trois utilisent le champ des électrodes pour contrôler le retard de phase de la couche LC. Les électrodes sont généralement construites en *ITO*. La différence de ces trois structures réside dans l'insertion d'un matériau à haute impédance, c'est-à-dire dépendant de l'épaisseur du substrat (cas n°2) ou d'une couche semi-conductrice (cas n°3) entre deux couches d'*ITO* dont la fonction est de "lisser" le champ électrique communiqué à la couche CL en profondeur dans la lentille (CA). Dans le cas n°1 les électrodes sont orientées vers l'intérieur ; ce cas est destiné à de petits diamètres, $CA \ll 0.5$. Pour le cas n°2, le diamètre de la lentille dépend de l'épaisseur du substrat afin de respecter les proportions suivantes $CA/(L + e) \gg 2.5$ avec l'épaisseur (e) du substrat en verre. Mais, récemment une autre méthode a été mise en place, en conservant les électrodes à l'intérieur de la cellule ; une couche semi-conductrice (WLC) est déposée sur la couche supérieure de manière à reproduire la haute résistance du substrat et à conserver une propagation du champ électrique homogène (cas n°3) ; le contrôle sur la résistivité de cette couche permettra d'obtenir un contrôle du

diamètre de la lentille . Dans cette application, le but est d'utiliser les propriétés fluides des CL pour créer un gradient d'orientation moléculaire et donc un gradient d'indice dans le plan normal au faisceau incident. On établit ainsi une fonction de focalisation variable en jouant sur les signaux de commande. Ce type de structure est efficace, simple et facile à réaliser pour les lentilles CL sphériques. Afin de bénéficier d'une structure simple et plus flexible pour les applications, nos études ont porté sur ce type de lentilles CL

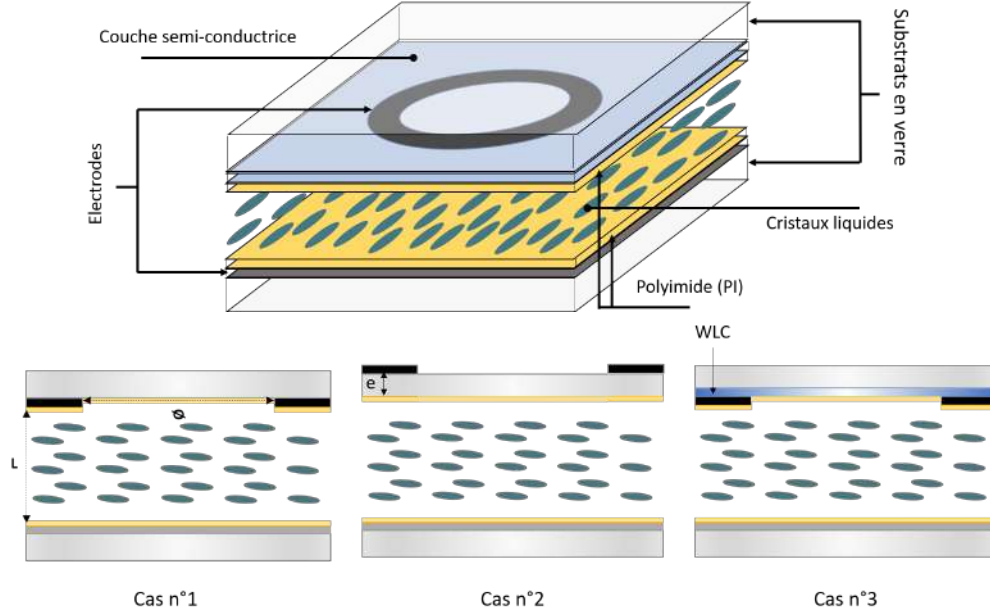


FIGURE 1.7 – Différentes techniques de réalisation des lentilles à cristaux liquides

Les performances réfractrices d'une lentille CL sont directement limitées par les dimensions de la cellule, la taille de la pupille et l'épaisseur de CL, et par la biréfringence du CL. Considérons une cellule d'épaisseur L , d'indice de réfraction n . Un signal sinusoïdal d'amplitude $3V_o$ et de fréquence f est appliqué aux bornes de la cellule. Une couche mince de très haute impédance permet de contrôler la propagation de la tension entre les électrodes grâce à une modulation des paramètres V_o et f , ce qui permet de créer un gradient de champ électrique, et donc de contrôler l'orientation des CL dans la cellule. En polarisant la lumière dans la direction de l'axe extraordinaire des CL, l'onde qui traverse ce milieu subit un déphasage. Si on considère que la variation d'indice des bords au centre de la cellule suit une progression parfaitement sphérique, on a :

$$f_{min} = \frac{r^2}{2L\Delta n} \quad (1.3)$$

Avec r le rayon de la lentille. La distance focale d'une lentille CL varie donc en quadrature

avec le rayon r de la pupille et elle est inversement proportionnelle à l'épaisseur et à la biréfringence du CL.

Dernièrement, cette technologie a trouvé de nombreuses applications pour l'imagerie dans l'industrie ou la recherche. Ces lentilles proposent de nombreux avantages avec un coût de fabrication bas, une consommation électrique faible, la possibilité d'accéder à des ouvertures (CA) basses, et une puissance optique (OP) élevée. Cependant, malgré ces avantages, il s'avère que l'implantation de lentille à cristaux liquides dans des systèmes optique nécessitant de petits CA, engendre des aberrations intrinsèques à cette dernière. Nous montrerons au chapitre suivant une solution à ce problème avec les premiers résultats et de nouvelles possibilités d'utilisation de notre nouvelle configuration de lentille à cristaux liquides.

CORRECTION DE L'ASYMÉTRIE DU FRONT D'ONDE

2.1 Situation

les lentilles à cristaux liquides ont été explorées depuis plusieurs dizaines d'années (2; 3; 4; 5; 6) et ont récemment trouvé des applications dans des produits électroniques destinés au grand public (ex. caméra téléphone portable par Karbonn, les webcams par Créative (7; 8; 9; 10; 11)). Ces applications requièrent des diamètres de l'ordre du millimètre (CA), typiquement de l'ordre de $CA \approx 2\text{mm}$. Présentement leur potentiel en ophtalmologie (8; 12; 13; 14) et virtualité augmentée (15; 16) (qui requiert un CA plus grand, $CA \geq 3\text{mm}$) est activement investigué. Un autre important domaine d'application, est la microscopie et l'endoscopie (pour l'étude du cerveau chez les petits mammifères) où, au contraire, un petit diamètre (CA) est nécessaire (typiquement de l'ordre de $CA = 0,5\text{mm}$) (17; 18; 19; 20; 21). Cependant, dans ce cas, la nature asymétrique inhérente aux lentilles à cristaux liquides génère une importante asymétrie du front d'onde ("focus tilt") et engendre une dégradation de la qualité d'image. Ce problème peut être illustré (figure 2.1(a) en utilisant l'approches suivante, où la couche de cristaux liquides d'épaisseur L est piégée entre une électrode circulaire (HPE) et une électrode uniforme transparentes (2; 4; 22; 23; 24; 25). Une mince couche semi-conductrice (WLC, avec approximativement $40\text{M}/\text{sq}$ de résistivité) est utilisée pour adoucir le profil du champ électrique le long de l'axe x . Si le ratio d'une lentille est grand, $CA/L \gg 2.5$ (26); voir les détails correspondants dans la section expérimentale. Le champ électrique dans la couche de LC est plus fort en périphérie ($x = CA/2$) comparé au centre ($x = 0$), l'orientation moléculaire (depuis son orientation initiale) est plus importante dans cette région. Par conséquent, l'indice de réfraction dans cette région est réduit, cela permet donc de générer une lentille à gradient d'indice.

Toutefois, cette approche possèdent un problème de symétrie intrinsèque. A savoir, l'orien-

tation du champ électrique est parfaitement symétrique avec cette configuration de lentille (représentée par deux flèches divergentes au centre sur figure 2.1 (a)). De plus, la réorientation moléculaire moyenne aussi appelée *directeur* (27) des cristaux liquides est initialement (à l'état fondamentale) alignée parallèlement aux substrats. Dès que l'on applique une tension, les champs électriques provenant des deux extrémités de la lentille, font face à des molécules pré-orientés (α) différemment (fig 2.1), cela génère un torque (28) diélectrique dans deux directions opposées qui se résulte en une réorientation abrupte des molécules (appelé déclinaison) qui agit comme un défaut optique (29; 30; 31).

Pour contrer ce défaut, différentes approches ont été proposées, l'alignement des CL avec un polymère de stabilisation (30), l'addition de deux lentilles opposées (31), ou l'utilisation d'une technique de contrôle de fréquence dynamique, dans le cas où WCL est présent dans la lentille (7; 32). Dans presque tous les cas, une faible inclinaison (appelé "pré-tilt") avec un angle α est nécessaire (quelques degrés) avec le substrat en verre de la cellule pour contrer quelques degrés d'asymétrie dans cette configuration (voir figure 2.1). Cet angle est obtenu par frottement unidirectionnel d'une couche mince de polymère (composé de polyimide, *PI*) du substrat supérieur dans la direction " + x" tandis que le substrat du bas composé de cette même couche de polyimide est frotté dans la direction " - x" (voir lignes horizontales pointillées 2.1(a)). Cet angle d'inclinaison combiné à l'une des techniques précédentes permet de rompre la symétrie et d'induire une réorientation des molécules dans la même direction dans toute la lentille (voir fig 2.1(b)), empêchant ainsi l'apparition de déclinaison.

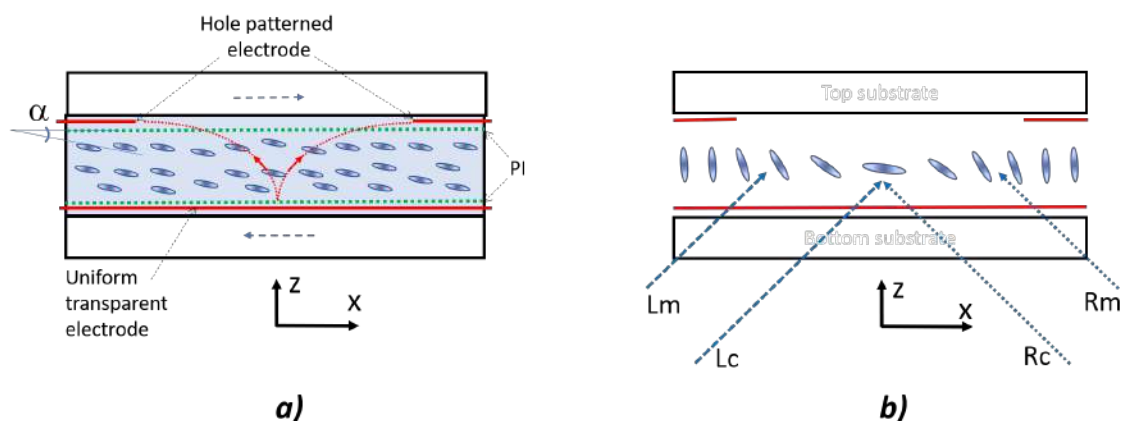


FIGURE 2.1 – Schéma démonstratif de la lentille à cristaux liquides composée d'une couche homogène de cristaux liquides située entre deux substrats composés d'une électrode circulaire et d'une électrode uniforme transparente. (a) Les ellipses montrent l'orientation moléculaire moyenne locale, α est l'angle de "pré-tilt", la ligne de pointillés correspond à la couche de *PI*. La ligne de tirés correspond à la couche semi-conductrice, les petites flèches au centre correspondent à la direction du champ électrique, les deux flèches en pointillé sur le substrat correspondent aux directions de frottement du *PI*. (b) Schéma illustrant l'origine de l'asymétrie du front d'onde de la lumière au travers de la couche de LC pour différents angles d'incidence. WLC et *PI* ne sont pas représentés pour plus de clarté.

Pour un grand diamètre, cette solution fonctionne très bien (4). Cependant, cette même asymétrie est à l'origine d'importants problèmes d'asymétrie du front d'onde pour les lentilles de plus petits diamètres. C'est particulièrement grave pour les hautes puissances optiques (OP), typiquement utilisées en endoscopie. Effectivement, la fig 2.1(b) nous démontre schématiquement ce problème. C'est évident que les rayons parallèles (L_m et L_c) incidents par la gauche, ne verront pas le même profil d'indice de réfraction que (le long de l'axe x) que les rayons (R_m et R_c) incidents par la droite. A savoir, alors que les rayons centraux, incidents de gauche et droite (notés L_c et R_c , respectivement), subiront approximativement le même retard de phase (lors du franchissement de la couche LC), ce ne sera pas le cas pour les rayons du milieu gauche et du milieu droit (notés respectivement L_m et R_m). A la sortie de la couche LC, le front d'onde de la lumière sera différemment incliné pour la zones $x > 0$ et $x < 0$, créant ainsi un coma. Ce phénomène est expérimentalement démontré dans la figure 2.2, où la TLCL est placée entre deux polariseurs croisés avec le vecteur directeur à l'état fondamental dirigé à 45° .

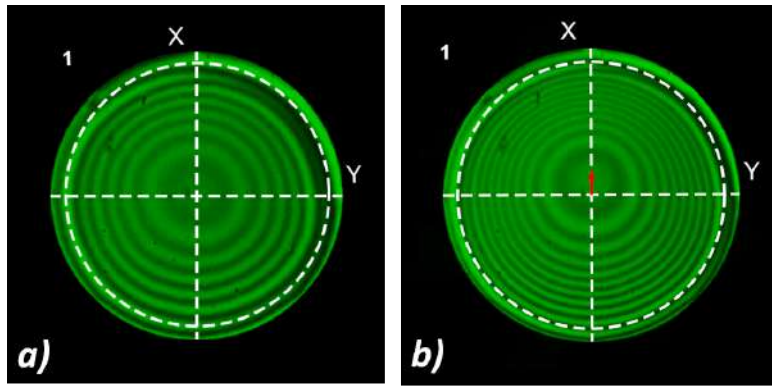


FIGURE 2.2 – Démonstration de l'asymétrie du front d'onde en utilisant les images polarimétriques d'une lentille à cristaux liquides traditionnelle avec une électrode pour une puissance optique faible (OP = 87D) et b) moyen (OP = 131D). La petite flèche rouge en (b) montre la direction du décalage de la focale qui est parallèle a la direction de frottement x .

Cette technique d'analyse sera présentée plus en détails par la suite, mais, en résumé, le retard de phase entre la polarisation ordinaire et extraordinaire génère différents états de polarisation à la sortie de la couche de cristaux liquides (à différentes positions le long de l'axe x) qui peuvent être observés comme des anneaux concentriques (lumineux et sombre) en utilisant une lumière verte quasi-monochromatique (fig 2.2(a)). Le nombre d'anneaux représente la magnitude du gradient d'indice de réfraction et la valeur de la puissance optique correspondante. Comme nous pouvons le voir (fig 2.2(a)) pour une faible puissance optique, le profil d'interférence semble plus ou moins symétrique. Cependant, l'asymétrie devient rapidement visible pour des puissances optiques modérées (fig 2.2(b)), en effet, le centre de l'image est décalé dans la direction de frottement (mis en évidence par la flèche au centre)

aussi bien que la distance entre les anneaux n'est pas la même en haut par rapport au bas de l'image (fig 2.2(b)). Cela confirme que les pentes du front d'onde généré ne sont pas les mêmes des deux cotés du centre de la lentille. Malgré le même déphasage observé (2π), (identifié par une ligne lumineuse) elles sont accumulés sur sensiblement de plus grandes distances quand on l'observe du bas vers le centre par rapport au haut vers le même centre (voir fig 2.2(b)). Il est utile de mentionner que cette asymétrie augmente avec la tension, et pour de plus hautes tensions, le front d'onde devient généralement sévèrement déformé. Une approche relativement complexe a été suggérée pour résoudre les problèmes de déclinaison et d'asymétrie du front d'onde mentionnés ci-dessus, où la couche CL d'origine (d'épaisseur L) est divisée en deux couches CL parallèles (d'épaisseurs $L/2$), chaque couche ayant une orientation moléculaire de l'état fondamental dans le même plan (perpendiculaire aux substrats), mais avec des angles d'inclinaison opposés (par exemple, $\alpha_1 \approx 3^\circ$ pour la couche supérieure et $\alpha_2 \approx -3^\circ$ pour le bas)(33). Cette approche peut en effet éliminer l'asymétrie du front d'onde et, en outre, peut également augmenter la vitesse de la lentille. Cependant, sa fabrication est plus complexe car elle peut plus que doubler les étapes de fabrication. Dans le même temps, une éventuelle segmentation du HPE (en un, deux ou huit segments, Fig. 2.3) a été suggérée pour réaliser des mouvements transversaux du foyer (34; 35) (une version basse tension a été proposée ultérieurement pour la stabilisation d'images optiques. (36; 37)). Un autre travail (compte tenu des lentilles beaucoup plus grandes avec $CA \approx 7$ mm) étaient dédié à la formation de lentilles asymétriques (ou anamorphiques) (31). Cependant, aucun d'entre eux n'a discuté du problème de l'inclinaison de la focale (à ces valeurs de CA où l'inclinaison est négligeable) ni l'un ni l'autre n'a caractérisé toutes aberrations impliquées.

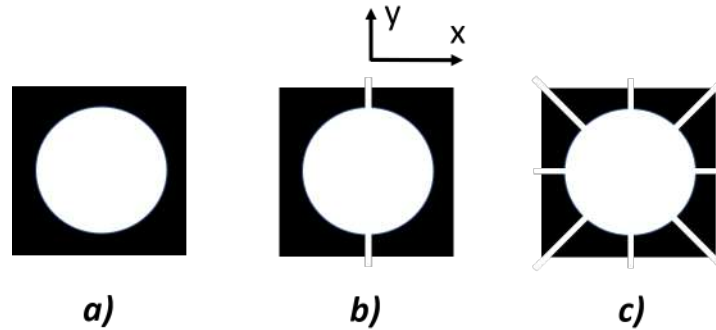


FIGURE 2.3 – Schéma démonstratif de la segmentation de HPE avec (a) une, (b) deux et (c) huit segments

2.2 Solution proposée

Nous pensons que la fragmentation des électrodes est une approche très prometteuse, incluant comme mentionné précédemment la correction de l'asymétrie. Cependant, la simple scission de l'électrode en deux segments fig. 2.3(b) pourrait être suffisante pour résoudre

le problème d'asymétrie du front d'onde, limitant ainsi le nombre d'électrode à trois (puis 5 ou plus). De plus, nous montrerons par la suite, la même approche peut être utilisée pour améliorer la qualité de la lentille. Ce travail décrit nos résultats expérimentaux démontrant la correction de l'asymétrie du front d'onde en utilisant la segmentation des électrodes périphériques. Nous pensons que notre approche est extrêmement simple d'un point de vue de la fabrication et peut réduire la nécessité d'avoir un "pré-tilt" important.

2.3 Conditions expérimentales et procédures

Nous avons débuté nos expériences en utilisant l'approche de fabrication d'une lentille à cristaux liquides traditionnelle "modal control" selon la fig 2.1(a) (22; 23). Avec un diamètre de 0,55mm nous avons travaillé sur 0,5mm de lentille. La biréfringence de nos cristaux liquides nématiques (HM-NLC-2C) était de $\Delta n \simeq 0.219$ et l'épaisseur de notre couche de cristaux liquides (en utilisant la polyimide de chez Nissan) était de $59 \pm 2 \mu\text{m}$ (avec un angle incliné de $\alpha = 3 \text{ deg}$). La cellule est conçue en utilisant deux substrats de verre de $100 \mu\text{m}$ d'épaisseur. Le substrat du bas est recouvert par une couche uniforme d'ITO puis par une couche de PI. Le substrat du haut est recouvert par une couche semi-conductrice (WLC) puis par une couche de chrome gravée en électrode circulaire avec une, deux ou huit segments (avec $35 \mu\text{m}$ entre les électrodes). Ensuite, nous frottons la couche de polyimide PI. Deux couches de PI sont ainsi frottées dans des directions antiparallèles. C'est également important de mentionner que la procédure de gravure est identique pour une, deux ou huit électrodes. La différence entre ces options, c'est le nombre de connexions et la capacité du contrôleur. Nous avons recouvert le substrat du haut (avec HPE) par WLC puisque que nous avons $\frac{CA}{L} = 8,3$. la WLC est mise en place en utilisant une technique de déposition (9) sous vide avec une résistivité de $R = 40 \text{ M}/\text{sq}$. Comme nous l'avons mentionné précédemment, cette couche aide à adoucir le profil du champ électrique aussi bien que pour atténuer la déclinaison (7)(cf Protocole conception lentille 8 électrodes). Pour un signal de basse fréquence ($f = 50 \text{ Hz}$, AC, signal carré) et pour une tension suffisamment élevée ($V_{rms} > 3 \text{ V}$), le champ électrique est relativement uniforme dans la couche de cristaux liquides (le long de l'axe x) et les molécules commence à se réorienter partout dans la même direction (dans le plan, elles sont perpendiculaires aux substrats). En revanche, pour des fréquences plus élevées (par exemple, à $f \approx 5 \text{ kHz}$), le champ électrique est sensiblement réduit dans le centre de la cellule (par rapport à sa périphérie). Cela génère un gradient de l'indice de réfraction et, par conséquent, augmente les valeurs de OP. Ainsi, le fonctionnement de la cellule peut être démarré en appliquant un signal de basse fréquence court, suivi d'une augmentation progressive de la fréquence, pour éviter l'apparence des déclinaisons (7). Deux types de techniques de caractérisation ont été appliqués lors de nos expériences. La première était l'analyse du front d'onde de la lumière (transmis par TLCL) en utilisant un capteur de front d'onde Shack-Hartmann (de Thorlabs)[ref annexe : Shack-Hartmann]. La TLCL était placée

devant le capteur et une lentille de relais a été utilisée (entre la TLCL et le capteur) pour former l'image du TLCL sur le plan d'entrée du capteur. Un polariseur a été utilisé avant la TLCL pour sélectionner la polarisation extraordinaire du faisceau de sonde, obtenu à partir d'un laser CW He-Ne fonctionnant à 543 nm. Le diamètre du faisceau laser (avec distribution d'intensité transversale gaussienne) a été élargi jusqu'à 0,5 mm. Ce faisceau avait une incidence normale sur la TLCL, qui a été placée juste derrière un diaphragme du même diamètre. Notre procédure expérimentale était la suivante. Le front d'onde de référence a été enregistré sans la TLCL. Ensuite, nous avons introduit la TLCL et aligné sa position (x, y et z) en utilisant des tables micrométriques. Pour une tension et une fréquence donnée (appliqué à TLCL), les aberrations de la lentille ont été mesurées et analysées (en utilisant les coefficients de Zernike). Nous pensons que, compte tenu du caractère plat de notre objectif, nous devrions avoir différents types des aberrations, y compris un certain degré de courbure de champ. la mesure de cette courbure peut être utile lorsque nous incorporons notre objectif avec un système d'imagerie optique complet. Puisque le but de notre travail actuel est la caractérisation d'une lentille seule, nous ne mesurerons et discuterons que des aberrations d'ordre 0 à 4; selon la classification de Zernike, ces aberrations de premier ordre sont responsables des principales déformations du front d'onde (38). La seconde technique de caractérisation consistait à utiliser une installation polarimétrique, où la cellule a été placée entre deux polariseurs croisés avec le directeur de l'état fondamental étant orienté le long de la diagonale (à 45°). Étant donné que le retard total de phase possible dans une couche LC d'épaisseur L et de biréfringence $\Delta n \equiv n - n_{\perp}$ (où n et n_{\perp} sont respectivement l'indice de réfraction extraordinaire et ordinaires) peuvent être estimés comme :

$$\Delta\Phi = \left(\frac{2\pi}{\lambda_0}\right) \times \Delta n L \quad (2.1)$$

Où λ_0 est la longueur d'onde. Par ailleurs la puissance optique de cette lentille à gradient d'indice (avec un profil parabolique) est exprimée (en dioptrie (4)) comme :

$$OP = \frac{2\Delta n L}{CA^2} \quad (2.2)$$

Ensuite la puissance optique peut être grossièrement estimée à partir du nombre N d'anneaux lumineux et sombres observés (avec $N \approx \Delta\Phi/2\pi$) comme

$$OP = \frac{8N\lambda_0}{CA^2} \quad (2.3)$$

L'équation (2.3) a été utilisée pour des estimations rapides de la valeur de puissance optique en utilisant le nombre d'anneaux lumineux et sombres au travers de la lumière transmise (fig. 2.2).

2.4 Les résultats expérimentaux

la lentille avec une électrode a été caractérisée en premier. Un signal carré de 4V a été appliqué à l'électrode avec une augmentation progressive de la fréquence de 0,5 à 11 KHz. La figure 2.4 montre la valeur de la puissance optique qui évolue graduellement et tend à saturer au-delà de $f \approx 9\text{KHz}$ (on compte $N \approx 11$ pour $f \approx 11\text{KHz}$).

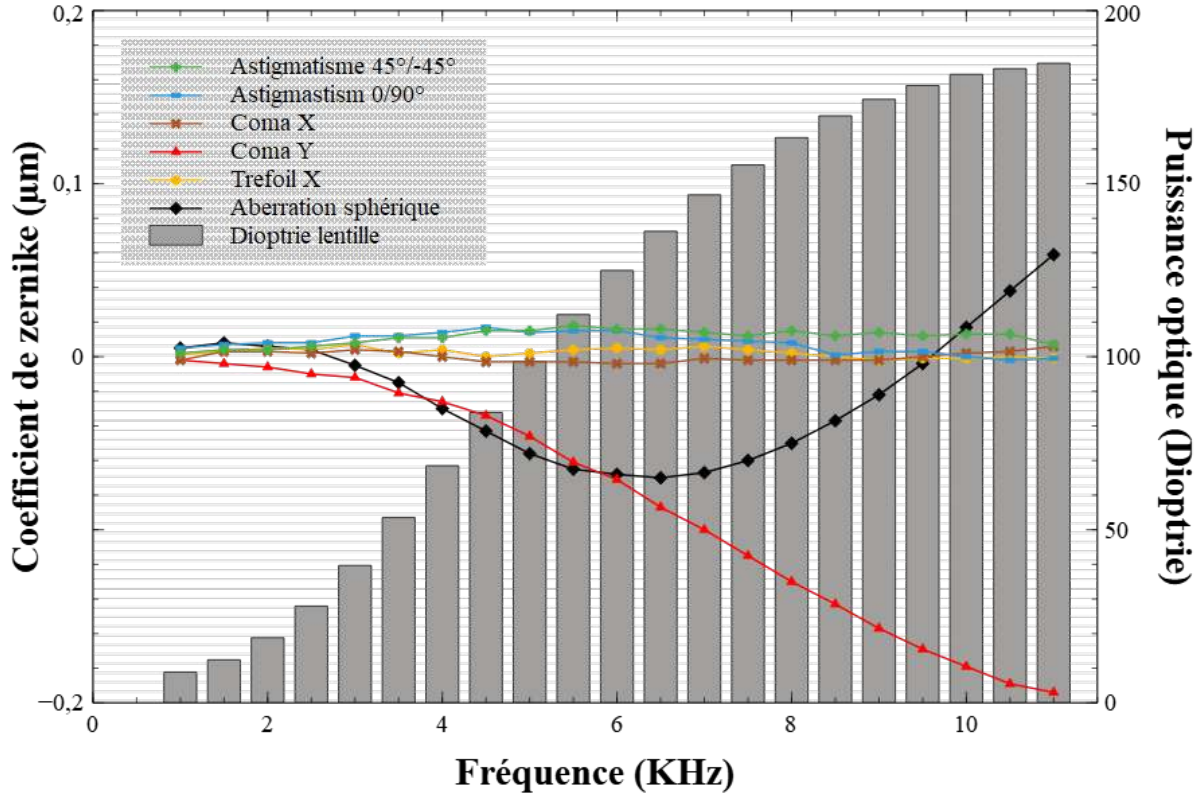


FIGURE 2.4 – Puissance optique et aberrations en fonction des fréquences appliquées pour une lentille à cristaux liquides avec un segment

En utilisant l'Eq. 2.3, on peut estimer la puissance optique obtenue comme $\approx 160D$ cela est proche de la valeur ($OP \approx 185D$) obtenue à l'aide du capteur Shack-Hartmann. A noter que la puissance optique calculée à partir de l'Eq.(2.2) doit se baser sur la valeur de Δn_{eff} (la biréfringence effective de la couche de cristaux liquides) celle-ci est notablement plus faible que Δn (puisque l'orientation du directeur n'est pas uniforme selon l'axe z , ainsi que le gradient de l'indice de réfraction le long de l'axe des x n'est jamais parfait). Nos observations montrent que la puissance optique de la TLCL actuelle est presque la moitié de la valeur théoriquement possible ($\approx 347D$), ce qui est plutôt faible. Cependant, nous n'étudierons pas cette question ici car notre objectif principal est la correction de l'asymétrie du front d'onde.

La Figure 2.4 montre sur l'axe vertical de droite les coefficients de Zernike exprimés en μm

| Fréquence (KHz) | Électrode 1 (V) | Électrode 2 (V) |
|-------------------------|-----------------|-----------------|
| 0,5 - 1 | 3,6 | 4 |
| 1,5 - 2 - 2,5 - 3 - 3,5 | 4,2 | 4 |
| 4 - 4,5 | 4,3 | 4 |
| 5 | 4,4 | 4 |
| 5,5 | 4,4 | 3,9 |
| 6 | 4,4 | 3,8 |
| 6,5 | 4,4 | 3,7 |
| 7 | 4,4 | 3,6 |
| 7,5 | 4,5 | 3,6 |
| 8 | 4,6 | 3,6 |
| 8,5 - 9 | 4,7 | 3,4 |
| 9,5 | 4,9 | 3,2 |
| 10 | 5 | 3,1 |
| 10,5 | 5,1 | 2,9 |
| 11 | 5,2 | 2,8 |

TABLE 2.1 – Valeur des tensions et fréquences appliquées aux électrodes

(39) permettent de décomposer les déformation du front d'onde. Nous pouvons constater la présence de différentes aberrations (coefficients de Zernike) comme Z_4 (astigmatisme $45^\circ/-45^\circ$), Z_6 (astigmatisme $0^\circ/90^\circ$), Z_8 (coma sur l'axe y), Z_9 (coma le long de la direction de frottement x), Z_{10} (trefoil le long de l'axe y) et Z_{13} (l'aberration sphérique).

Comme nous pouvons le voir, la majorité de ces aberrations sont maintenues relativement basses sur la gamme d'évolution de la puissance optique. En contrepartie, la valeur absolue du coma Z_9 (triangle rouge, responsable de l'asymétrie du front d'onde) augmente significativement, tandis que la valeur absolue de l'aberration sphérique Z_{13} (losange noir) augmente dans un premier temps puis décroît. Même si l'asymétrie du front d'onde et l'aberration sphérique ne sont pas directement liées, il est utile de mentionner que ce dernier représente un autre problème inhérent aux lentilles à cristaux liquides, surtout celles utilisant WLC. Une amélioration de l'aberration sphérique a déjà été proposée (7; 40) en déposant une couche conductrice flottante (non-contrôlée) avec une tension de contrôle appropriée. Nous ne ferons donc pas enquête sur cette question.

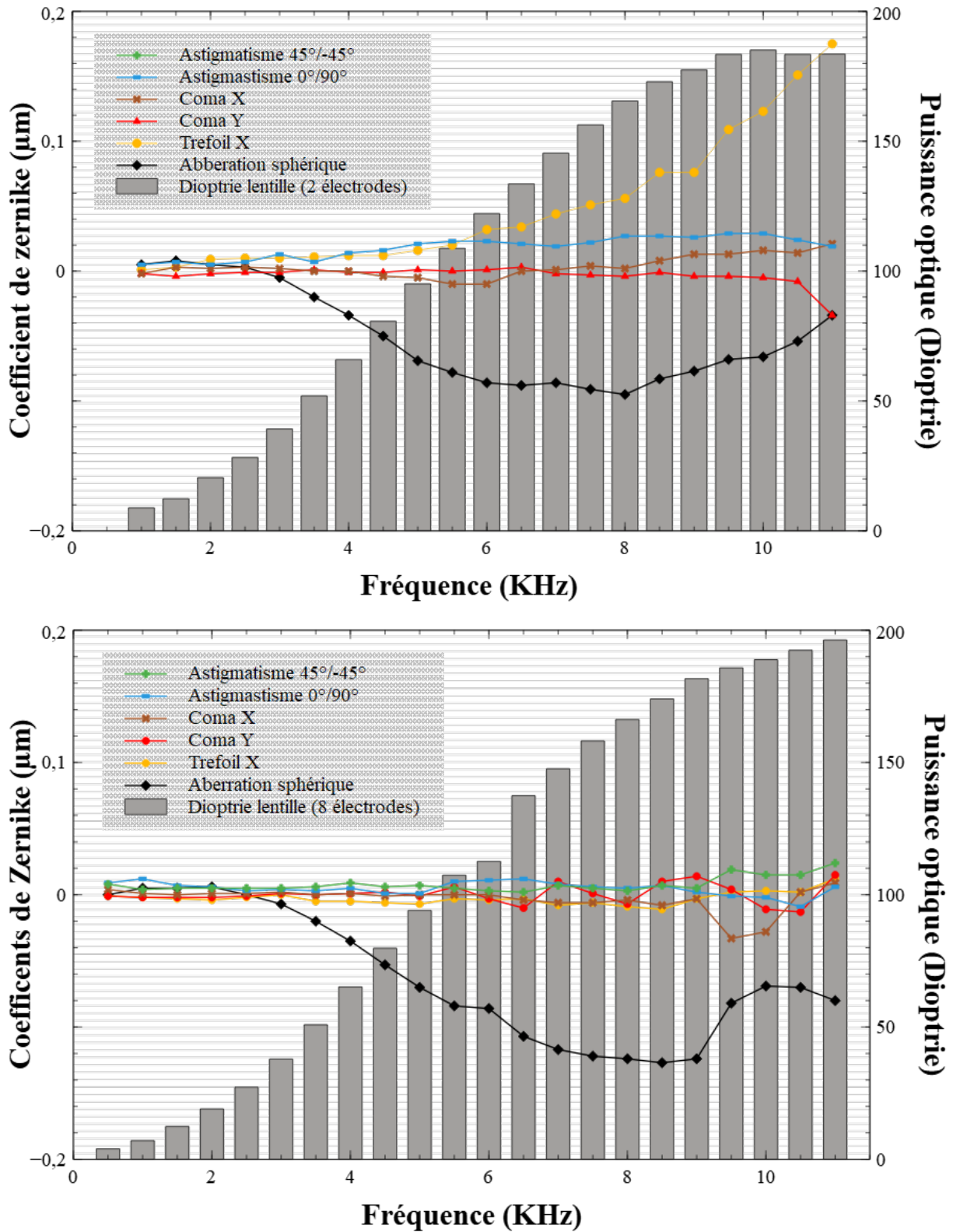


FIGURE 2.5 – Puissance optique et aberrations en fonction des fréquences appliquées pour des lentilles à cristaux liquides avec deux et huit électrodes.

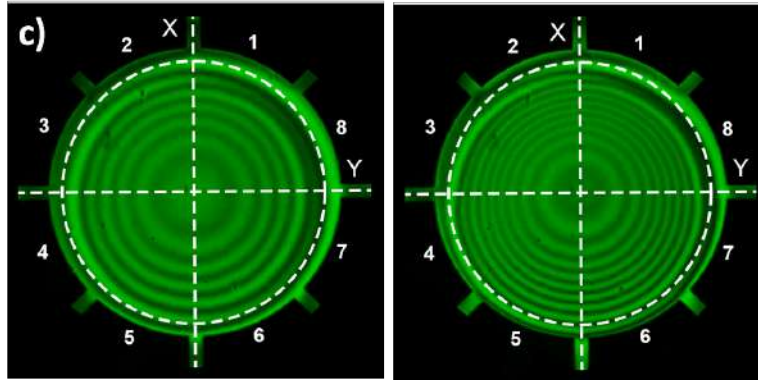


FIGURE 2.6 – les images polarimétrique d'une S-TLCL utilisant huit segments pour une puissance optique faible (à gauche) ou moyenne (à droite).

Comme nous pouvons le voir (fig. 2.4 et 2.2), l'asymétrie devient notable (l'axe de focalisation se décale dans la direction x) quand on augmente la valeur de la puissance optique. Cependant, pour contrer une trop grande diffusion de la lumière, un temps de réponse et de trop fortes aberrations, nous recommandons typiquement d'utiliser 85% de la puissance maximale de la lentille, dans notre cas pour une fréquence de contrôle $f_w \simeq 8\text{KHz}$ (fig.2.4). Par la suite, nous utiliserons cette puissance optique pour la comparaison des variantes au niveaux des aberrations pour différentes lentilles. Comme proposé dans ce travail, nous avons fabriqué des lentilles avec leur électrode (HPE) divisée en deux dans la direction de frottement (fig.2.3). En utilisant cette TLCL, nous avons essayé de corriger le coma Z9. Ainsi, pour chaque fréquence (ou valeur de puissance optique), nous avons ajusté le ratio des tensions entre les deux électrodes. Les tensions optimales appliquées entre les deux électrodes sont données dans le tableau 2.1. Comme nous pouvons le voir, plus nous augmentons la fréquence, plus l'asymétrie augmente. Ainsi, une différence de tension plus grande (entre deux segments) est nécessaire pour compenser cette asymétrie (tout en restant loin des tensions de saturation où de graves déformations du front d'onde se sont formées). Cela nous a permis de réduire considérablement le coma Z9 (par un facteur ≥ 38 pour les valeurs de fréquence de commande $f_w \leq 7,5\text{kHz}$, fig. 2.5) tout en conservant la plupart des autres aberrations relativement à de bas niveaux. Cependant, il y a une augmentation notable (d'un facteur de 25) de l'aberration du trèfle Z10 (cercles jaunes, fig.2.5 (a)) et aussi une augmentation relativement faible (par un facteur de 1,5) de la valeur absolue de l'aberration sphérique Z13. Malgré ces augmentations, la performance obtenue est beaucoup mieux comparée au cas du HPE à segment unique. Cependant, l'augmentation de certaines aberrations (de Z10 et de Z13) pourrait être un problème pour une application spécifique ; dans le cas présent, la segmentation en deux électrodes est suffisante pour un fonctionnement de la TLCL limité à des valeurs OP faibles (par exemple inférieures à 130 D) ; au-delà une segmentation supplémentaire du HPE peut être utilisée [fig. 2.3 c)] dans la même procédure de gravure unique.

| F (KHz) | Ec 1 (V) | Ec 2 | Ec 3 | Ec 4 | Ec 5 | Ec 6 | Ec 7 | Ec 8 |
|---------|----------|------|------|------|------|------|------|------|
| 1 | 4,25 | 4,25 | 4,4 | 4,2 | 4,05 | 4,05 | 4,4 | 4,2 |
| 1,5 | 4,25 | 4,25 | 4,4 | 4,2 | 4,05 | 4,05 | 4,4 | 4,2 |
| 2 | 4,25 | 4,25 | 4,4 | 4,2 | 4,05 | 4,05 | 4,4 | 4,2 |
| 2,5 | 4,25 | 4,25 | 4,4 | 4,2 | 4,05 | 4,05 | 4,4 | 4,2 |
| 3 | 4,25 | 4,25 | 4,4 | 4,2 | 4,05 | 4,05 | 4,4 | 4,2 |
| 3,5 | 4,25 | 4,25 | 4,4 | 4,2 | 4,05 | 4,05 | 4,4 | 4,2 |
| 4 | 4,25 | 4,25 | 4,4 | 4,2 | 4,05 | 4,05 | 4,4 | 4,2 |
| 4,5 | 4,25 | 4,25 | 4,4 | 4,2 | 4,05 | 4,05 | 4,4 | 4,2 |
| 5 | 4,25 | 4,25 | 4,4 | 4,2 | 4,05 | 4,05 | 4,4 | 4,2 |
| 5,5 | 4,3 | 4,3 | 4,4 | 4,1 | 4 | 4 | 4,3 | 4,2 |
| 6 | 4,3 | 4,3 | 4,4 | 4,1 | 4 | 4 | 4,3 | 4,2 |
| 6,5 | 4,3 | 4,3 | 4,4 | 4,1 | 4 | 4 | 4,3 | 4,2 |
| 7 | 4,3 | 4,3 | 4,3 | 4,1 | 3,9 | 3,9 | 4,3 | 4,3 |
| 7,5 | 4,3 | 4,3 | 4,3 | 4,1 | 3,9 | 3,9 | 4,3 | 4,3 |
| 8 | 4,3 | 4,3 | 4,3 | 4,1 | 3,9 | 3,9 | 4,3 | 4,3 |
| 8,5 | 4,7 | 4,7 | 4,6 | 4,1 | 3,8 | 3,8 | 4,3 | 4,4 |
| 9 | 4,8 | 4,8 | 4,7 | 4 | 3,7 | 3,7 | 4,2 | 4,5 |
| 9,5 | 4,8 | 4,8 | 4,9 | 3,8 | 3,1 | 3,5 | 3,8 | 4,1 |
| 10 | 4,8 | 4,8 | 4,9 | 3,8 | 3,1 | 3,5 | 3,8 | 4,1 |
| 10,5 | 4,9 | 4,8 | 5 | 3,7 | 3,1 | 3 | 3,6 | 4,9 |

TABLE 2.2 – Valeurs des tensions et fréquences appliquées aux 8 électrodes de la lentille CL segmentée

Nous avons en effet fabriqué de tels TLCL (avec huit segments HPE, fig.2.3(c)) pour explorer le potentiel d'une telle approche. Comme nous pouvons voir sur la figure 2.5(b), avec cette lentille, l'aberration du Trefoil peut également être presque éliminée (réduite d'un facteur ≥ 6 à $f_w \approx 8kHz$) par rapport au HPE à deux segments. Nous sommes capables de la ramener au même ordre de grandeur que pour l'électrode unique HPE (0,009 μm versus 0,002 μm). Toutes les autres aberrations sont également à des niveaux très bas et le coma est bien en dessous de la valeur que nous avons avec la seule lentille HPE. Cela a été fait par ajustement des valeurs de tension et de fréquence appliquées sur chaque segment (montrées dans le tableau 2.2). La fig. 2.6 démontre qualitativement (image de droite) la symétrie obtenue du front d'onde pour une valeur modérée de OP.

Comme on peut le constater (d'après le tableau 2.2), il n'y a pas de symétrie pour les valeurs de tension appliquées. En effet, pour un liquide isotrope, on pourrait s'attendre à avoir une symétrie. Cependant, le cristal liquide est un matériau anisotrope, aligné avec un angle de pré-inclinaison et la réorientation de son directeur n est sujette au champ électrique, mais aussi aux forces élastiques. Le directeur n peut suivre une direction différente (imposée par le champ électrique) pour minimiser l'énergie totale de l'orientation. Ainsi, le rôle de la segmentation des électrodes n'est pas le même en fonction de la position de celle-ci par

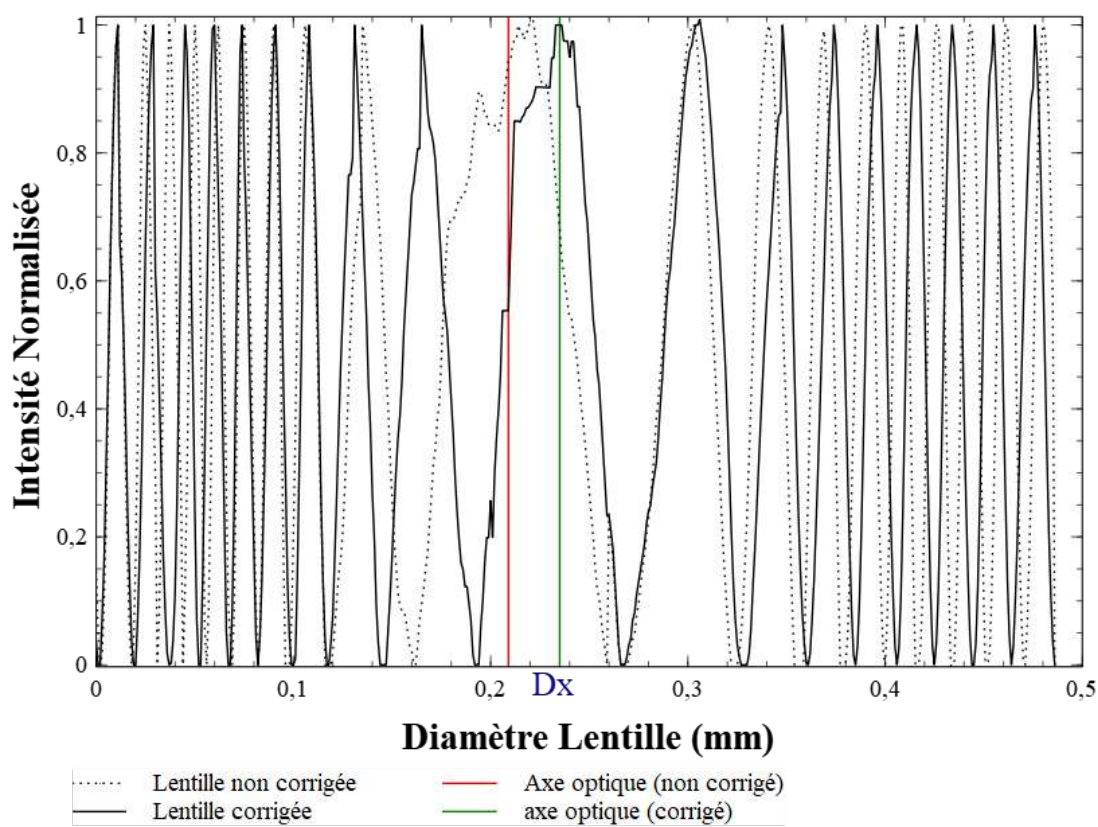


FIGURE 2.7 – Distribution du retard de phase (Δx) le long de l'axe x. Correction du décalage du front d'onde (Δx) avant (pointillé) et après (continue) correction des aberrations.

rapport à la direction de frottement et donc nous ne voyons pas de symétrie. Cependant, si deux lentilles ont les mêmes paramètres (l'épaisseur des cristaux liquides, la résistance des feuilles de WCL, etc.), puis l'ensemble des signaux (à appliquer pour la correction souhaitée) devraient être identiques.

La figure 2.7 présente la distribution de retard de phase selon la direction x, afin de comparer le décalage d'axe optique avant et après la correction d'aberration. De plus, pour montrer l'évolution des aberrations du front d'onde RMS dans tous les cas mentionnés ci-dessus, la figure 2.8 montre l'ampleur de ces aberrations pour différentes fréquences d'excitation dans une électrode unique (triangles), 2 segments (carrés) et 8 segments (diamants), à l'exclusion des aberrations sphériques de défocalisation (coefficient de Zernike Z_5) et de troisième ordre (coefficient de Zernike Z_{13}). Pour des tensions de contrôles similaires (à 8 kHz), exposées sur la figure 2.2(b) (avant correction) et sur la figure 2.6 (après correction), nous pouvons voir que le centre du front d'onde est corrigé d'environ $20\text{ }\mu\text{m}$ (figure 2.7). Enfin, pour comparer les valeurs RMS avant et après la correction (toujours à 8 kHz), on peut voir (figure 2.8) que nous avons atteint un facteur de correction assez significatif de $0,137/0,017 \approx 8,1$.

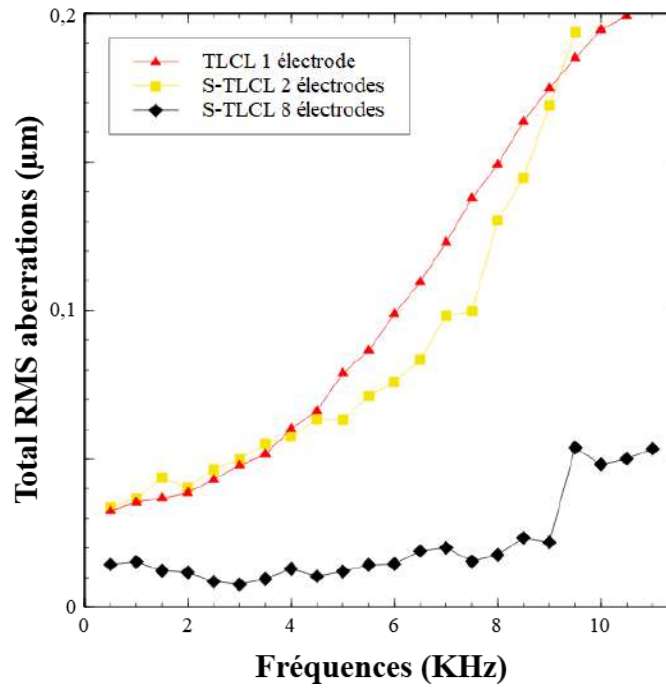


FIGURE 2.8 – Aberrations optiques en fonction de la fréquence dans le cas d’une lentille à une électrode (triangle), deux électrodes (carré) et huit électrodes (losange), excluant le defocus (coefficient de Zernike Z5) et l’aberration sphérique de 3^{ème} ordre (coefficient de Zernike Z13).

En résumé, nous avons démontré expérimentalement une technique simple (segmentation des électrodes) permettant la compensation de l’asymétrie du front d’onde dans les lentilles à cristaux liquides. Cette technique peut être particulièrement utile pour les applications nécessitant des petits diamètres d’ouverture. Les variations d’intensité du champ électrique aux bornes des différentes électrodes nous ont permis d’avoir un contrôle sur le front d’onde, nous permettant ainsi d’accéder à la modulation de front d’onde. Nous avons ainsi démontré la corrections des principales aberrations intrinsèque à la lentille à cristaux liquide. il était donc judicieux par la suite (basé sur le même principe) de prétendre à la correction d’aberrations de système optique plus complexes à l’aide de cette même lentille. C’est le sujet que aborderons dans le prochain chapitre.

CORRECTION DES ABERRATIONS D'UN SYSTÈME OPTIQUE

Aujourd'hui, plusieurs groupes de recherche et développement travaillent activement à la création de sondes endoscopiques de haute qualité (appelées « mini-endoscope ») utilisées dans l'imagerie cérébrale (voir, par exemple, (41; 42; 43)). Des lentilles à gradient d'indice à focale fixe (R-GRIN) doivent être utilisées dans ces études (voir fig. 3.1) pour atteindre des zones cérébrales d'intérêt profondes (à plusieurs millimètres) compte tenu de la forte diffusion de la lumière pour les longueurs d'onde de fluorescence (par exemple, à 488 nm et 514 nm pour Alexa488, 514 respectivement (43)). Malheureusement, compte tenu de la très faible distance focale et de la profondeur de champ de ces systèmes, leur implantation chirurgicale est une tâche extrêmement délicate. Très souvent, la zone d'intérêt (fig. 3.1) peut être manquée lors de l'implantation, ce qui entraînerait le sacrifice de l'animal. De plus, de nombreuses lentilles R-GRIN disponibles dans le commerce présentent des aberrations graves qui varient d'un échantillon à l'autre. Alors que la simple défocalisation (terme Z5 de Zernike) de ces lentilles R-GRIN peut être facilement compensée en ajoutant une petite lentille de puissance optique (OP) disponible dans le commerce, leurs aberrations ne peuvent être améliorées, à moins d'utiliser des miroirs déformables coûteux (44; 45) ou des modulateurs spatiaux de lumière (SLM) (46). Cependant, ces dispositifs sont volumineux et ne peuvent pas être insérés dans des implants (ou sondes) permettant aux petits animaux de se comporter librement (généralement des souris). Dans le même temps, le besoin en composants optiques adaptatifs (pour améliorer la qualité des systèmes de lentilles GRIN (47)) est omniprésent. Récemment, plusieurs groupes de recherche ont proposé l'utilisation de lentilles miniatures à cristaux liquides réglables électriquement pour améliorer la qualité de l'image (voir, par exemple, (4; 3; 5)). Beaucoup d'entre eux, y compris celui décrit par notre groupe pour l'application endoscopique (43), utilisent un TLCL basé sur le principe de la lentille à gradient d'indice et variable électriquement. Ainsi, il peut résoudre le

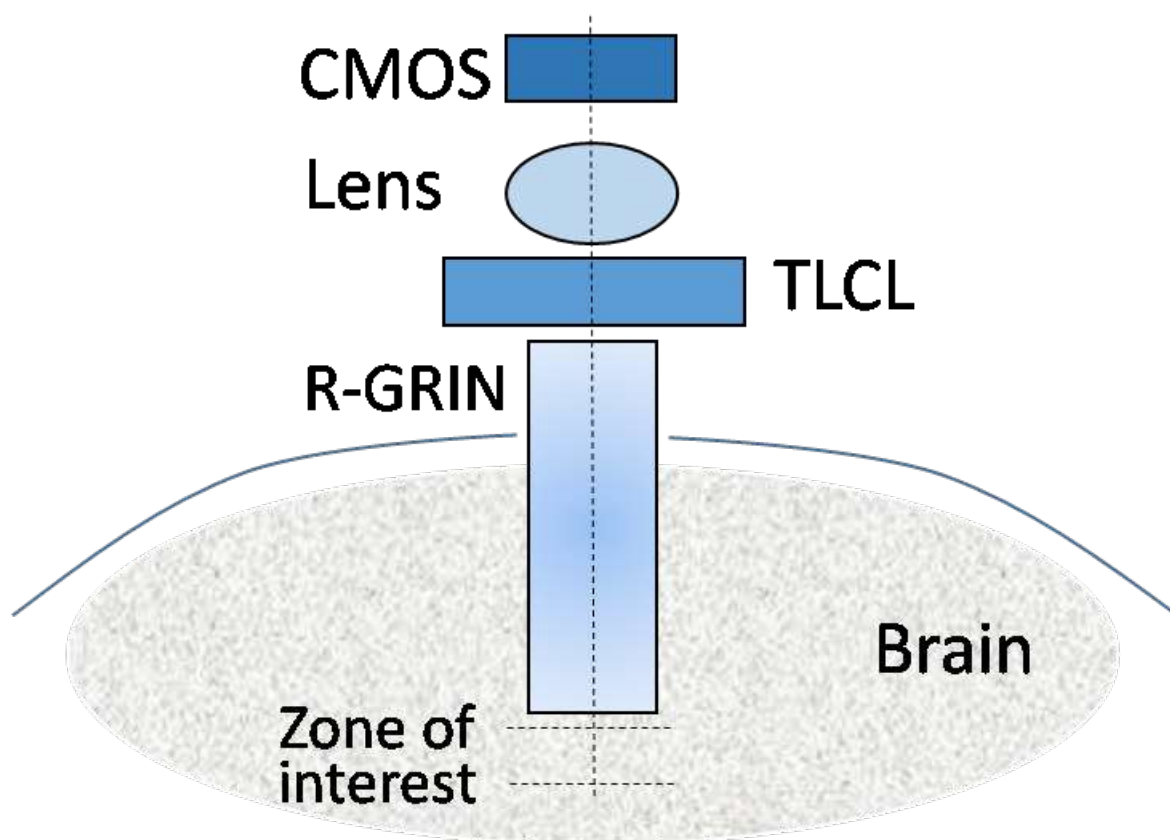


FIGURE 3.1 – Schéma démonstratif du mini endoscope et son utilisation en zone profonde du cerveau, CMOS- Détecteur, TLCL - lentille à cristaux liquide, R-GRIN - lentille à gradient d'indice

premier problème mentionné ci-dessus de réglage de la mise au point. Cependant, de par sa conception (utilisant une électrode à un seul segment, HPE, voir (figure 2.3(a))), cette lentille ne peut pas modifier de manière significative la forme du front d'onde (pour résoudre les problèmes d'aberrations liés aux systèmes).

Dans le chapitre 2, nous avons introduit une TLCL avec des électrodes segmentées pour compenser l'asymétrie du front d'onde de la lentille (48). Dans le présent travail, nous rapportons l'utilisation de la même S-TLCL pour compenser les aberrations d'une lentille R-GRIN disponible dans le commerce.

Parmi les différentes architectures possibles, utilisées pour construire des TLCL (voir, par exemple, (4; 3; 5; 2)), nous avons choisi les lentilles dites « modal control » (23; 22) (figure 1.7) car elles offrent une bonne variabilité tout en conservant une qualité très élevée (par le choix de la fréquence et de la tension du signal électrique d'excitation et en maintenant sa consommation électrique à des niveaux très faibles (<10 V, (7)).

Nous avons repris la même configuration pour la conception des lentilles à cristaux liquides

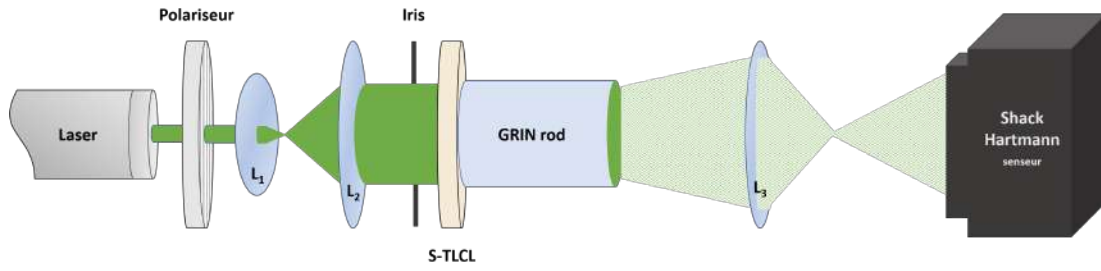


FIGURE 3.2 – Schéma démonstratif du montage expérimental utilisé pour l'étude, la compensation des aberrations de la R-GRIN à l'aide de la lentille segmentée, différents fronts d'onde générés en utilisant la lentille segmentée. L_1 , L_2 et L_3 sont des lentilles de verre, S-H- détecteur de front d'onde (Shack-Hartmann)

segmentées

Comme on le montrera ici, la segmentation de l'électrode périphérique (figure 2.3(c)) en 8 segments (appelé S-TLCL) peut être utilisée aussi bien pour la mise au point que pour la compensation de diverses aberrations du R-GRIN. Pour démontrer ses capacités, nous avons combiné notre S-TLCL (avec 8 électrodes segmentées) avec une R-GRIN commerciale (de GOfoton, diamètre = $0,5 \pm 0,05$ mm, longueur = 61,2 mm, 2 pas, $NA \approx 0,084$), nous l'avons simplement l'attaché à notre élément (c'est la configuration que notre miniscopie utilise, (43)), tel que montré sur la figure 3.2. Un laser CW non polarisé (fonctionnant à 543 nm) a été utilisé avec un système afocale (lentille 1 et lentille 2) pour générer un faisceau incident de forme gaussienne (distribution d'intensité transversale). Le polariseur a été utilisé pour aligner la polarisation de la lumière incidente avec la direction d'orientation de l'état fondamental du directeur n de la S-TLCL. Nous avons également utilisé une lentille de relais (lentille 3) pour conserver l'image du plan de sortie de la lentille R-GRIN sur le plan d'entrée du capteur de front d'onde Shack-Hartmann, voir la (figure 3.2).

Nous commençons nos expériences par l'étude du cas où la lentille est générée avec un seul HPE (en fait, le même signal électrique est appliqué aux 8 segments. Le contrôle est effectué en appliquant un signal sous la forme d'une onde carré avec une valeur de tension $U = 4$ VRMS carrée, RMS) et en changeant la fréquence du signal électrique de 0,5 kHz à 4,0 kHz. Dans ce cas, comme on peut le voir à la figure 3.3 (carrés remplis), les aberrations RMS totales de TLCL & R-GRIN augmentent sensiblement au fur et à mesure de l'augmentation des OP du TLCL ; si l'on utilise différents signaux électriques (tableau 3.1), appliqués sur différents segments du HPE, on peut alors réduire significativement (par un facteur 8) ces aberrations (figure 3.3, cercles ouverts).

Les détails des aberrations originales du R-GRIN ainsi que des aberrations compensées (par addition de S-TLCL) peuvent être vues sur la figure 3.4. Comme on peut le voir, les valeurs absolues de la majorité des coefficients de Zernike sont significativement réduits

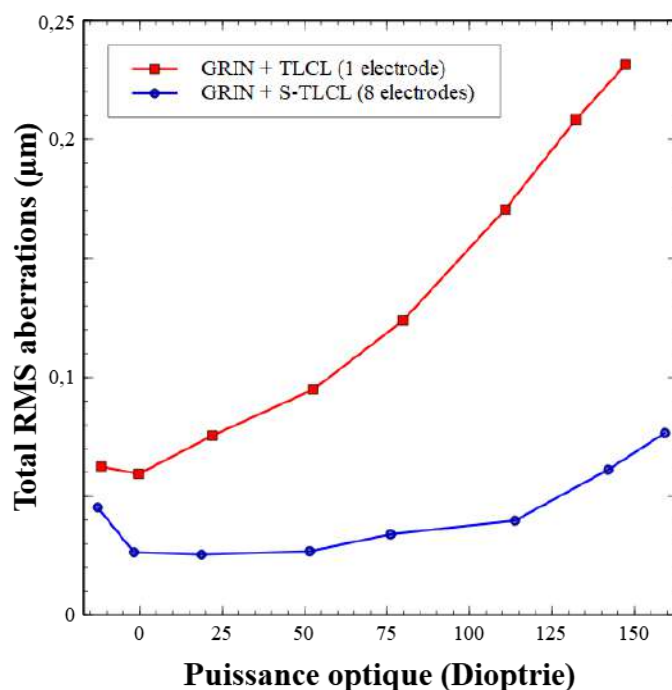


FIGURE 3.3 – Aberration RMS totale en fonction de la puissance optique du système "TLCL et R-GRIN" dans le cas d'une simple électrode (carrés remplis) et segmentée (cercles ouvert). La lentille à une légère courbure causant une puissance optique négative à l'état fondamental. Les tensions et fréquences appliquées sont présentées dans le tableau 3.1.

| F (KHz) | Ec 1 (V) | Ec 2 | Ec 3 | Ec 4 | Ec 5 | Ec 6 | Ec 7 | Ec 8 |
|---------|----------|------|------|------|------|------|------|------|
| 0,5 | 4 | 4 | 5 | 4 | 4 | 4 | 5 | 4 |
| 1 | 3,5 | 3 | 3,7 | 4 | 4 | 4,5 | 5,2 | 3,5 |
| 1,5 | 3,7 | 3,7 | 4,2 | 4,4 | 4,3 | 4,3 | 4,8 | 3,8 |
| 2 | 3,4 | 3,6 | 3,9 | 4,8 | 4,5 | 4,3 | 4,6 | 3,7 |
| 2,5 | 2,9 | 3,2 | 3,4 | 4,7 | 4,5 | 4 | 4,2 | 3,1 |
| 3 | 3 | 3,5 | 3,8 | 5,8 | 5,6 | 4,5 | 4,8 | 3,2 |
| 3,5 | 2,7 | 3,1 | 3,4 | 6,3 | 6,1 | 4,9 | 5,2 | 2,9 |
| 4 | 2,8 | 2,6 | 3,3 | 7,3 | 7 | 5,8 | 6,8 | 2,8 |

TABLE 3.1 – Valeurs des tensions et fréquences appliquées aux 8 électrodes de la lentille LC segmentée lors de la correction GRIN rod S-TLCL.

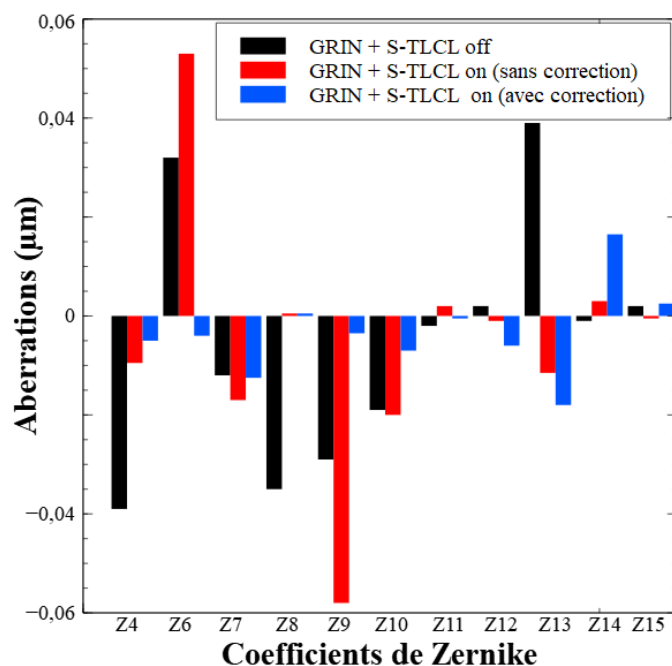


FIGURE 3.4 – Démonstration quantitative de l'erreur sur le front d'onde, correction d'une Rod GRIN par une lentille à cristaux liquide segmentée, Noir correspond à la GRIN seule, rouge correspond à TLCL R-GRIN simple electrode 4V3KHz, bleu correspond à TLCL-S R-GRIN huit electrodes $\approx 4V3KHz$

(voici le résumé des changements les plus importants : astigmatisme $-45^\circ / 45^\circ$ (Z4) : de $-0,039$ à $-0,005$; astigmatisme $0^\circ / 90^\circ$ (Z6) : de $0,032$ à $-0,004$, coma X (Z8) : de $-0,035$ à $0,0005$, coma Y (Z9) : de $-0,029$ à $-0,0035 \mu m$, trèfle Y (Z10) : de $-0,019$ à $-0,007 \mu m$, aberration sphérique (Z13) : de $0,039$ à $-0,018 \mu m$, et (Z14) : de $-0,001$ à $0,0165 \mu m$. Globalement, Les aberrations RMS totales sont réduites d'un facteur 4,3 à 3 KHz, ce qui est une amélioration assez significative. Un autre changement important, mis à part ce calcul, est la défocalisation de 110D (le changement de Z5) qui (comme mentionné ci-dessus) peut être facilement compensé en ajoutant une petite lentille commerciale (de $OP = -110D$), ou une seconde TLCL qui peut fournir une puissance optique négative (voir, par exemple, (4; 49)).

Nous avons démontré expérimentalement que l'utilisation d'une WCL et la segmentation du HPE (pour obtenir un S-TLCL dans la conception du « contrôle modal ») peuvent être utilisées pour obtenir une capacité avancée de contrôle de front d'onde. Par rapport au cas HPE unique, le coût de fabrication des lentilles est le même (processus lithographique unique), tandis que ses capacités sont considérablement améliorées. Le potentiel à court terme de cette approche est démontré par la mise au point ou la compensation (réduction d'un facteur de 4,3) des aberrations d'une lentille R-GRIN commerciale associée au S-TLCL. Nous pensons que, compte tenu de l'importance de ces aberrations et de leurs importantes variations d'échantillon en échantillon, le S-TLCL proposé peut trouver de nombreuses applications

dans d'autres systèmes optiques et permettre de nouvelles possibilités de conception.

Jusqu'alors nous nous limitons à la modulation de front d'onde afin de prétendre à l'optique adaptative, et la correction de front d'onde. Nous comptons sur les variations de tension entre les électrodes pour moduler le front d'onde. La question que l'on est en mesure de se poser est : qu'advierait il si nous commencions à varier les fréquences des signaux électriques appliqués entre les électrodes ? Pourrions générer des fronts d'onde exotiques permettant d'accéder à de nouvelles fonctionnalités ?

GÉNÉRATION DYNAMIQUE DE FAISCEAUX NON-DIFFRACTANTS

Dans ce chapitre, un composant à cristaux liquides électriquement variable pouvant présenter différentes fonctions optiques interchangeableables en temps réel est présenté. Il peut être utilisé comme une lentille sphérique variable, puis être converti en un prisme variable, un axicon, etc. Ceci est réalisé en utilisant une couche faiblement conductrice dans l'approche dite lentille de « contrôle modal » avec une électrode périphérique segmentée. La conception proposée permet d'importants outils de contrôle supplémentaire en choisissant les valeurs de fréquence et de tension appliquées aux segments d'électrodes périphériques. Bien que le composant n'ait pas d'électrodes dans la zone d'ouverture claire, il permet de générer une grande variété de fronts d'ondes et de faisceaux (tels que gaussien, Bessel, Airy, etc.) en un puissant dispositif optique adaptatif pouvant être utilisé dans de nombreuses applications photoniques.

4.1 Introduction

Les dispositifs optiques sont omniprésents dans notre vie. Les coûts de fabrication ainsi que les possibilités d'exploitation seraient grandement augmentés si leurs propriétés pouvaient être modifiées de manière dynamique (adaptées). Le premier avantage serait l'assouplissement des tolérances de fabrication de ces dispositifs (exemple : le positionnement de précision micrométrique d'une lentille ne sera pas nécessaire si nous pouvons ajuster dynamiquement sa puissance optique OP. Le deuxième avantage serait l'optimisation de leurs performances en temps réel en adaptant leurs paramètres aux environnements changeants (exemple : les variations de température d'un objectif de caméra miniature peuvent être compensées par l'ajustement du OP d'un objectif adaptatif). Enfin, ces modifications contribueront à améliorer l'expérience de l'utilisateur en effectuant automatiquement des tâches

spécifiques dans les produits électroniques pour grand public (par exemple, l'autofocus ou la stabilisation de l'image dans les caméras miniatures (4)). Cette capacité d'adaptation a un rôle important à jouer non seulement dans les produits électroniques grand public (4), mais également dans les applications spécialisées (scientifiques), telles que l'astronomie (50), la microscopie (51) ou la biologie (52). Dans tous les exemples mentionnés ci-dessus, une adaptation dynamique de la forme du front d'onde optique est requise. Des miroirs déformables (53; 54) ou des modulateurs spatiaux de lumière (SLM) (46) peuvent être utilisés pour remodeler le front d'onde optique en temps réel. Cependant, ils sont souvent inadaptés (du point de vue pratique) en raison du coût extrêmement élevé, de la taille importante, des pertes élevées et de la granularité du front d'onde. En effet, dans de nombreuses applications, une commande de front d'onde relativement simple, économique et miniature dans sa conception est requise lorsqu'aucune des technologies susmentionnées ne peut être utilisée.

Aujourd'hui, les lentilles à cristaux liquides (TLCL) accordables électriquement ont été explorées pendant plusieurs décennies (4; 27; 2; 3) pour être utilisées dans des actions d'autofocus sans mouvement dans les caméras miniatures (4; 5) ou pour la compensation d'aberrations dans les systèmes de lecture DVD (9). Ces recherches ont abouti au développement de nombreuses architectures TLCL intéressantes ainsi qu'à la démonstration de leurs applications potentielles en ophtalmologie (55; 56; 13), en réalité augmentée (14; 15) et en micro endoscopie (16; 18; 19). Parmi ces architectures, les lentilles dites « modales » (22; 23) ont retenu l'attention car elles offrent une bonne variabilité des OP tout en conservant une qualité optique très élevée (par le choix de la fréquence et de la tension du signal d'excitation (40)) ainsi qu'en maintenant sa consommation électrique à des niveaux très bas ($\approx 10\mu W$, (7)).

Dans cette partie, comme nous le montrerons ci-dessous, l'ajout de la WLC fournit des outils de conception et des capacités de contrôle supplémentaires définis par le choix de la résistance R_s de la feuille WCL ainsi que de la fréquence f du signal électrique (typiquement de forme carrée AC). Ce dernier est un outil particulièrement puissant car il permet de générer une modulation d'indice de réfraction (et par conséquent un changement du front d'onde optique) avec une fréquence spatiale assez élevée. Par exemple, une légère différence de fréquences ($f_1 = f_2 = 105$ kHz; $f_3 = f_4 = 110$ kHz; $f_5 = f_6 = f_7 = f_8 = 100$ kHz; $U_1 = U_2 = U_3 = \dots U_8 = 4$ V), appliquée aux segments d'électrode voisins (par exemple entre les électrodes 2 et 3, figure 4.1) peuvent générer un changement spatial assez brutal du front d'onde malgré le fait que la même tension U est appliquée sur tous les segments ($U_1 = U_2 = U_3 = \dots U_8 = 4$ V). Les variations spatiales de la phase optique sont visualisées en plaçant la S-TLCL entre deux polariseurs croisés, l'orientation moléculaire moyenne de l'état fondamental du LC (le directeur n (31)) étant alignée le long de la diagonale, à 45°

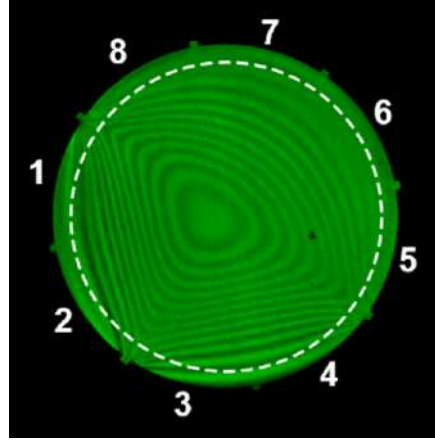


FIGURE 4.1 – Profil d'un front d'onde obtenu par le contrôle de la fréquence du signal d'excitation, $f_1 = f_2 = 105$ kHz; $f_3 = f_4 = 110$ kHz; $f_5 = f_6 = f_7 = f_8 = 100$ kHz; $U_1 = U_2 = U_3 = \dots U_8 = 4$ V. La S-TLCL est placée entre deux polariseurs croisés avec le directeur aligné à 45° .

Le retard de phase relatif entre les modes de polarisation ordinaires et extra-ordinaires (à la sortie de la couche LC) génère divers états de polarisation à différentes positions radiales x , visualisées (derrière l'analyseur) sous forme d'anneaux concentriques utilisant un éclairage quasi monochromatique (vert) en mode transmission. Le choix de la valeur de R_s de la WCL est un outil de conception puissant (supplémentaire) car il permet le contrôle spatial de l'influence de chaque segment périphérique sur le front d'onde sur toute l'ouverture (exemple : si R_s est élevé pour un signal électrique donné alors le potentiel électrique restera confiné près du segment d'électrode). Avant de décrire les résultats obtenus, il convient également de mentionner que le principal problème de l'approche de la régulation modale était la fabrication de telles WCL. Ce problème a été récemment résolu par une technique de dépôt confidentielle (5). Pour ce travail, nous utiliserons les outils de conception supplémentaires mentionnés ci-dessus pour démontrer la puissance de cette approche en générant différents types de fronts d'onde complexes et de faisceaux correspondants. Ainsi, l'exemple de génération et de caractérisation de différents faisceaux sans diffraction (tels que Bessel, Airy, etc.) sera présenté.

4.2 La génération de fronts d'onde complexes

Nous avons commencé la démonstration du potentiel de notre appareil en générant une lentille parabolique puis en la transformant en axicon (57; 58; 59). Les axicons traditionnels ont été utilisés pour générer des faisceaux sans diffraction (60) avec une profondeur de champ étendue (DoF). De multiples applications potentielles ont été démontrées, par exemple en tomographie par cohérence optique et en microscopie à fluorescence à excitation à deux photons (61; 62). La disponibilité d'axicons à dynamique variable pourrait améliorer consi-

dérablement la fonctionnalité de tels systèmes optiques. Différentes approches ont déjà été envisagées pour créer de tels axicons, y compris les cellules CL (avec signaux de contrôle déphasés) (63) ou le réglage micro-fluidique (64). Ici, nous montrons une approche alternative, basée sur l'utilisation de la S-TLCL avec une WCL qui fournit les outils de conception supplémentaires mentionnés ci-dessus. Comme nous le verrons plus loin, la présence de la WCL permet en effet de générer une grande variété de fronts d'onde. La figure 4.2 montre qualitativement seulement quelques-uns d'entre eux.

4.2.1 Montage

Pour étudier les propriétés des faisceaux générés par notre composant, nous avons utilisé une configuration expérimentale simple. Le faisceau de lumière polarisée (le long de la direction de l'état fondamental de la cellule), d'une distribution d'intensité gaussienne (obtenu à partir d'un laser CW fonctionnant à 543 nm) était incident (en incidence normale) sur notre caméra CCD DMK 31AU03 (the imaging source) positionnée devant le faisceau sur une scène linéaire (se déplaçant dans la direction de propagation de la lumière). Cela nous a permis d'acquérir des images de chaque faisceau généré à différentes positions longitudinales de la caméra. La première expérience a été réalisée pour transformer le dispositif S-TLCL d'une lentille accordable simple (avec un profil de front d'onde parabolique, voir figure 4.2(a)) en axicon. Le front d'onde de forme parabolique est le mode de fonctionnement le plus étudié du S-TLCL (4)[1]. Les profils d'intensité transversale et longitudinale correspondants sont présentés sur la figure 4.3 (respectivement les images gauche et droite). Pour obtenir ces profils, nous avons utilisé une lentille 20x à correction infinie couplée à la caméra CCD (placée dans le plan focal arrière). Cet assemblage a été placé sur la platine de translation micrométrique (translation longitudinale Z) et la distribution d'intensité transversale de la lumière (figure 4.3, à gauche) a été enregistrée pour différentes positions Z. Les profils transversaux obtenus, correspondant à l'acquisition d'un plan donné derrière la lentille, ont ensuite été utilisés pour former une reconstruction 2D (x, z) de 46 plans transversaux avec un intervalle de 500 μm selon la direction z (figure 4.3, à droite).

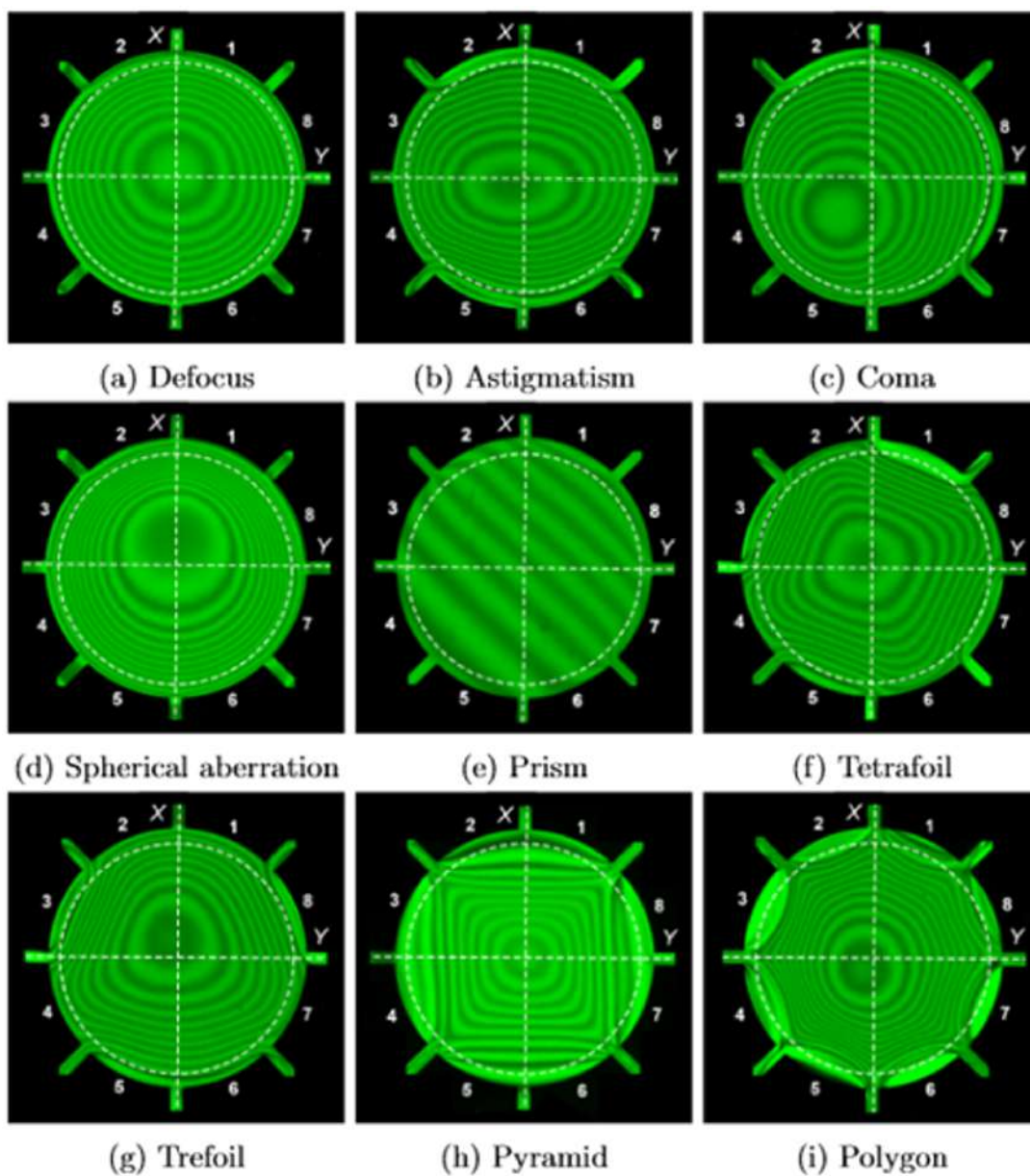


FIGURE 4.2 – Démonstration qualitative de différents front d'onde pouvant être obtenus à l'aide de la lentille à cristaux liquides avec 8 électrodes.

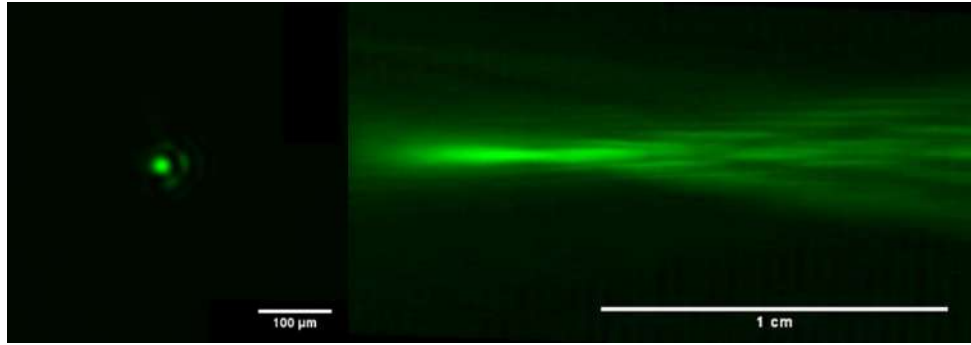


FIGURE 4.3 – Génération d'une lentille sphérique. 4V et 10kHz a été appliquée sur chaque électrodes. A gauche, le profil d'intensité dans le plan focale. A droite distribution transversale de l'intensité sur différents plans le long de l'axe Z.

Comme prévu (voir figure 4.2(a), la modulation spatiale de la phase de sortie est proche d'une forme parabolique (figure 4.4). La figure 4.4 montre (carrés verts remplis) la pente (différences de pas de phase 2π le long des coordonnées transversales du centre vers la périphérie de la S-TLCL (voir ci-après).

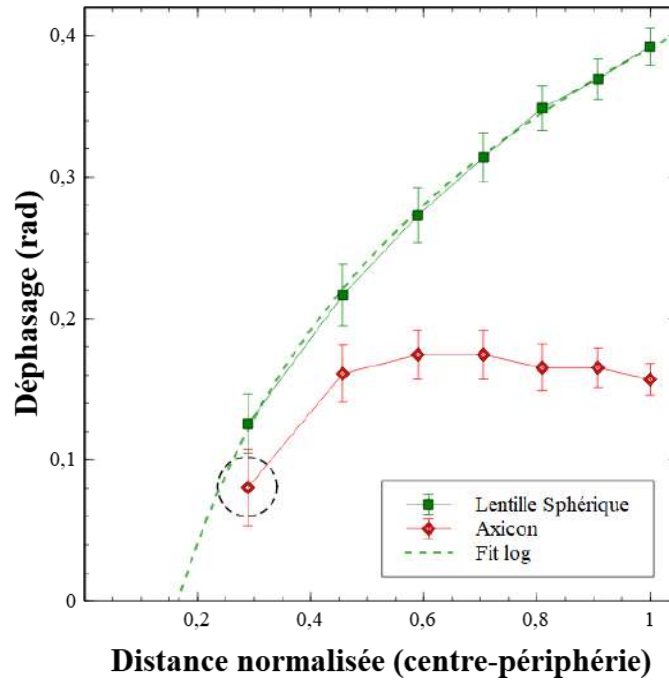


FIGURE 4.4 – Déphasage transversal (du centre de la lentille, à $x = 0$, jusqu'à la périphérie de la lentille à $x = 1$) pour les fronts d'onde sphérique (cercle remplis vert) et linéaire (carré remplis rouge) générés respectivement par le mode lentille sphérique et un axicon. la courbe pointillée représente la fonction parabolique de concordance. Le cercle pointillé montre une imperfection de l'axicon au centre de la lentille.

4.3 Axicon

L'étape suivante de notre expérience était le passage du S-TLCL à un axicon fractionné. La présentation schématique d'un axicon et ses paramètres clés sont présentés dans la figure 4.5 pour un axicon « géométrique » classique. L'équivalent de ces éléments sous la forme de GRIN a également été décrit dans la littérature scientifique (voir, par exemple, (57; 58)). Pour obtenir des dépendances clés, nous avons d'abord analysé le diagramme de franges interférentielles (voir la figure 4.2(a) pour la lentille sphérique et la figure 4.6(a) pour l'axicon) dans la direction radiale. Les positions pour chaque décalage de phase 2π ont été identifiées (vs valeurs de pixel) et la distance entre ces positions a été utilisée pour calculer la pente du déphasage à travers le CA. L'axe horizontal de la figure 4.4 montre le rayon normalisé de la lentille (compté du centre du S-TLCL, à 0, à la périphérie, à 1), tandis que l'axe vertical montre la pente de l'évolution de la phase. Comme on peut le voir, à l'exception du point central (souligné par un cercle en pointillés), la courbe représentant le cas de l'axicon (diamants rouges remplis) montre une pente plutôt stable (inchangée). En revanche, la courbe responsable de la lentille accordable (carrés verts remplis) montre une croissance parabolique (voir également l'ajustement parabolique en tirets).

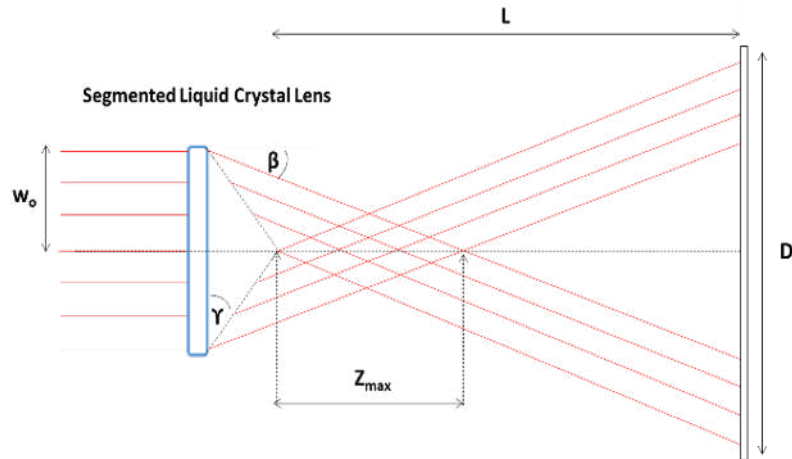


FIGURE 4.5 – Présentation schématique des paramètres d'un axicon

Pour obtenir cet axicon, les signaux de commande (appliqués à différents segments du HPE) ont été changés aux valeurs suivantes : $f_1 = 500$ Hz ; $f_2 = 505$ Hz ; $f_3 = 510$ Hz ; $f_4 = 515$ Hz ; $f_5 = 520$ Hz ; $f_6 = 525$ Hz ; $f_7 = 530$ Hz et $f_8 = 535$ Hz ; $U_1 = U_2 = U_3 = \dots U_8 = 6$ V. La figure 4.6 montre le profil de phase à l'aide des franges interférentielles (lorsque notre composant est placé entre deux polariseurs croisés). Comme on peut le voir, les pas de déphasage de 2π sont assez « équidistants » sauf celui du centre (voir aussi la figure 4.4, le carré rouge rempli encerclé). Cela montre que le problème de la courbure de phase « traditionnelle » au centre

de l'axicon (correspondant à la pointe arrondie sur le dessus (65)) est également présent ici. En attendant, les figures 4.6(b) et 4.6(c) montrent respectivement les distributions d'intensité transversales et 2D (utilisant la même technique que dans la figure 4.3) du faisceau de Bessel d'ordre zéro généré (par notre S-TLCL-axicon). Si on compare la profondeur de champ (DoF) du faisceau gaussien précédent à celui obtenu pour le faisceau de Bessel, on peut voir une augmentation du DoF d'environ 12 fois.

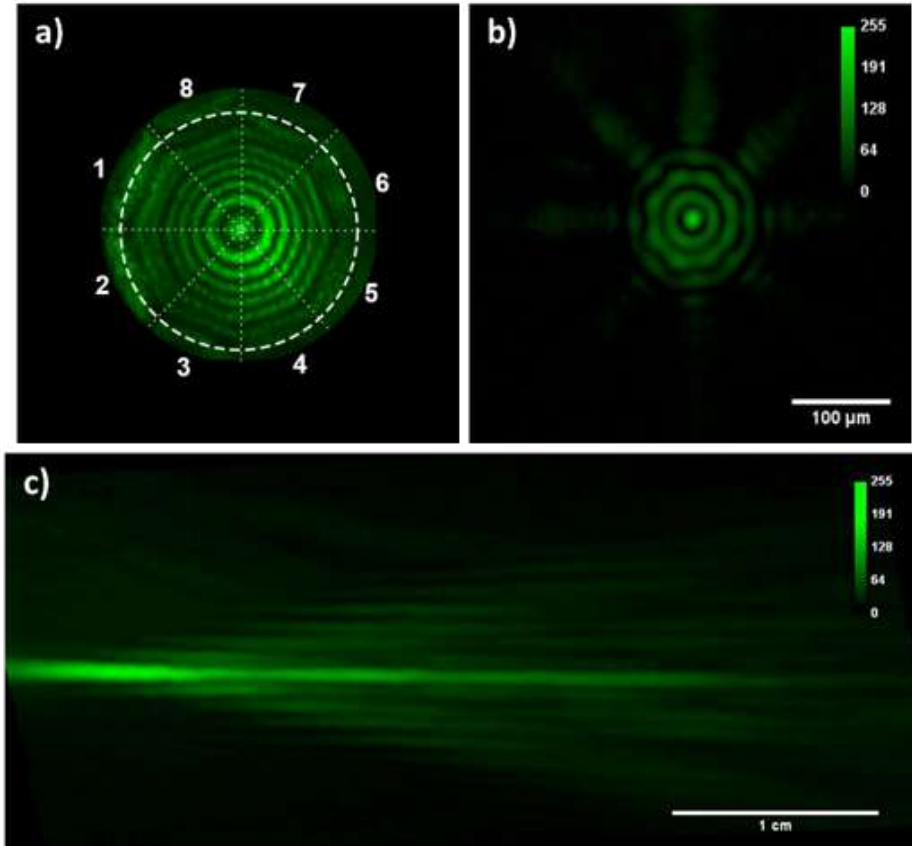


FIGURE 4.6 – Generation d'un axicon. a) Visualisation polarimétrique de la phase transversale d'un axicon utilisé pour générer le faisceau Bessel. 6V a été appliqué sur chaque électrode, tandis que les électrodes 1-2-3-4-5-6-7-8 ont été respectivement excitées par une fréquence de 500, 505, 510, 515, 520, 525, 530 and 535 Hz [phase shift 14π], b) profil d'intensité dans le plan focal à $z = 2,6$ cm et c) distribution transversale de l'intensité sur différents plans le long de l'axe Z.

Les résultats obtenus montrent que nous avons généré un axicon avec succès. De toute évidence, il peut être optimisé. Cependant, nous pouvons déjà estimer certaines de ses caractéristiques clés. Ainsi, si la biréfringence $\Delta n \approx 0,218$ (où $\delta n \equiv n - n_{\perp}$, avec n et n_{\perp} sont respectivement les indices de réfraction extraordinaire et ordinaire) de la couche CL (d'épaisseur L) cette différence d'indice a été effectivement utilisée pour obtenir la modulation de

phase $\Delta\phi_{max}$, alors nous pourrions atteindre un retard de phase maximal de :

$$\Delta\phi_{max} = \frac{2\pi}{\lambda_0} \times \Delta n L \approx 151 \text{ rad} \quad (4.1)$$

Ainsi, le nombre maximum de franges interférentielles N (dans la configuration polarimétrique) devrait être :

$$N \approx \frac{\Delta\phi}{2\pi} \quad (4.2)$$

Cependant, pour l'axicon obtenu, on observe seulement 8 franges (figure 4.6a)), ce qui correspond à la valeur $\Delta\phi \approx 50$ (eq.4.1), ce qui signifie que la biréfringence effective utilisée (calculée à partir de eq.1) est seulement $\Delta n_{eff} \approx 0,073$. Ainsi, l'amplitude d'indice de réfraction efficace de l'axicon obtenu est d'environ 0,073. Nous pouvons utiliser la valeur mesurée de $Dr \approx 1,05$ cm (le diamètre du cercle de faisceau dans le champ lointain, à une distance de $d = 50$ cm) pour calculer l'angle de propagation β figure 4.5) du faisceau :

$$\tan\beta = \frac{D_r}{2d} \approx 0.060^\circ \quad (4.3)$$

Nous pouvons estimer la profondeur de champs (pour un rayon incident de $w_o = 0,5$ mm) :

$$Z_{max} = \frac{w_o}{\tan(\beta)} \approx 4.76 \text{ cm} \quad (4.4)$$

Cela s'avère être proche de nos résultats expérimentaux de 4.4 cm. Nous pouvons également utiliser la valeur de β pour estimer le diamètre r_o du faisceau focalisé (la distance entre les deux premiers minimums, figure 4.7) comme (61; 62; 64)

$$r_o = \frac{2.4048}{k \sin(\beta)} \approx 19.8 \mu\text{m} \quad (4.5)$$

où k est le nombre d'onde ($k = 2\pi/\lambda_0$ avec $\lambda_0 = 543$ nm). Ce résultat apparaît très proche de nos résultats expérimentaux : $r_o \approx 18.2 \mu\text{m}$. Sur le même principe, on peut également estimer la distance Δp des anneaux en utilisant cette formule :

$$\Delta p = \frac{\lambda_0}{(2 \sin(\beta))} \approx 25.8 \mu\text{m} \quad (4.6)$$

De nouveau les résultats semblent proches de l'expérimental avec un $\Delta p \approx 22,5 \mu\text{m}$. Finalement, nous pouvons estimer l'angle d'ouverture de l'axicon avec la formule suivante :

$$\beta = (n - 1)\phi \quad (4.7)$$

où n est l'indice de réfraction de l'axicon. Cette estimation est plus délicate avec la génération d'un axicon à gradient d'indice, mais pour une première estimation, nous pouvons utiliser la formule suivante :

$$\beta = \phi \Delta n_{eff} \quad (4.8)$$

ce qui donnerait la valeur suivante (avec Δn_{eff}) de $\phi \approx 8.2^\circ$ qui semble un résultat cohérent et par conséquent un angle au sommet de $180 - 2\phi \approx 163.5^\circ$.

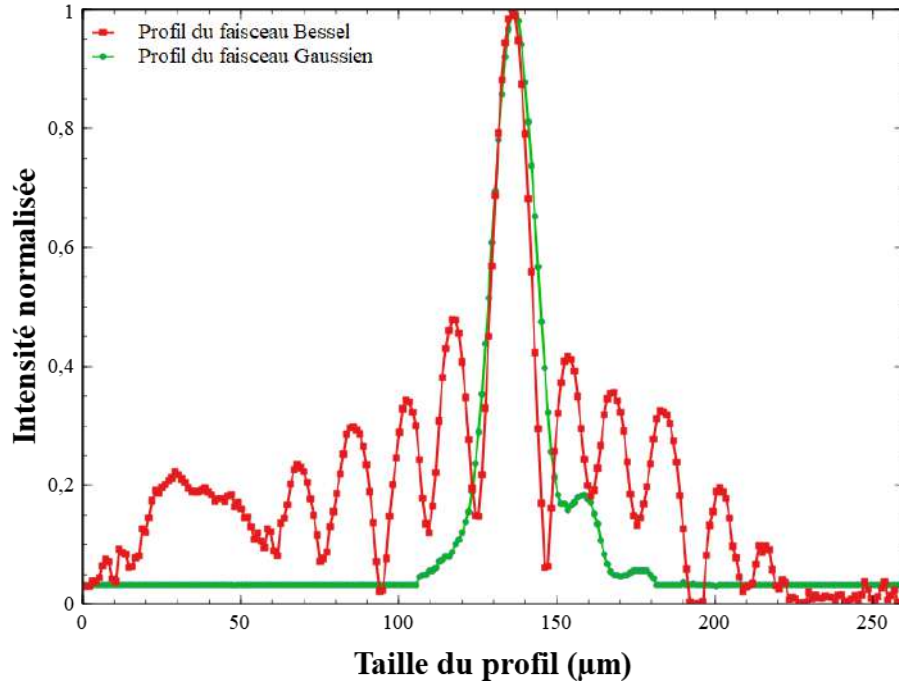


FIGURE 4.7 – Profil d'intensité dans le cas d'une lentille sphérique (cercles remplis vert) et d'un axicon (carrés remplis rouge), générés par une même S-TLCL

4.4 Faisceaux de Airy

4.4.1 Lentille de Powell

Une autre fonction utile que ces S-TLCL pourraient permettre, c'est la génération de profils d'intensité uniformes. Une autre modulation du front d'onde qui permettrait de générer des lentilles de Powell qui sont actuellement appliquées pour étirer la lumière incidente avec une distribution d'intensité gaussienne le long d'une ligne (par exemple pour des applications de cartographie 3D ou d'imagerie microscopique (66)). Pour obtenir un tel comportement, nous avons modifié la distribution du signal électrique sur huit électrodes et avons en effet pu étirer la lumière dans diverses directions en générant des déphasages quasi linéaires de la périphérie vers le centre de la lentille (figure 4.8). L'exemple d'un étirement vertical (de

divers niveaux) est montré ici alors que nous pouvons également l'exécuter dans d'autres directions (par exemple, 0° , 45° ou 90° , en fonction de la distribution des signaux électriques sur les segments périphériques).

Les analyses du faisceau généré (en particulier de son profil, figure 4.8) montrent que le profil d'intensité n'est pas homogène le long de la ligne (un diagramme d'interférence est présent). Ainsi, cela peut plutôt être considéré comme un couple de faisceaux Airy symétriques à l'axe optique (67).

4.4.2 Faisceaux de Airy à énergie finie

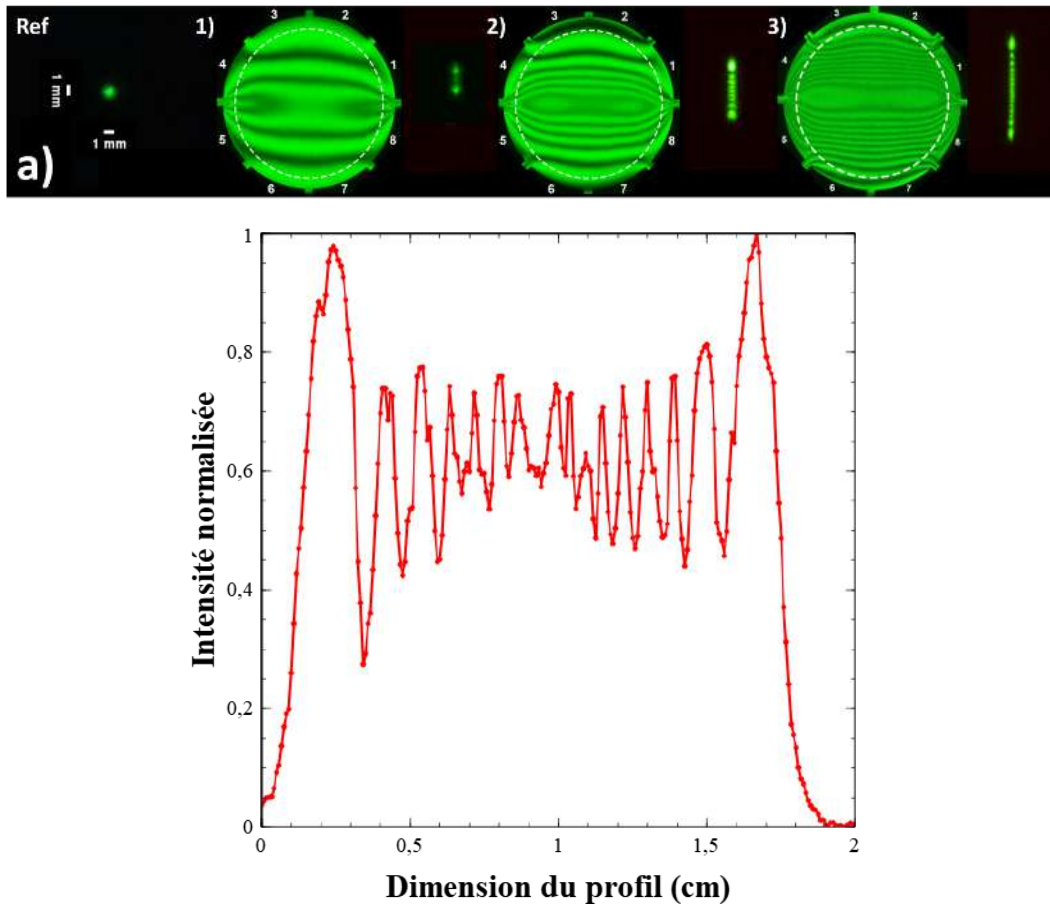


FIGURE 4.8 – Génération d'une distribution d'intensité uniforme à partir d'un faisceau gaussien circulaire. a) Ref : profil transversal du faisceau incident à 50 cm (S-TLCL éteinte). Les sections 1, 2 et 3 décrivent le profil du front d'onde et la distribution d'intensité du faisceau traversant ce profil de phase. b) Profil d'intensité normalisé le long de la ligne générée.

Ce faisceau symétrique d'Airy (SAB 1D ou 2D) provient d'un faisceau Airy à énergie finie (68) en modifiant la parité impaire par la parité paire dans sa phase cubique spectrale. Ce faisceau présente des propriétés particulières avec autofocus et trajectoire parabolique et

limitées par la diffraction. En effet, la propagation en champ proche de notre faisceau a été mesurée expérimentalement (figure 4.9). Juste après l'autofocus, le faisceau se divise en deux lobes désaxés à symétrie spéculaire dont l'intensité maximale suit une trajectoire balistique, qui ressemble à des lobes correspondant à deux faisceaux Airy classiques accélérant dans des directions opposées. Ce comportement est le même que le 1D SAB (67). Nous pensons que nous pourrions également générer des SAB 2D comme décrit dans la réf. (67).

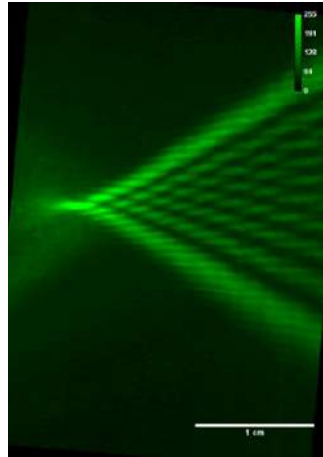


FIGURE 4.9 – Profil de distribution d'intensité longitudinale pour le masque de front d'onde 3)

Enfin, nous avons également pu générer des faisceaux de polygones accélérés en utilisant notre S-TLCL. En effet, récemment, des masques de phase spécifiques ont été théoriquement générés pour produire de tels faisceaux (69; 70). A partir de ces masques, en modifiant la parité impaire par la parité paire du masque de phase spectrale, nous avons pu générer plusieurs faisceaux symétriques d'Airy (faisceaux symétriques accélérant d'ordres 4 et 8, voir la figure 4.10).

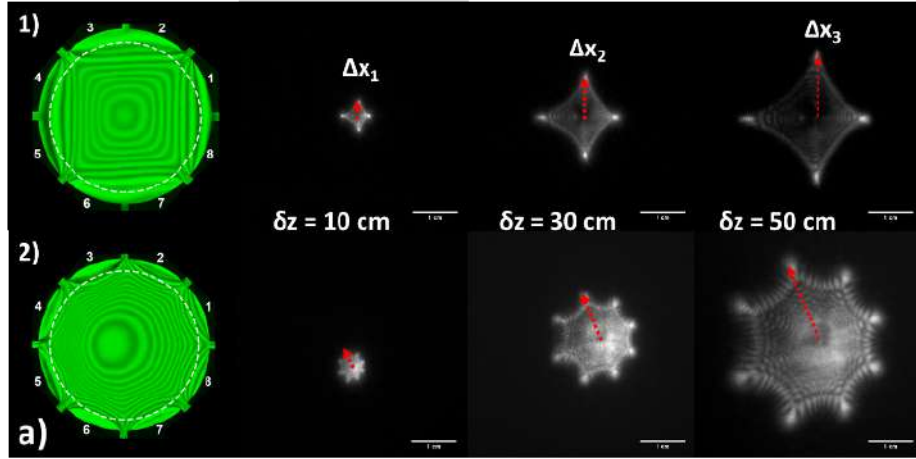


FIGURE 4.10 – Profil de phase et distribution de l'intensité en champ lointain, Tension fixe : 5V et fréquences $f_{1-8} = 100\text{KHz}$, $f_{2-3} = 105\text{KHz}$, $f_{4-5} = 110\text{KHz}$ et $f_{6-7} = 115\text{KHz}$ (1) et 4V, $f_1 = 50\text{KHz}$, $f_2 = 51\text{KHz}$, $f_3 = 52\text{KHz}$, $f_4 = 53\text{KHz}$, $f_5 = 54\text{KHz}$, $f_6 = 55\text{KHz}$, $f_7 = 56\text{KHz}$ et $f_8 = 57\text{KHz}$ pour (2)

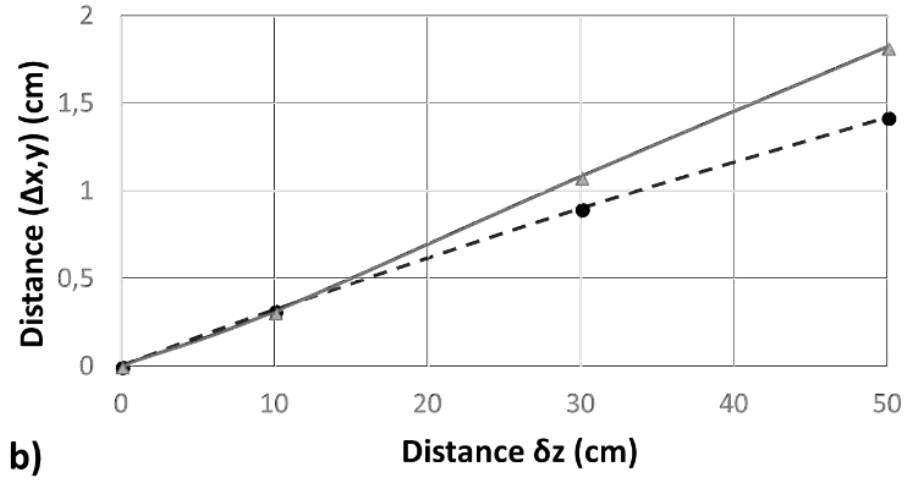


FIGURE 4.11 – Distance du faisceau de Airy de l'axe optique en fonction de la distance en Z pour quatre (cercles pleins) et huit (triangles) "accelerating polygons beams"

L'intensité et la taille des taches sont conservées le long de l'axe de propagation longitudinale z (diffraction limitée), tandis que la distance des points par rapport à l'axe optique augmente le long de la propagation. Néanmoins, on note une propagation quasi linéaire de ces faisceaux (4 faisceaux) ou avec une trajectoire balistique très faible (8 faisceaux), ce qui peut s'expliquer par une phase d'ordre relativement faible.

4.4.3 Conclusion

Nous avons démontré expérimentalement que l'utilisation de la lentille segmentée à cristaux liquide et l'utilisation d'une couche semi-conductrice (WLC) permet d'avoir un contrôle précis du front d'onde (permet de générer des faisceaux non-diffractant de différentes formes) allant du faisceau Bessel générer à partir d'un profil de phase équivalent à un axicon permettant d'augmenter la profondeur d'acquisition dans l'imagerie des tissus par exemple, à la génération d'une nouvelle classe de faisceaux de Airy symétriques et prônant la propriété de focalisation. Ce type de faisceau ouvre la possibilité de nouvelles applications comme le piégeage et le guidage de particules. Il s'agit ici d'une approche simple aux possibilités multiples.

Conclusion

Nous pensons que la S-TLCL peut être utilisé pour générer dynamiquement différents fronts d'onde. Il peut également être utilisé pour la compensation des aberrations dans de nombreux systèmes optiques, allant des lentilles GRIN fixe (71) aux lentilles accommodatives intra-oculaires (programmables par un ophtalmologiste) et au vieillissement du patient (14). En outre, l'absence de segmentation (ou de pixels) à travers l'ouverture de cet élément minimisera l'effet de discontinuité ainsi que la diffusion de la lumière. Il est important de mentionner que de nombreuses applications pratiques peuvent également nécessiter la même capacité de mise en forme de front d'onde. Mais pour la lumière non polarisée (par exemple la lumière naturelle), compte tenu du caractère inhérent (uniaxial) du CL utilisé ici, un sandwich CL supplémentaire ayant un directeur pivoté à 90° dans l'état fondamental du dispositif (1) est mis en place. L'assemblage de ces deux couches CL (avec des directeurs orientés perpendiculairement) traitera la lumière avec une polarisation arbitraire (figure 4.12).

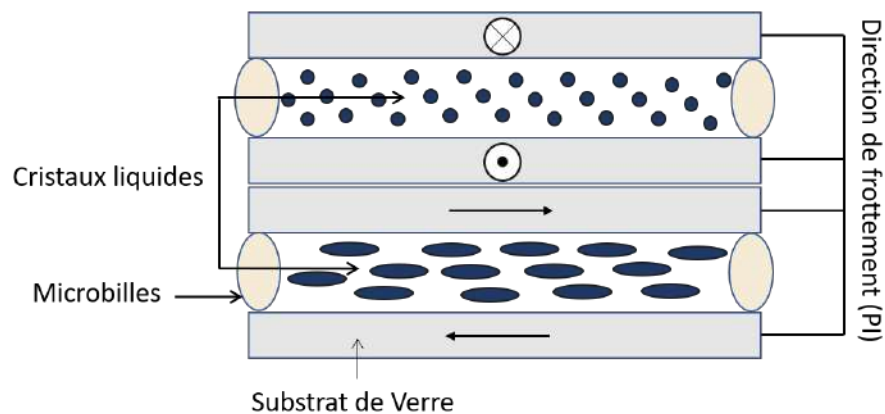


FIGURE 4.12 – Assemblage lentille "full lens" (deux lentilles avec leur axe directeurs n perpendiculaires) permettant de travailler avec les deux composantes de la polarisation

Bien que du point de vue scientifique, cela soit simple à imaginer, sa fabrication peut être difficile, car la distance entre ces deux couches de cristaux liquides doit être la plus faible possible (en particulier pour les applications nécessitant de petites valeurs de CA). Nous avons déjà démontré (40) qu'une distance de $\approx 270 \mu\text{m}$ entre les centres de ces deux sandwichs (substrats de $100 \mu\text{m}$ d'épaisseur) est suffisante pour réduire les aberrations de po-

larisation (lorsque la lumière passe au travers de la lentille avec une polarisation différente celle ci est focalisée à différentes distances). Heureusement, il existe actuellement plusieurs fournisseurs commerciaux de verre mince (jusqu'à $30\text{ }\mu\text{m}$ d'épaisseur, par exemple) qui pourraient assurer une distance encore plus faible ($\approx 140\text{ }\mu\text{m}$) pour les applications avec de petites valeurs de CA. Cela sera difficile du point de vue de la fabrication. Cependant, un tel effort de fabrication pourrait être justifié pour des applications « de grande valeur » (telles que la microscopie et l'endoscopie).

Pour conclure, nous avons démontré expérimentalement que l'utilisation d'un WCL et la segmentation du HPE (pour obtenir le S-TLCL) peuvent être utilisées pour obtenir une capacité de contrôle avancée du front d'onde. Nous pensons qu'il est vraiment remarquable qu'une approche aussi simple (comparée aux SLM traditionnels), utilisant les mêmes étapes de fabrication que pour la lentille à une seule électrode, puisse permettre une capacité de dispositif optique presque adaptative. Le potentiel de ce dispositif est démontré en générant des faisceaux limités par la diffraction et de différentes formes (Bessel, Airy, Polygones, etc.). Nous pensons que la S-TLCL peut être un composant optique universel et trouver des applications dans de nombreux systèmes optiques modernes tout en permettant de nouvelles conceptions. A l'avenir, nous souhaitons miniaturiser le packaging de notre S-TLCL passant d'une dimension de 15 mm à 5 mm pour l'insérer et l'appliquer à un système optique d'endo-microscopie fonctionnel

SHACK-HARTMANN

A.1 Théorie

A.1.1 Polynômes de Zernike

Les polynômes de Zernike sont adaptés pour décomposer la forme d'une onde passant par une pupille circulaire ; ils sont caractérisés à partir d'une surface circulaire. Chaque point de la pupille est repéré en coordonnées polaires par un rayon et un angle respectivement ρ et Θ . Les polynômes de Zernike sont des fonctions de deux variables (x et y en coordonnées cartésiennes) définies sur le rayon de la pupille ; lorsqu'elles sont combinées linéairement entre elles, cela permet de modéliser le front d'onde, c'est-à-dire lorsque chaque fonction est multipliée par un coefficient (coefficient de Zernike) puis les résultats additionnés.

A.1.2 Aberrations sur le front d'onde

Dans un système d'imagerie, l'aberration sur le front d'onde correspond à la différence de trajet optique entre la sphère de référence (correspondant à un système sans diffraction) avec le front d'onde expérimental au niveau de la pupille de sortie.

Le principe de fonctionnement d'un Shack-Hartmann repose sur une matrice de micro-lentilles et d'un capteur CCD.

| ordre n | fréquence m | $Z_n^m(\rho, \delta)$ | aberrations |
|------------|----------------|---|-----------------------------------|
| 0 | 0 | 1 | Piston |
| 1 | -1 | $2\rho\sin(\delta)$ | Tilt en y |
| 1 | 1 | $2\rho\cos(\delta)$ | Tilt en x |
| 2 | -2 | $\sqrt{6}\rho^2\sin(2\theta)$ | Astigmatisme à $\pm 45^\circ$ |
| 2 | 0 | $\sqrt{3}(2\rho^2 - 1)$ | Defocus |
| 2 | 2 | $\sqrt{6}\rho^2\cos(2\theta)$ | Astigmatisme à $0^\circ/90^\circ$ |
| 3 | -3 | $\sqrt{8}\rho^3\sin(3\theta)$ | |
| 3 | -1 | $\sqrt{8}(3\rho^3 - 2\rho)\sin(\theta)$ | Coma selon y |
| 3 | 1 | $\sqrt{8}(3\rho^3 - 2\rho)\cos(\theta)$ | Coma selon x |
| 3 | 3 | $\sqrt{8}\rho^3\cos(3\theta)$ | |
| 4 | -4 | $\sqrt{10}\rho^4\sin(4\theta)$ | |
| 4 | -2 | $\sqrt{10}(4\rho^4 - 3\rho^2)\sin(2\theta)$ | Astigmatisme secondaire |
| 4 | 0 | $\sqrt{5}(6\rho^4 - 6\rho^2 + 1)$ | Aberration sphérique |
| 4 | 2 | $\sqrt{10}(4\rho^4 - 3\rho^2)\cos(2\theta)$ | Astigmatisme secondaire |
| 4 | 4 | $\sqrt{10}\rho^4\cos(4\theta)$ | |

TABLE A.1 – Liste des 14 premiers polynômes de Zernike

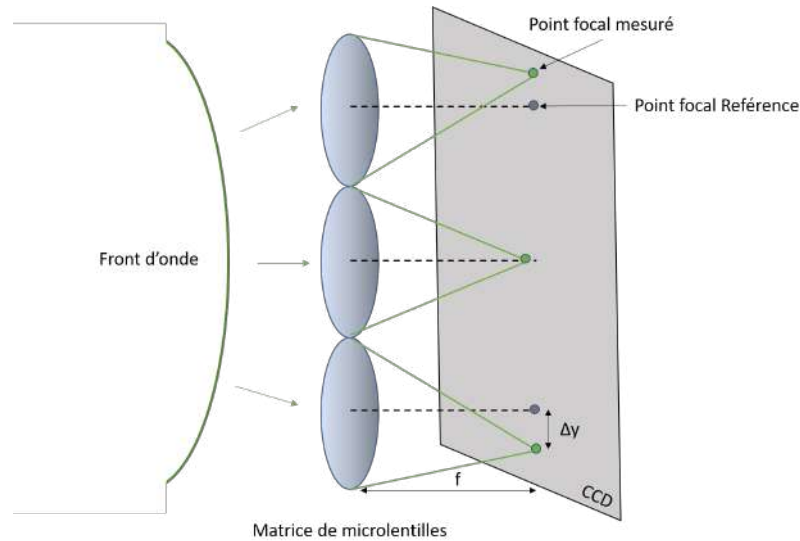


FIGURE A.1 – Principe de fonctionnement du capteur Shack-Hartmann

le front d'onde à mesurer est échantillonné par le réseau de micro-lentilles. Le réseau de points focaux des micro-lentilles est détecté par la caméra CCD. Les déplacements (Δx et Δy) de chaque point focal sont mesurés en fonction des images de référence pour un front d'onde plan.

A.2 Expériences

Afin de caractériser de manière quantitative les aberrations générées par notre TLCL segmentée. On caractérise notre lentille à l'aide d'un Shack-Hartmann (Thorlabs)

A.2.1 Montage

1. Aligner le laser Notre lentille segmentée étant de 550µm sans magnification la pupille de travail du S-H se révèle trop petite. On réalise donc une magnification de 5 de façon à obtenir une image de 2,7 sur S-H. Pour cela, on utilise une lentille de magnification de conjugaison :

$$\frac{1}{OA'} - \frac{1}{OA} = \frac{1}{f} \quad (A.1)$$

Sachant que la magnification $m = \frac{A'B'}{AB} = \frac{OA'}{OA}$

Pour connaître OA :

$$\begin{aligned} \frac{1}{OA \times m} - \frac{1}{OA} &= \frac{1}{f} \\ \frac{1}{OA \times m} - \frac{m}{OA \times m} &= \frac{1}{f} \\ OA &= \frac{(1-m)}{m} \times f \end{aligned} \quad (A.2)$$

Pour connaître OA' :

$$\begin{aligned} \frac{1}{OA'} - \frac{1}{\frac{OA'}{m}} &= \frac{1}{f} \\ \frac{1}{OA'} - \frac{m}{OA'} &= \frac{1}{f} \\ OA' &= (1-m) \times f \end{aligned} \quad (A.3)$$

il suffit de conserver le rapport, $\frac{OA'}{OA} = 5$ on s'arrêtera sur $OA' = 33,7$ cm et $OA = 6,7$ cm.

2. Pour ajuster précisément les distances, nous utilisons 3 lentilles dont on connaît la focale (de préférence de même épaisseur mais de distances focales différentes) exemples : $f_1 = 50$ mm, $f_2 = 80$ mm et $f_3 = -73$ mm. Les placer au point objet 1. (voir schéma)

A l'aide de la formule de conversion du polynôme de Zernike Z5 (defocus) en dioptrie :

$$D = \frac{16 \times \sqrt{3} \times Z5}{d^2} \quad (A.4)$$

Avec d, le diamètre de la lentille et Z5, le polynôme de Zernike Z5 (µm)

Pour une dioptrie donnée on peut retrouver le coefficient de Zernike correspondant.

Exemple : Pour $f_1 = 50$ mm, $D = 20$ on a :

$$Z5 = \frac{d^2 \times D}{16 \times \sqrt{3}} \approx 0,218 \quad (A.5)$$

Affiner les distances OA et OA' de façon à obtenir le Z5 correspondant à chaque dioptrie.

3. Une fois les distances ajustées placer la lentille segmentée de cristaux liquide, l'axe d'ancrage du CL dans la direction de polarisation de P2, varier les tensions et fréquences de manière à générer les aberrations souhaitées

PHOTOLITHOGRAPHIE

B.1 Dépôt de couche mince

Réalisation d'un dépôt d'WLC+ITO (20nm) se fait à l'aide de la machine de Leybold Optics par dépôt physique de phase vapeur assisté par faisceau d'ion ou WLC + chrome (50nm) qui se fait par dépôt sous vide par évaporation thermique

La composition du WLC est confidentiel

Afin d'obtenir la bonne permittivité du champ électrique dans la couche de WLC et afin d'obtenir la fréquence souhaité pour laquelle le gradient de réorientation des cristaux liquide est idéal pour la formation d'une lentille, nous jouerons sur la concentration en oxygène de la couche centrale Ti_3O_5 Plus le diamètre de notre lentille est petite et plus la résistivité de notre WLC doit être importante.

L'influence de la concentration sur la fréquence optimal est exponentielle, le concentration doit être déterminé très précisément. Une fois la bonne concentration (bonne résistivité) déterminée, nous procédons à la photolithographie.

B.2 Couche de Photo-résine

1. Ouvrir le spin-coater :
 - Tourner la valve (bleue) au fond de la hotte.
 - Appuyer sur le bouton d'allumage derrière le spinner
 - Activer le minuteur en haut à droite
2. Nettoyer l'intérieur du spin-coater avec un papier imbibé d'Acétone.
3. Sortir le matériel :
 - Becher 50mL, pipette en plastique.



FIGURE B.1 – Photo de la Sorbonne (avec spin-coater) et de la photo-résine S1813

— Photo-résine S1813

4. Choisir le programme C (5 secondes à 500 tours/minute puis 20 secondes à 2500 tours/minute)
5. Vérifier la face en présence d'ITO (ou chrome) à l'aide d'un multimètre.
6. Placer le substrat face ITO vers le haut dans le spin-coater puis appuyer sur le bouton vacuum.
7. Recouvrir la surface du substrat avec la photo-résine à l'aide d'une pipette en plastique.
8. Refermer le couvercle et appuyer sur start.
9. Ressortir le substrat et nettoyer soigneusement le spin-coater.

B.3 Cuisson délicate

1. Placer votre substrat sur la plaque chauffante (90° C, 15min)
2. Retirer et laisser l'échantillon revenir à température ambiante.

B.4 Exposition UV

1. Suivre la procédure de démarrage de la machine pour l'exposition UV :
 - Ouvrir les 3 valves (azote, air, vacuum) en dessus de la table.
 - Vérifier le bon débit sur le manomètre près de la lampe (>200)
 - Démarrer le "power supply" de la lampe et attendre l'indication "ready".



FIGURE B.2 – Machine pour l'exposition UV



FIGURE B.3 – générateur lampe UV

- Presser sur "start" si ne démarre pas, presser de nouveau. A l'initiation, on entend un son.
- Attendre 15 min que la lampe chauffe.
- Presser sur power ON sur MJB3
- Lever les boutons azote et air comprimé sur MJB3 et vérifier manomètres.
- Enlever le support et retourner le pour placer le masque (coating sur le dessus)
- Presser sur le bouton "vacuum mask"
- Remplacer délicatement le support avec le masque sur MJB3
- Placer l'échantillon sur le plateau coulissant.

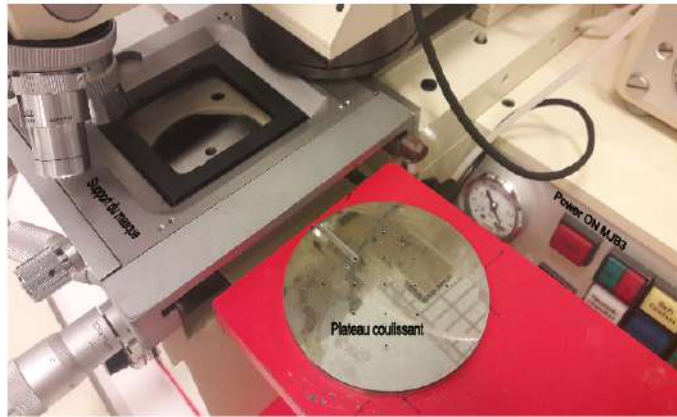


FIGURE B.4 – Support masque photolithographie et support du substrat

- Ajuster X et Y
 - Choisir le type de contact (soft)
 - Exposure
2. Vérifier le temps d'exposition avant de charger le substrat.
Selon l'épaisseur du dépôt l'épaisseur de la photo-résine, le matériau de dépôt les temps d'exposition varient : ITO 20nm à 236mW pendant 30 secondes, Chrome 50nm à 236mW pendant 1 minute 20 secondes.
 3. Charger et décharger en suivant les procédures.
 - Activer le levier sur le côté gauche
 - Molettes d'ajustement du masque avec l'échantillon
 - Pousser le levier de gauche.

B.5 Développement

1. Allumer le spinner
2. Sortir la solution de développeur **MF 319** et le récipient d'eau distillée.



FIGURE B.5 – levier d'activation et molette de translation pour l'ajustement des axe x,y et z



FIGURE B.6 – Récipient du developpeur MF-319

3. enlever le réservoir derrière le spinner (remplacer par plus grand contenant)
4. Selectionner le programme D
5. Par dessus le spinner verser sur toute la surface du substrat :
 - 5secondes (500 rpm) : Eau distillée
 - 15secondes (500 rpm) : Eau + MF319
 - 40 secondes (500 rpm) : MF 319
 - 30 secondes (500 rpm) : Eau distillée
 - 40 secondes (3000 rpm) : Air

B.6 Cuisson dur

1. Placer votre substrat sur plaque chauffante (140°C, 10minutes)
2. Retirer et laisser l'échantillon revenir à température ambiante.

B.7 Etching

1. Sortir la solution d'Etchant ITO ou Cr7 etchant du chrome.
 - Etchant ITO : 300 mL acide hydrochlorique, 100mL acide nitrique et 100mL d'eau distillée.
 - CR7 : Acide perchlorique et nitrate de cérium et d'ammonium
2. Après avoir compris le temps de etching et la résistance chimique
3. Placer le substrat dans la solution d'etchant ITO ou CR7 pour *N* minutes
4. Rincer à l'eau distillée
5. Inspecter le dessin et vérifier la résistivité à l'aide d'un millimètre.

B.8 Décapage

1. Pulvériser de l'acétone de façon à éliminer la photo-résine.
2. Léger nettoyage avec serviette pour enlever la photo-résine
3. Procédure de nettoyage standard, savon.
4. Puis mesurer à l'aide du millimètre s'il y a présence ou non de ponts de connexions entre les électrodes.

CONCEPTION ET CARACTÉRISATION D'UNE LENTILLE À CRISTAUX LIQUIDES SEGMENTÉE HUIT ÉLECTRODES

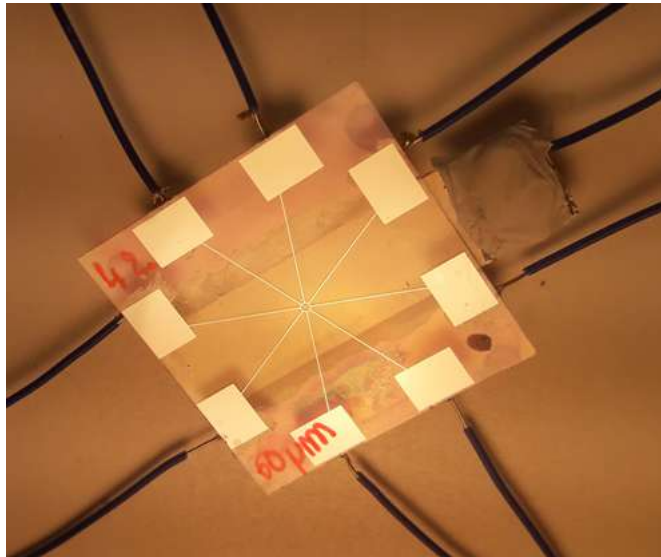


FIGURE C.1 – Photo d'une de nos lentilles segmentées

C.1 Préparer les lamelles de verre

Suite à la photolithographie nous avons un substrat $52 \times 52 \times 0,1$ mm (exemple de dessins ci-dessous)

Le but est de couper les dessins de 10×10 mm qui nous interesse.

1. Délimiter les sections par un trait de crayon à encre indélébile.
2. Pour des substrats de petites taille la découpe peut se faire à l'aide d'un coupe-lame. placer le substrat sur une surface dur, à l'aide d'une règle, passer la pointe de diamant sur le substrat en exerçant une légère pression.
3. Casser la lame directement avec les mains.

C.2 Nettoyage des lames

Le nettoyage de la verrerie s'effectue sous Sorbonne dans une salle blanche (local 00565). Il existe deux procédures possibles pour le nettoyage. La première requiert l'utilisation de piranha qui permet de nettoyer efficacement les résidus organique sur les substrats, la seconde pour un nettoyage plus doux, nécessite que du savon.

C.2.1 Lavage avec du piranha

1. Déposer les lamelles sur un support de Téflon de taille approprié afin qu'elles soient solidement maintenues en place.
2. Remplir un Bêcher 600mL avec 75mL de peroxyde d'hydrogène, ajouter de l'acide sulfurique au bêcher pour totaliser environ 350 mL de solution (le ratio peroxyde d'hydrogène/ Acide sulfurique doit être de 1 : 4).
3. Plonger les lamelles dans le bêcher à piranha pendant 5 à 8 minutes.
4. Placer un bêcher d'eau distillée dans l'évier de la hotte ;
5. Transférer le support à lamelles dans le bêcher d'eau distillé, rincer abondamment ;
6. Remplir un bêcher avec de l'acétone ($\approx 300\text{mL}$), puis transférer le support à lamelle.
7. Faire chauffer l'acétone sur une plaque chauffante environ 1 à 2 minutes, jusqu'à l'apparition de bulles ;
8. Insérer un bêcher dans le bain à ultrasons et programmer un temps de 5-8 minutes ;
9. Remplir un bêcher avec de l'isopropanol (300mL) et y transférer le support à lamelles ;
10. Insérer le bêcher dans le bain à ultrasons et programmer un temps de 5-8 minutes ;
11. Accrocher le support sur la remontée mécanique avec les lamelles toujours submergées dans l'isopropanol. Actionner la remontée du support.
12. Placer le support avec les lamelles dans le four à substrats pour 30minutes ;
13. Entreposer les lamelles propres dans un pétri propre dont le fond est recouvert d'un papier bleu.

C.2.2 Lavage avec du savon

1. Remplir un bécher 600 mL avec un bouchon de savon et compléter avec de l'eau, distillé jusqu'à environ 300 mL
2. Frotter les surfaces des lamelles à l'aide d'un papier blanc non abrasif, imbibé d'eau savonneuse ;
3. Déposer les lamelles sur un support de téflon de taille appropriée afin qu'elles soient solidement maintenues en place (figure 3). Placer ensuite le support dans le bécher d'eau savonneuse ;
4. insérer le bécher dans le bain à ultrasons et programmer un temps de 5-8 minutes ;
5. Placer un bécher d'eau distillée dans l'évier de la hotte ;
6. Transférer le support à lamelles dans le bécher d'eau distillée et ouvrir le robinet d'eau. Laisser couler pendant quelques minutes ;
7. Remplir un bécher avec environ 300ml d'acétone et y transférer le support à lamelles ;
8. Faire chauffer l'acétone sur une plaque chauffante environ 1 à 2 minutes jusqu'à l'apparition de bulles ;
9. insérer le bécher dans le bain à ultrasons et programmer un temps de 5-8 minutes ;
10. Remplir un bécher avec environ 300mL d'isopropanol et y transférer le support à lamelles ;
11. Insérer le bécher dans le bain à ultrasons et programmer un temps de 5-8 minutes ;
12. Accrocher le support sur la remontée mécanique avec les lamelles toujours submergées dans l'isopropanol. Actionner la remontée du support
13. Placer le support avec les lamelles dans le four à substrats pour un minimum de 30 minutes.
14. Entreposer les lamelles propres dans un pétri propre dont le fond est recouvert d'un papier bleu.

Note importante sur la récupération des produits chimiques : Les solvants utilisés doivent être récupérés adéquatement dans des contenants identifiés. Les solvants halogènes sont séparés des solvants non-halogénés.

- Acétone : solvant non-halogéné.
- Isopropanol : solvant non-halogéné.
- Piranha : possède son propre contenant de récupération. Doit être à température ambiante avant d'en disposer.



FIGURE C.2 – Photo sorbonne pour le lavage des verres (bêcher attitré, bain à ultrason, plaque chauffante)

C.3 Dépôt d'une couche de polyimide

Le polyimide déposé en couche mince sur une lamelle permet l'alignement planaire des molécules de cristal liquide. Il faut d'abord mettre en solution le polyimide (PI-150) à la bonne concentration puis l'étendre sur les lamelles avec la méthode du spin-coating. Elle consiste à faire tourner rapidement une lamelle sur elle même pour étendre également une goutte de liquide sur toute la surface.

Le spin-coater se trouve aussi en salle blanche (local 00565)



FIGURE C.3 – Spin-coater

1. Mélanger 2 mL de Solvant S21 avec 285mL de PI-150 concentré à 8. Bien mélanger et conserver au réfrigérateur. Il est à noter que la concentration de PI-150 dans le solvant doit être de 1 (masse/masse)
2. Ouvrir la valve bleue derriere le spin-coater.
3. Démarrer le minuteur sur la tablette sous la hotte

4. Déposer la lamelle dans le spin coater et faire le vide pour la maintenir en place
5. Passer un jet d'air sur la surface supérieur de la lamelle pour retirer toute poussière ;
6. A l'aide d'une pipette déposer une goutte de PI-150 1 au centre de la lamelle, ou quelque goutte si la surface est grand. La pipette ne devrait pas toucher la lamelle pour éviter de l'égratigner ou de la salir.
7. Programmer le spin-coater de la manière suivante : 5 secondes à 500 rpm et 20 secondes à 3000 rpm ;
8. Retirer la lamelle et la transférer sur la plaque chauffante sous le couvercle métallique
9. Programmer la plaque chauffante de la manière suivante : 15 minutes à 80°C et 60 minutes à 280°C
10. Marquer un trait au dos de la lamelle pour identifier le côté sans polyimide
11. Mettre la lamelle sur un support de téflon et mettre au four à substrat pendant environ 30 minutes ;
12. Récupérer les lamelles et les entreposer dans un pétri propre dont le fond est recouvert d'un papier bleu.

Note importante : le spin-coater doit être méticuleusement nettoyé avant et après chaque utilisation. Pour ce faire, on utilise de l'isopropanol.

C.4 Frottement de la couche de polyimide

Lorsque la couche mince de polyimide est frotté par un tissu légèrement abrasif, il se crée des petits sillons. ces derniers permettent l'alignement des molécules de cristal liquide dans une direction souhaitée.

1. Déposer les lamelles sur le support de métal. Prendre soin de boucher tous les trous puisqu'elles seront maintenues par succion
2. Actionner la pompe pour exercer une succion sur les lamelles afin de les maintenir en place
3. Ajuster la roulette sous le support afin d'éliminer tout juste l'espace entre le rouleau et les lamelles,
4. Activer la source de tension en enfonçant le bouton power, le rouleau se met alors à tourner. Ajuster la tension de la source pour obtenir une fréquence de rotation d'approximativement 150 rpm
5. Lancer le programme de la manière suivante à l'ordianteur

- Make a selection : 2 (motor 2)
- Enter the direction : CW (vers l'arrière), ou CCW (vers l'avant)
- Enter the speed : 300
- How many steps : 78 000.

Note importante : Le rouleau avec le tissu ne doit pas frotter avec une trop forte pression puisque cela pourrait endommager la couche de polyimide. Il est préférable que les poils du tissu ne fassent que passer sur la lamelle sans peser dessus. Une bonne façon de faire est de mettre une lumière derrière l'appareil et monter le plateau jusqu'au moment où la lumière ne passe plus entre le rouleau et la lamelle.

C.5 Assemblage des lamelles

Les cellules se composent de deux lamelles superposées de manière à pouvoir insérer le cristal liquide à l'intérieur. Elles sont collées ensemble à l'aide de colle qui polymérise lorsqu'elle est exposée aux rayons UV. Dans cette colle, on insère des microbilles pour obtenir un mince espace entre les lamelles.

1. insérer dans une fiole de verre 1 à 2 mL de colle UV. Ajouter des microbilles de la taille 60 μ m à l'aide d'une spatule très propre. Il n'est pas nécessaire de mettre une grande quantité de billes ; le bout d'une spatule suffit. Mélanger délicatement à l'aide d'un capillaire
2. Recouvrir la fiole de papier d'aluminium pour la protéger des rayons UV ;
3. Remplir l'embout d'une aiguille de taille 25G ou 30G avec de la colle UV + Microbilles 60 μ m. Insérer l'aiguille sur une seringue ;
4. Déposer de la colle sur la première lamelle (côté avec polyimide) à l'aide de la seringue.
5. Déposer délicatement la seconde lamelle sur la première. Les surfaces avec polyimide doivent être vers l'intérieur de la cellule et les directions de frottement doivent être antiparallèles. Déposer délicatement un poids sur la lamelle du dessus pour qu'elle touche bien les microbilles ;
6. mettre la cellule sous lampe UV pendant 5 à 15 minutes.

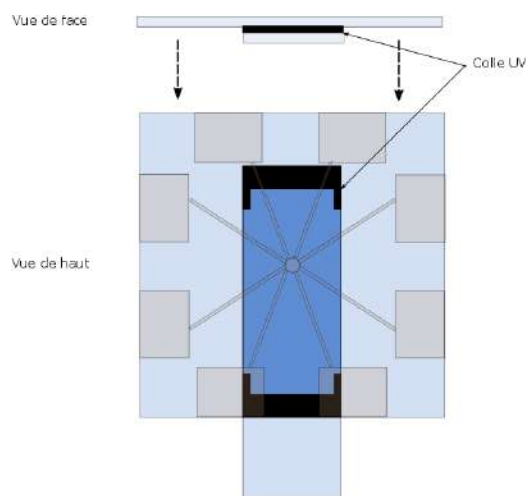


FIGURE C.4 – Disposition des lamelles pour former une cellule.

C.6 Remplissage de la cellule

Lorsque l'on prélève du cristal liquide afin de l'insérer dans une cellule, il est préférable d'en pipeter une petite quantité et de la transférer dans un autre tube de verre à part. Cela évite de contaminer le contenant de cristal liquide au complet si le capillaire utilisé pour remplir la cellule n'est pas parfaitement propre.

1. Ajouter à l'aide d'un capillaire une goutte de Cristal liquide **QYPDLC-20608** dans l'une des ouvertures entre les deux lamelles. Faire attention qu'il reste toujours du liquide Cristal pour ne pas faire entrer de bulles d'air.
2. Attendre que le liquide se rende par capillarité jusqu'à l'autre ouverture et essuyer le surplus de cristal liquide avec un linge ;
3. Ajouter de la colle aux ouvertures pour bien sceller la cellule ;
4. Mettre la cellule sous lampe UV pendant 5 à 15 minutes en recouvrant la partie centrale de papier d'aluminium pour protéger les cristaux liquides des rayons UV.

Note importante : Penser à vérifier en plaçant à 45° la cellule entre deux polariseurs croisés à 90° que les deux substrats soient parfaitement parallèle : champs uniforme sans interférences. A savoir : Caractéristiques du cristal liquide : $n = 0,219$ et $\Delta n = 0,219$ et $T_{Ni} = 113^{\circ}\text{C}$

C.7 Connexion des 8 électrodes

Lorsque l'on connecte les 8 électrodes, Il est préférable d'isoler une à une les électrodes de manière à éviter les connexions entre les électrodes. De même, éviter les connections entre la face ou les électrodes sont présentent avec la face du *Ground*.

1. Après avoir isolé et délimité proprement les 8 électrodes avec du Scotch ;



FIGURE C.5 – Isolement des électrodes

2. Placer les fils électrique sur chacune des électrodes. Fixer les à l'aide de Scotch haute température.

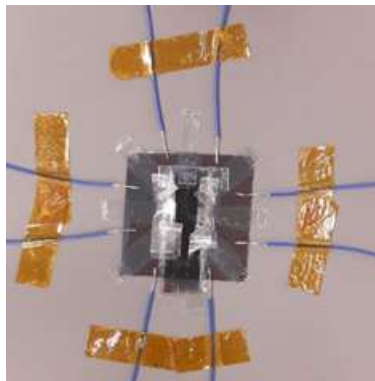


FIGURE C.6 – Positionnement des fils électrique

3. A l'aide de la colle Silver Epoxy, réaliser une soudure à froid dans le but de fixer le fil électrique sur l'électrode. Portez des gants, distribuez des quantités égales d'époxyde (part A et B). Bien mélanger avec un bâtonnet et appliquez.
4. Appliquer sur la zone d'interet à l'aide d'un capillaire. puis retirer le scotch de protection.

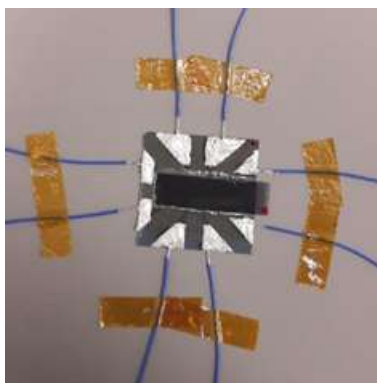


FIGURE C.7 – Soudure des électrodes

5. laisser durcir le mélange soit en plaçant la cellule dans le four (salle 007) à 65°C pour une durée de 15 minutes soit à température ambiante durant 4heures.
6. Une fois les soudures des électrodes terminées, retourner la cellule et répéter l'opération pour le ground.
7. Dans le but de connecter les électrodes au contrôleur de tension et fréquence , l'autre extrémité du fil doit être soudé avec un 10 pin male header connector. De la façon suivante :



FIGURE C.8 – Rouge : Connexion électrode, Noir : Ground, Blanc : Aucune connexion

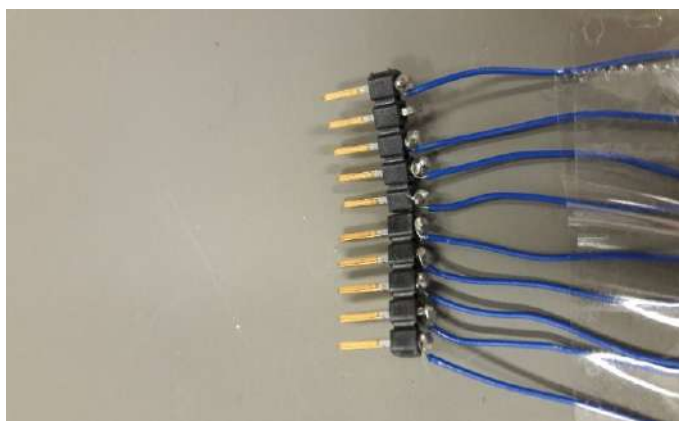


FIGURE C.9 – Connections Pin mâle

8. Connecter par la suite les électrodes au contrôleur, pour cela insérer les 10 Pin male, dans les 10 Pin Femelle de l'adaptateur. Les fils 11 et 12 de l'adaptateur ne doivent pas être branchés

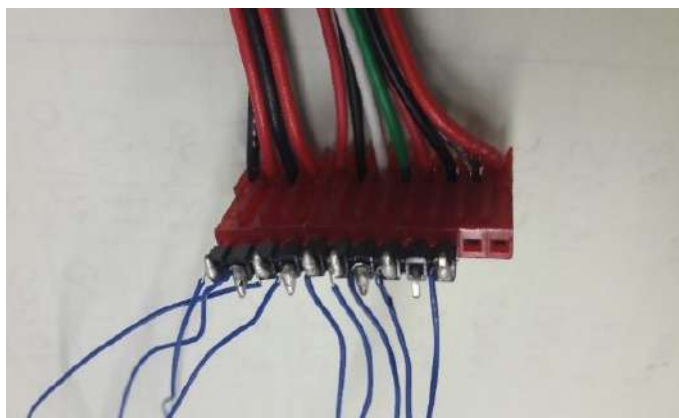


FIGURE C.10 – Connexion des Pin d'électrodes à l'adaptateur

9. Ensuite connecter en insérant chacune des électrodes (Pin numérotés) de l'adaptateur sur le contrôleur. Pour connecter la masse nous brancherons un fil BNC sur le 3^{ème} port avec deux embouts crocodile, le rouge servira à connecter l'électrode 3 et le noir à connecter la masse. Les ports doivent être reliés à la terre (Masse réf source).

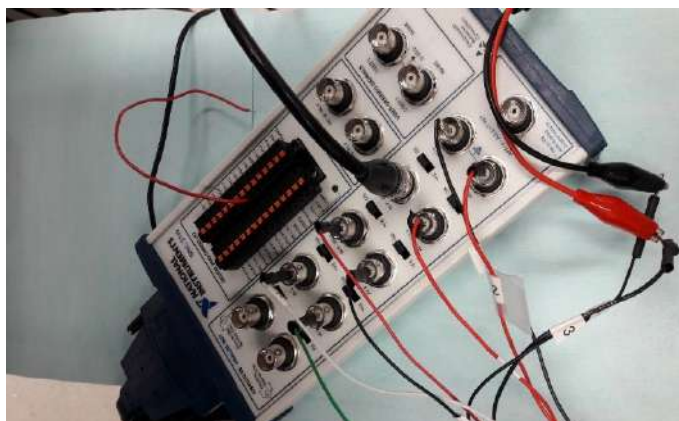


FIGURE C.11 – Connexion des électrodes au contrôleur (National Instruments)

Note Utile : Il est judicieux d'organiser les électrodes de façon logique, en effet par la suite, il est indispensable de savoir quelle électrode est voisine de quelle autre électrode.

C.8 Contrôle des électrodes

A l'aide du programme Labview nommé *IOS_V1.exe*, celui-ci permet de contrôler les tensions des 8 sorties analogiques.

Pour conclure, La gestion des électrodes pour générer telle ou telle aberrations : Dans la configuration suivante :

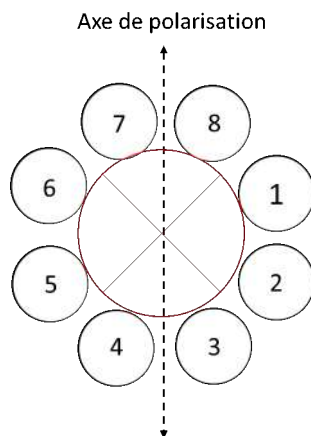


FIGURE C.12 – Répartition des électrodes

| | Augmenter | Baisser |
|---|-----------|---------|
| Augmenter Astigmatisme 45° (+Z4) | 2-3-6-7 | 1-4-5-8 |
| Diminuer Astigmatisme -45° (-Z4) | 1-4-5-8 | 2-3-6-7 |
| Augmenter Astigmatisme 90° (+Z6) | 1-2-5-6 | 3-4-7-8 |
| Diminuer Astigmatisme 0° (-Z6) | 3-4-7-8 | 1-2-5-6 |
| Augmenter Z4+Z6 | 2-6 | 4-8 |
| Diminuer Z4+Z6 | 4-8 | 2-6 |
| Augmenter Z4 et Diminuer Z6 | 3-7 | 1-5 |
| Diminuer Z4 et Augmenter Z6 | 1-5 | 3-7 |
| Augmenter Tetrafoil Y | 2-4-6-8 | 1-3-5-7 |
| Diminuer Tetrafoil Y | 1-3-5-7 | 2-4-6-8 |
| Augmenter Coma X (Z8) | 2-3-4-5 | 1-6-7-8 |
| Diminuer Coma X (Z8) | 1-6-7-8 | 2-3-4-5 |
| Augmenter Coma Y (Z9) | 4-5-6-7 | 1-2-3-8 |
| Diminuer Coma Y (Z9) | 1-2-3-8 | 4-5-6-7 |

TABLE C.1 – Gestion des électrodes pour augmenter ou diminuer les aberrations

Bibliographie

- [1] F. Reinitzer, "Beiträge zur Kenntniss des Cholesterins," *Monatshefte für Chemie - Chemical Monthly*, 1888.
- [2] S. Sato, "Applications of liquid crystals to variable-focusing lenses," *Optical Review*, 1999.
- [3] L. Guoqiang, *Adaptive lens*, 2010.
- [4] T. Galstian, *Smart mini-cameras*. CRC press, 2013.
- [5] Y. H. Lin, Y. J. Wang, and V. Reshetnyak, "Liquid crystal lenses with tunable focal length," 2017.
- [6] S. Xu, Y. Li, Y. Liu, J. Sun, H. Ren, and S. T. Wu, "Fast-response liquid crystal microlens," 2014.
- [7] T. Galstian, O. Sova, K. Asatryan, V. Presniakov, A. Zohrabyan, and M. Evensen, "Optical camera with liquid crystal autofocus lens," *Optics Express*, 2017.
- [8] P. Clark, T. Galstian, K. Asatryan, V. Presniakov, A. Bagramyan, A. Tork, A. Zohrabyan, and S. Careau, "Methods and apparatus for focus improvement in multiple liquid crystal cell lenses," 2016.
- [9] "Http ://www.lensvector.com."
- [10] Creative Technology Ltd., "Http ://www.impulsegamer.com/wordpress/?p=25017."
- [11] Karbonn, "Http ://www.karbonnmobiles.com/."
- [12] G. Vdovin, M. Loktev, and A. Naumov, "On the possibility of intraocular adaptive optics," *Opt Express*, 2003.
- [13] T. Galstian and D. Brousseau, "Inductive coil sensor for vision corrective apparatus and methods therefor," 2016.

- [14] H. E. Milton, P. B. Morgan, J. H. Clamp, and H. F. Gleeson, "Electronic liquid crystal contact lenses for the correction of presbyopia," *Optics express*, vol. 22, pp. 8035–8040, 2014.
- [15] H.-S. Chen, Y.-J. Wang, P.-J. Chen, and Y.-H. Lin, "Electrically adjustable location of a projected image in augmented reality via a liquid-crystal lens," *Optics Express*, 2015.
- [16] Y.-H. Lee, G. Tan, T. Zhan, Y. Weng, G. Liu, F. Gou, F. Peng, N. V. Tabiryan, S. Gauza, and S.-T. Wu, "Recent progress in Pancharatnam–Berry phase optical elements and the applications for virtual/augmented realities," *Optical Data Processing and Storage*, 2017.
- [17] X. Shen, Y.-J. Wang, H.-S. Chen, X. Xiao, Y.-H. Lin, and B. Javidi, "Extended depth-of-focus 3D micro integral imaging display using a bifocal liquid crystal lens," *Optics Letters*, 2015.
- [18] C.-W. Chen, M. Cho, Y.-P. Huang, and B. Javidi, "Three-dimensional imaging with axially distributed sensing using electronically controlled liquid crystal lens," *Optics Letters*, 2012.
- [19] H.-S. Chen and Y.-H. Lin, "An endoscopic system adopting a liquid crystal lens with an electrically tunable depth-of-field," *Optics Express*, 2013.
- [20] T. Galstian, K. Asatryan, V. Presniakov, A. Bagramyan, A. Tork, A. Zohrabyan, and S. Carreau, "Liquid crystal optical device with advanced electric field control capability," 2017.
- [21] T. Galstian, A. Saghatelian, and A. Bagramyan, "Tunable optical device, tunable liquid crystal lens assembly and imaging system using same," 2018.
- [22] a. F. Naumov, M. Y. Loktev, I. R. Guralnik, and G. Vdovin, "Liquid-crystal adaptive lenses with modal control." *Optics letters*, 1998.
- [23] A. F. Naumov, G. D. Love, M. Y. Loktev, and F. L. Vladimirov, "Control optimization of spherical modal liquid crystal lenses," *Optics Express*, 1999.
- [24] M. Ye, B. Wang, M. Uchida, S. Yanase, S. Takahashi, and S. Sato, "Focus tuning by liquid crystal lens in imaging system," *Applied Optics*, 2012.
- [25] T. G. Alstian, K. A. Satryan, V. P. Resniakov, A. Z. Ohrabyan, A. T. Ork, A. B. Agramyan, S. C. Areau, M. T. Hiboutot, and M. C. Otovanu, "High optical quality electrically variable liquid crystal lens using an additional floating electrode," vol. 41, no. 14, pp. 2–5, 2016.
- [26] S. Yanase, K. Ouchi, and S. Sato, "Molecular orientation analysis of a design concept for optical properties of liquid crystal microlenses," *JAPANESE JOURNAL OF APPLIED PHYSICS PART 1-REGULAR PAPERS SHORT NOTES & REVIEW PAPERS*, 2001.

- [27] P.-G. de Gennes and J. Prost, "The physics of liquid crystals (international series of monographs on physics)," *Oxford University Press, USA*, 1995.
- [28] L. M. Blinov and V. G. Chigrinov, *Electrooptic Effects in Liquid Crystal Materials*, 1994.
- [29] B. Wang, M. Ye, and S. Sato, "Lens of Electrically Controllable Focal Length Made by a Glass Lens and Liquid-Crystal Layers," *Applied Optics*, 2004.
- [30] C. J. Hsu and C. R. Sheu, "Preventing occurrence of disclination lines in liquid crystal lenses with a large aperture by means of polymer stabilization." *Optics express*, 2011.
- [31] M. Ye and S. Sato, "New method of voltage application for improving response time of a liquid crystal lens," in *Molecular Crystals and Liquid Crystals*, 2005.
- [32] T. Galstian, P. P. Clark, T. C. Antognini, J. J. Parker, D. A. Proudian, T. E. Killick, and A. Zohrabyan, "Autofocus system and method," 2014.
- [33] B. Wang, M. Ye, and S. Sato, "Liquid crystal lens with stacked structure of liquid-crystal layers," 2005.
- [34] M. Ye, B. Wang, and S. Sato, "Study of liquid crystal lens with focus movable in focal plane by wave front analysis," 2006.
- [35] S. Masuda, S. Takahashi, T. Nose, S. Sato, and H. Ito, "Liquid-crystal microlens with a beam-steering function," *Applied Optics*, 1997.
- [36] T. Galstian, V. Presniakov, K. Asatryan, and A. Zohrabyan, "Image stabilization and shifting in a liquid crystal lens," 2015.
- [37] N. Fraval and F. Berier, "Liquid crystal lens auto-focus extended to optical image stabilization for wafer level camera," in *Proc. SPIE 7930, MOEMS and Miniaturized Systems X*, 2011.
- [38] W. J. Smith, *Modern Optical Engineering*, 2000.
- [39] L. N. Thibos, X. Hong, A. Bradley, and X. Cheng, "Statistical variation of aberration structure and image quality in a normal population of healthy eyes," *Journal of the Optical Society of America A*, 2002.
- [40] T. Galstian, K. Asatryan, V. Presniakov, A. Zohrabyan, A. Tork, A. Bagramyan, S. Careau, M. Thiboutot, and M. Cotovanu, "High optical quality electrically variable liquid crystal lens using an additional floating electrode," *Optics letters*, vol. 41, pp. 3265–3268, 2016.
- [41] K. K. Ghosh, L. D. Burns, E. D. Cocker, A. Nimmerjahn, Y. Ziv, A. E. Gamal, and M. J. Schnitzer, "Miniaturized integration of a fluorescence microscope," *Nature Methods*, 2011.

- [42] UMS, "[http ://miniscope.org/index.php/Main Page](http://miniscope.org/index.php/Main_Page)."
- [43] A. Bagramyan, T. Galstian, and A. Saghatelyan, "Motion-free endoscopic system for brain imaging at variable focal depth using liquid crystal lenses," *Journal of Biophotonics*, 2017.
- [44] E. Dalimier and C. Dainty, "Comparative analysis of deformable mirrors for ocular adaptive optics," *Optics express*, 2005.
- [45] W. M. Lee and S. H. Yun, "Adaptive aberration correction of GRIN lenses for confocal endomicroscopy." *Optics letters*, vol. 36, no. 23, pp. 4608–10, 2011. [Online]. Available : <http://www.pubmedcentral.nih.gov/articlerender.fcgi?artid=3461260&tool=pmcentrez&rendertype=abstract>
- [46] G. D. Love, "Wave-front correction and production of Zernike modes with a liquid-crystal spatial light modulator," *Applied Optics*, 1997.
- [47] C. Wang and N. Ji, "Characterization and improvement of three-dimensional imaging performance of GRIN-lens-based two-photon fluorescence endomicroscopes with adaptive optics," *Optics Express*, 2013.
- [48] L. Begel and T. Galstian, "Liquid crystal lens with corrected wavefront asymmetry," *Applied Optics*, pp. 5072–5078, 2018.
- [49] B. W. B. Wang, M. Y. M. Ye, and S. S. S. Sato, "Liquid crystal lens with focal length variable from negative to positive values," *IEEE Photonics Technology Letters*, 2006.
- [50] R. Tyson, *Principles of Adaptive Optics*, 3rd ed, 2011.
- [51] M. J. Booth, "Adaptive optics in microscopy," 2007.
- [52] J. A. Kubby, "Adaptive optics for biological imaging," *Book*, 2013.
- [53] E. Dalimier and C. Dainty, "Comparative analysis of deformable mirrors for ocular adaptive optics," *Optics express*, 2005.
- [54] M. Fortin, M. Piché, D. Brousseau, and S. Thibault, "Generation of optical Bessel beams with arbitrarily curved trajectories using a magnetic-liquid deformable mirror," *Applied Optics*, 2018.
- [55] S. Somalingam, K. Dressbach, M. Hain, S. Stankovic, T. Tschudi, J. Knittel, and H. Richter, "Effective spherical aberration compensation by use of a nematic liquid-crystal device," *Applied Optics*, 2004.
- [56] A. N. Simonov, G. Vdovin, and M. Loktev, "Liquid-crystal intraocular adaptive lens with wireless control," *Opt Express*, 2007.

- [57] R. M. Gonzalez, J. Linares, and C. Gomez-Reino, "Gradient-index axicon lenses : a quasi-geometrical study," *Applied optics*, vol. 33, pp. 3420–3426, 1994.
- [58] D. J. Fischer, C. J. Harkrider, and D. T. Moore, "Design and manufacture of a gradient-index axicon," *Applied Optics*, 2000.
- [59] J. H. McLeod, "The Axicon : A New Type of Optical Element," *Journal of the Optical Society of America*, 1954.
- [60] J. Durnin, J. Miceli, and J. H. Eberly, "Diffraction-free beams," *Physical Review Letters*, 1987.
- [61] P. Dufour, M. Piché, Y. De Koninck, and N. McCarthy, "Two-photon excitation fluorescence microscopy with a high depth of field using an axicon." *Applied optics*, 2006.
- [62] Z. Ding, H. Ren, Y. Zhao, J. S. Nelson, and Z. Chen, "High-resolution optical coherence tomography over a large depth range with an axicon lens," *Optics Letters*, 2002.
- [63] A. K. Kirby, P. J. Hands, and G. D. Love, "Liquid crystal multi-mode lenses and axicons based on electronic phase shift control." *Optics express*, 2007.
- [64] G. Milne, G. D. Jeffries, and D. T. Chiu, "Tunable generation of Bessel beams with a fluidic axicon," *Applied Physics Letters*, 2008.
- [65] O. Brzobohatý, T. Čižmár, and P. Zemánek, "High quality quasi-Bessel beam generated by round-tip axicon," *Optics Express*, 2008.
- [66] K. A. Christensen and M. D. Morris, "Hyperspectral Raman microscopic imaging using Powell lens line illumination," *Applied Spectroscopy*, 1998.
- [67] P. Vaveliuk, A. Lencina, J. a. Rodrigo, and O. Martinez Matos, "Symmetric Airy beams," *Optics letters*, 2014.
- [68] G. A. Siviloglou and D. N. Christodoulides, "Accelerating finite energy Airy beams," *Optics Letters*, 2007.
- [69] S. Barwick, "Accelerating regular polygon beams." *Optics letters*, 2010.
- [70] Y. Zhang, F. Dong, K. Qian, Q. Zhang, W. Chu, X. Ma, and X. Wu, "Study on evolving phases of accelerating generalized polygon beams," *Optics Express*, 2016.
- [71] L. Begel and T. Galstian, "Dynamic compensation of gradient index rod lens aberrations by using liquid crystals," *Applied Optics*, 0.