



HAL
open science

Micro modulateur spatial de lumière transmissif pour modulation de phase et d'amplitude

Clément Abelard

► **To cite this version:**

Clément Abelard. Micro modulateur spatial de lumière transmissif pour modulation de phase et d'amplitude. Micro et nanotechnologies/Microélectronique. Université Grenoble Alpes, 2018. Français. NNT : 2018GREAT092 . tel-02136795

HAL Id: tel-02136795

<https://theses.hal.science/tel-02136795>

Submitted on 22 May 2019

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

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

THÈSE

Pour obtenir le grade de

DOCTEUR DE LA COMMUNAUTE UNIVERSITE GRENOBLE ALPES

Spécialité : **Nano Électronique et Nano Technologies**

Arrêté ministériel : 25 mai 2016

Présentée par

Clément ABELARD

Thèse dirigée par **François TEMPLIER**

préparée au sein du **Laboratoire LVE du CEA LETI**
dans l'**École Doctorale Électronique, Électrotechnique,**
Automatique, Traitement du Signal (EEATS)

Micro modulateur spatial de lumière transmissif pour modulation de phase et d'amplitude

Thèse soutenue publiquement le **20 novembre 2018**
devant le jury composé de :

Dr Herbert DE SMET

Professeur, Université de Gent, Président du Jury

Dr Jean-Louis DE BOUGRENET DE LA TOCNAYE

Professeur, Télécom Bretagne, Brest, Rapporteur

Dr Raphael CLERC

Professeur, Université Jean Monnet, Saint-Etienne, Rapporteur

Dr François TEMPLIER

Directeur de recherche, CEA-LETI, Directeur de thèse

M. Hugues LEBRUN

Ingénieur, Thales Avionics, Examineur

Dr Benoît RACINE

Ingénieur de recherche, CEA-LETI, Encadrant, Examineur

Dr Umberto ROSSINI

Encadrant, Invité



Remerciements

Cette thèse est le fruit d'un travail acharné de 3 ans et l'aboutissement de toutes mes années d'études. Elle constitue pour moi un premier pas dans ma carrière d'ingénieur de recherche. Le choix du sujet m'a permis de balayer plusieurs domaines de l'optique/photonique et proposait un large panel d'activités allant de la simulation à la réalisation expérimentale.

Cependant, de nombreuses personnes ont participé de près ou de loin à l'aboutissement de cette thèse. D'autres personnes m'ont également aidé d'un point de vue humain ou technique. Toutes ces personnes méritent ma gratitude et ces quelques phrases de remerciements leur sont dédiées.

Je tiens à remercier Raphaël CLERC et Jean-Louis DE BOUGRENET DE LA TOCNAYE d'avoir accepté de rapporter ma thèse. Je remercie également Herbert DE SMET et Hugues LE BRUN pour avoir examiné mon travail. Merci à eux tous d'avoir accepté de réviser, corriger et juger mon travail.

Ma thèse s'est déroulée au sein du laboratoire LVE du CEA LETI Grenoble, je remercie Stéphanie LE CALVEZ pour m'avoir accueilli au sein du laboratoire. De plus, je remercie François TEMPLIER d'avoir accepté d'être mon directeur de thèse. Mes remerciements vont également à mes encadrants : Benoit RACINE et Umberto ROSSINI. M. Rossini m'a particulièrement aidé d'un point de vue technique et m'a suivi dans une bonne partie de ma thèse. Sa patience et sa capacité à m'expliquer des choses compliquées simplement m'ont été d'une grande aide. Je le remercie également d'avoir continué à m'encadrer après son départ à retraite, j'espère avoir été un doctorant à la hauteur et je lui souhaite également une bonne retraite. Je remercie M. Racine pour son encadrement régulier et constant, sa patience, sa bienveillance et ses conseils.

Je remercie le laboratoire de m'avoir fait confiance pour la remise en place de l'infrastructure LCD qui m'a permis d'assembler une cellule LCD de A à Z ainsi que pour la mise en place d'outils de caractérisation. J'espère que les différentes machines et le banc de caractérisation seront réutilisés par la suite.

Merci également à mes encadrants et à mon directeur de thèse de m'avoir conseillé des conférences internationales pertinentes où j'ai pu présenter l'avancement de mes travaux et agrandir mon réseau display.

Je tiens également à remercier l'ensemble du laboratoire ainsi que les personnes qui y sont passées pendant ma thèse (CDD, intérim, thèse et stage) pour leur aide, leurs conseils et la bonne ambiance de travail. Je pense particulièrement à Fred (wesh !), Aurélien (L'Aurélien sauvage), Anis, Yann, Stéphane (Bonne continuation !), Denis, Étienne, Marianne, Nicolas C., Pierre, Sylvia, Myriam et tous les autres...

Une pensée également pour les doctorants : Marion, Nicolas D., Vladimir, Baptiste, Manu, Basile. Bon courage et bonne continuation. Je vous souhaite de devenir docteur et d'avoir une très bonne carrière.

Je voudrais remercier également le personnel du CEA hors LVE (entre autres : Laurence, Christelle, Tarik et Nacer) qui m'ont aidé à avancer dans mon travail de thèse. Merci pour l'aide logistique et de m'avoir aidé à avancer dans les moments où j'étais bloqué.

D'une manière générale, je remercie les personnes du CEA Grenoble avec qui j'ai pu interagir au cours de ma thèse.

Mes remerciements sont également adressés à Sylvie YON et Thierry KRIETZ de Thales Avionics LCD pour les différentes formations ainsi que la fourniture de matière première pour la fabrication de cellules LCD.

Je voudrais également exprimer mes remerciements à Mike MIYASHITA ainsi que ses collègues de la société Shintech pour le support sans faille du logiciel de simulation de cellules LCD : LCDMaster.

Une pensée pour les nombreuses personnes que j'ai côtoyé au travers de différentes associations (doctorants, partenaires d'autres associations, représentants d'organismes, élèves et intervenant de l'école doctorale) et les différents Grenoblois qui sont devenus des amis proches (Marion, Camille, Pierre, Aleksandra, Geoffrey...). Bonne continuation à vous.

Pour terminer, je tiens à remercier mes amis de longue date qui m'ont soutenu et aidé malgré leur distance géographique, ma famille et tout particulièrement mes parents qui malgré leur absence m'ont quand même soutenu pendant toute ma scolarité et mes 3 ans de thèse.

Merci à tous !

C.Abélard

Table des matières

Introduction générale	1
1. Contexte	1
2. Organisation du mémoire	3
Chapitre 1 : Généralités sur les SLM et description des propriétés physiques utilisées	5
1. Introduction.....	5
2. Généralités sur les SLM	5
2.1. SLM à actions mécaniques	5
2.1.1. SLM à action mécaniques pour la modulation d’amplitude	5
2.1.2. SLM à action mécanique pour la modulation de phase	8
2.2. SLM à cristaux liquides	10
2.2.1. Cristaux liquides et propriétés physiques influençant le fonctionnement d’un SLM	10
2.2.2. Fonctionnement d’un SLM à cristaux liquides	16
2.3. Comparaison entre SLM à actions mécaniques et SLM à cristaux liquides.....	18
2.3.1. Différences intrinsèques entre les deux types de SLM.	18
2.3.2. Influence de la structure et des performances des SLM à cristaux liquides et à actions mécaniques sur le système optique dans lequel il s’intègre	19
2.3.3. Bilan des différences entre les deux SLM.....	21
2.4. Modulation de phase anisotrope et d’amplitude avec les cristaux liquides.....	22
2.4.1. Modulation de phase anisotrope	23
2.4.2. Modulation d’amplitude	24
3. Déviation d’un faisceau lumineux avec un SLM à cristaux liquides	24
3.1. Implémentation de la fonction optique permettant de dévier un faisceau lumineux	25
3.1.1. Méthode diffractive : Dispersion par un réseau.....	25
3.1.2. Méthode réfractive : Dispersion par un prisme	26
4. Conclusion du chapitre.....	29
Références.....	30
Chapitre 2 : SLM à cristaux liquides utilisant la technologie In-Plane Switching	32
1. Introduction.....	32
2. Description de la technologie In-Plane Switching	32
2.1. Configuration utilisant des molécules possédant une anisotropie diélectrique positive .	34
2.1.1. Alignement homogène des molécules de cristaux liquides	34
2.1.2. Alignement homéotrope (vertical) des molécules de cristaux liquides	36
2.1.3. Alignement twisté des molécules de cristaux liquides.....	37
2.2. Configurations utilisant des molécules possédant une anisotropie diélectrique négative	

2.2.1.	Alignement homogène des molécules de cristaux liquides	39
2.2.2.	Alignement vertical (homéotrope) des molécules de cristaux liquides	41
2.2.3.	Alignement twisté des molécules de cristaux liquides.....	41
2.3.	Avantages, limites et évolutions de la technologie IPS	42
2.3.1.	Comparaison du comportement des cristaux liquides à anisotropie diélectrique positive et négative	43
2.3.2	Étude de la technologie FFS “Fringe Field Switching”	45
3.	Micro-SLM transmissif à base de technologie IPS.....	48
4.	Conclusion du chapitre.....	49
	Références.....	50
Chapitre 3 : Modulation de phase et déviation de faisceau avec un SLM à base de technologie IPS52		
1.	Introduction.....	52
2.	Description du logiciel et des protocoles de test	52
3.	Caractérisation des performances des 3 variantes de l’IPS	54
3.1.	Choix des paramètres.....	54
3.1.1.	Paramétrage géométrique de la cellule.....	54
3.1.2.	Choix des matériaux, des cristaux liquides et des paramètres associés	58
3.2.	Protocole d’analyse mathématiques des configurations	60
3.3.	Configuration IPS-HA.....	61
3.3.1.	Configuration avec des molécules possédant un $\Delta\epsilon > 0$	62
3.3.2.	Configuration avec des molécules possédant un $\Delta\epsilon < 0$	84
3.4.	Configuration IPS-VA	93
3.4.1.	Origine des lignes de disclinaison et solutions pour les masquer ou les faire disparaître	98
3.4.2.	Optimisation du design de la cellule dans le but d’obtenir le meilleur déphasage possible	101
3.5.	Configuration IPS-TN	105
3.5.1.	Configuration avec des molécules possédant un $\Delta\epsilon > 0$	106
3.5.2.	Configuration avec des molécules possédant un $\Delta\epsilon < 0$	107
4.	Performances d’une cellule IPS appliquée à la déviation de faisceaux.....	109
4.1.	Rappel des performances obtenues et contraintes liées à l’application voulue	109
4.2.	Performances d’une matrice de pixel pour la déviation de faisceaux	111
5.	Intégration du prototype dans un système optique bio-inspiré	114
5.1.	Fovéa et réalité augmentée	114
5.2.	Performances d’un système optique fovéaté intégrant un SLM de type IPS-VA.....	115
5.2.1.	Design du système, but et protocole de simulation.....	115
5.2.2.	Performances d’un système optique à base de lentilles sans SLM.....	117

5.2.3.	Performances d'un système optique à base de lentilles avec un SLM reproduisant la fovéation	119
5.2.3.1.	Implémentation du SLM sous Zemax	119
5.2.3.2.	Comparaison des résultats	120
5.2.3.3.	Résumé et limites de l'étude	122
6.	Conclusion du chapitre	125
	Références	126
Chapitre 4 : Modulation d'amplitude et retour électrique des molécules avec la technologie IPS		128
1.	Introduction	128
2.	Etat de l'art sur l'optimisation du temps de réponse des SLM à base de technologie IPS	128
3.	Étude de plusieurs configurations de micro-SLM IPS permettant un temps de réponse rapide	131
3.1.	Description de LCDMaster 3D et du protocole de test	131
3.2.	Paramétrage et design de la cellule	133
3.2.1.	Recherche de l'épaisseur de cristal liquide permettant d'obtenir en sortie la transmittance optimale	136
3.3.	Étude des performances de la configuration 1 (deux niveaux électrodes séparées par une couche d'isolant)	138
3.3.1.	Influence des électrodes d'adressages sur les électrodes de retour lors de leur activation	145
3.4.	Étude des performances de la configuration 2 (Électrodes d'adressages et d'effacement au même niveau)	153
3.5.	Étude des performances de la configuration 3 (Électrodes d'adressages et d'effacements face à face)	160
3.5.1.	Performances de la configuration 3 avec le MLC-2139	164
3.5.2.	Diminution de l'espace interélectrodes des électrodes de retour	166
3.6.	Bilan de l'étude	168
4.	Validation expérimentale des différentes configurations	169
4.1.	Création et calibration d'un banc de caractérisation électro-optique	169
4.2.	Validation expérimentale de la configuration possédant une paire d'électrodes enterrées (configuration 1)	170
4.3.	Validation expérimentale de la configuration possédant deux paires d'électrodes face à face (configuration 3)	174
5.	Conclusion du chapitre	181
	Références	182
Conclusion générale		183
Annexe 1 : Polarisation de la lumière et outils de caractérisation.		186
1.	Polarisation et ellipse de polarisation : Application à l'étude d'un SLM à cristaux liquides	186

2.	Formalisme de Stokes et sphère de Poincaré	194
2.1.	Paramètres de Stokes.....	194
2.2.	Sphère de Poincaré.....	196
2.3.	Utilisation de la sphère de Poincaré dans un système optique {polariseur + matériau biréfringent} et/ou analyseur	200
3.	Conclusion de l'annexe.....	204
	Références.....	204
Annexe 2 : Propagation de la lumière dans une cellule à cristaux liquides et analyse du déphasage et de la polarisation sous LCDMaster		206
1.	Propagation de la lumière dans une couche de cristaux liquides	206
2.	Analyse de la sphère de Poincaré sous LCDMaster.....	207
3.	Conclusion de l'annexe.....	208
	Références.....	208

Liste des abréviations

CAO : Conception Assistée par Ordinateur

CEA : Commissariat à l'Énergie Atomique

CL : Cristaux Liquides

CMOS : Complementary Metal Oxide Semiconductor

DLP : Digital Light Processing

DMD : Digital Mirror Device

FEM : Finite Element Method

FFS : Fringue Field Switching

FOV : Field Of View

HMD : Head Mounted Display

HTPS : High-Temperature PolySilicon

HUD : Head Up Display

IPS : In Plane Switching

IPS-HA : In Plane Switching addressing with Homogeneously Aligned liquid crystals

IPS-TN : In Plane Switching addressing with Twisted Nematics liquid crystals alignment

IPS-VA : In Plane Switching addressing with Vertically Aligned liquid crystals

ITO : Indium Tin Oxide

LCD : Liquid Crystal Display

LCOS : Liquid Crystal On Silicon

LETI : Laboratoire d'Électronique et de Technologie de l'Information

LVE : Laboratoire de Visualisation et de l'Éclairage

MEMS : Microelectromechanical systems

PBS : Polarizing Beam Splitter

SLM : Spatial Light Modulator

TN : Twisted Nematic

$\Delta\epsilon$: Anisotropie diélectrique

Δn : Anisotropie optique (Biréfringence)

γ : Viscosité rotationnelle

Introduction générale

1. Contexte

Les modulateurs spatiaux de lumière (Spatial Light Modulators : SLM en anglais), sont utilisés pour moduler la phase, l'amplitude ou encore la polarisation d'un front d'onde optique dans les deux dimensions spatiales (perpendiculairement à la direction de propagation). Leur adressage peut s'effectuer grâce à l'utilisation d'un signal optique ou électrique.

De nombreuses applications nécessitent l'utilisation des SLM, nous pouvons par exemple citer les commutateurs optiques dans le domaine des télécommunications ou bien les filtres optiques permettant de corriger les fronts d'onde venant de l'espace lointain dans le domaine de l'astronomie. Mais c'est dans le domaine de l'affichage que les SLM sont les plus utilisés.

Dans les domaines de l'astronomie et de l'affichage, utiliser un SLM impose de nombreuses contraintes en taille et en performances. De plus, le SLM est généralement intégré dans un système électro-optique.

Dans le cas d'un vidéoprojecteur, l'utilisation d'un « micro-SLM » est donc essentielle, car leur taille globale est de l'ordre du centimètre et la taille du pixel est de l'ordre du micron, généralement inférieure à 10 μm .

Il existe deux types de micro-SLM, ceux à base de cristaux liquides (CL ou Liquid Crystal : LC en anglais) et ceux à actions mécaniques.

Les propriétés intrinsèques des cristaux liquides nématiques¹ telles que la biréfringence, leurs propriétés élastiques et leur capacité à s'orienter grâce à un champ électrique permettent également de corriger un front d'onde incident en modifiant localement la phase dans le cas d'une modulation de phase anisotrope. Dans le cas d'une modulation d'amplitude, un SLM à CL est couplé à une paire de polariseurs de chaque côté de celui-ci. Grâce aux propriétés citées précédemment et à l'orientation judicieuse des polariseurs, l'ensemble se comporte comme un robinet à lumière dépendant du champ électrique appliqué aux molécules.

Dans les applications telles que l'astronomie, les SLM à miroirs déformants sont les plus utilisés, car ils permettent des corrections de fronts d'ondes plus précises [1][2]. À l'inverse, dans le domaine de l'affichage et de la correction de phase nécessitant des composants compacts, la majorité des SLM utilisés pour ces applications sont à base de cristaux liquides [3].

Le choix du type de SLM dépendra des contraintes imposées par le système, par exemple l'encombrement et la résolution. Les SLM à actions mécaniques sont uniquement réfléchifs et les SLM à cristaux liquides sont soit transmissifs soit réfléchifs. Si nous nous restreignons aux CL nématiques, le fonctionnement d'un SLM à CL transmissif ou réfléchif est identique. Les SLM réfléchifs peuvent être schématisés en un SLM transmissif possédant un miroir sur un de ses côtés. Le miroir permet de renvoyer l'onde incidente dans le SLM puis vers l'observateur. Il est le plus souvent en silicium comme dans les cellules LCOS (Liquid Crystals On Silicium) [3].

Les SLM à CL sont actuellement très utilisés dans les domaines de la projection, pour les afficheurs tête haute (Head Up Displays : HUD) et les casques à réalité augmentée (Head Mounted Displays en

¹ Etat nématique : L'état nématique est un état de la matière intermédiaire entre les phases solide cristalline et liquide. Les molécules, de forme allongée, sont réparties sans ordre de position (comme dans un liquide) mais en demeurant en moyenne parallèles les unes aux autres, c'est-à-dire avec un ordre d'orientation à longue portée (comme dans un cristal). Nous aborderons cet état plus en détail au chapitre 1.

anglais : HMD) [4]. Le choix entre un SLM CL transmissif ou réfléchif dépendra du système dans lequel il s'intègre.

Un SLM transmissif a pour avantage de s'intégrer plus facilement. En effet, il ne possède pas de couche supplémentaire, car aucun miroir n'y est intégré. De plus, il ne nécessite pas d'éléments électro-optiques supplémentaires pour récupérer le faisceau réfléchi. Nous pouvons citer par exemple le Polarizing Beam Splitter (ou PBS) qui est un cube encombrant et lourd. Son absence dans un système optique permet un gain non négligeable en compacité. La contrainte d'intégration et de compacité favorise l'utilisation de SLM à adressage électrique, car ceux-ci sont généralement alimentés par le système dans lequel ils sont intégrés. L'utilisation d'un SLM à adressage optique nécessiterait un système électro-optique supplémentaire pour générer le faisceau adressant le SLM, et nous perdrons ici en compacité.

Le laboratoire LVE (Laboratoire de Visualisation et de l'Éclairage) du CEA Grenoble possède une expérience dans le domaine des dispositifs à cristaux liquides ainsi dans les systèmes optiques. Ils ont notamment travaillé sur l'élaboration d'un projecteur miniature avec le projet « NANOPROJ »². Le laboratoire travaille également sur des imageurs à base de micro-SLM ainsi que sur des systèmes optiques intégrant ces SLM.

Dans le cadre des travaux sur l'élaboration d'imageurs à CL avec temps de rafraîchissement plus rapide, des recherches ont été effectuées pour trouver des solutions permettant de diminuer le temps de réponse d'une cellule à CL. En faisant l'hypothèse qu'un SLM bloque la lumière au repos, le temps de réponse d'une cellule à CL nématiques se définit par un temps d'allumage « t_{on} » et un temps d'extinction « t_{off} ». Le temps de réponse sera défini en détail dans les chapitres 3 et 4. Mais il faut savoir que « t_{on} » peut facilement être réduit avec une tension d'adressage plus élevée. Néanmoins « t_{off} » est lié à une relaxation mécanique des molécules et est lié à la nature du cristal liquide. Les recherches actuelles du laboratoire LVE, dans le cadre de l'élaboration d'imageurs à CL avec un temps de rafraîchissement rapide, montrent qu'il faut optimiser le « t_{off} ». Dans le cas d'un SLM laissant passer la lumière lorsqu'il est au repos, le rôle de « t_{on} » et « t_{off} » s'inverse.

Dans un même temps, le laboratoire travaille sur des systèmes optiques haute résolution et grand champ compact. Dans ce type de système optique, le fait d'utiliser un SLM avec des performances en modulation de phase anisotrope très élevée serait un objectif idéal. Cependant, nous verrons dans le chapitre 1 que les SLM à CL atteignent les 2π mais qu'il est difficile d'aller au-delà.

Pour cela, des recherches sur la technologie « In-Plane Switching » (IPS) utilisée dans les SLM à CL ont été effectuées. L'utilisation de petits pixels IPS (de l'ordre du μm) pouvant ramener les CL à l'état initial grâce à un champ électrique, le tout avec des cristaux liquides standard du commerce pourrait permettre de diminuer le temps « t_{off} » qui sera donc piloté en tension. Dans un même temps, ses performances en modulation de phase anisotrope doivent être investiguées.

Pendant le projet Nanoproj, des SLM à CL utilisant des petits pixels ont été utilisés. Ce projet visait à utiliser une technologie de type CMOS (Complementary Metal Oxide Semiconductor) pour des SLM à CL transmissif. Cependant, l'utilisation d'un circuit CMOS nécessite de le fabriquer d'abord sur silicium puis de transférer le tout sur verre, mais des problèmes sont apparus par la suite. Lors du transfert du CMOS sur verre, les couches de silicium et de verre se déformaient. Or, la solution retenue nécessitait des étapes supplémentaires pour être fonctionnelle. Ces étapes sont appelées « post-process », or du fait de la distorsion des couches, le post-process devenait impossible.

² : <http://www.minalogic.com/fr/projet/nanoproj>

Des recherches préliminaires ont donc été réalisées dans ce même laboratoire sur des solutions ne nécessitant pas de post-process. Ces recherches se sont donc concentrées sur le comportement et les performances d'une autre technologie de SLM à CL. Des recherches sur la technologie IPS en modulation de phase anisotrope et d'amplitude ont été effectuées. Ces recherches ont abouti à deux nouvelles architectures de SLM à CL IPS qui ont été brevetées. L'une permet d'éliminer des défauts d'alignement des molécules de CL diminuant localement les performances électro-optiques [5]. La deuxième architecture permettrait un retour rapide des molécules à leur état initial qui s'effectue ici de manière électrique [6].

Néanmoins, le logiciel de simulation de cellules à cristaux liquides, utilisé dans ces études, ne possédait pas toutes les fonctionnalités nécessaires pour effectuer un travail d'investigation plus poussé et celui-ci n'est plus supporté par le fournisseur. Des études théoriques supplémentaires sur les performances en modulation de phase anisotrope et d'amplitude sont essentielles et un nouveau logiciel ayant toutes les fonctionnalités requises à ce travail a été acheté. De plus, le laboratoire LVE possède également une infrastructure complète de fabrication de cellules à cristaux liquides.

Mon travail de thèse sera divisé en plusieurs étapes. Dans un premier temps, j'effectuerais un travail de recherche sur des outils de simulations de cellules à CL existant. Pour avoir des simulations les plus proches possible de la réalité, un logiciel permettant de simuler des électrodes flottantes (électrodes qui ne sont pas reliées à une source de tension) sera nécessaire.

Une fois la recherche et le test d'un logiciel effectués, deux travaux d'investigation seront effectués. Je commencerais par un travail de recherche et d'optimisation des performances d'une cellule IPS petit pixel en modulation de phase anisotrope. Je rechercherais ensuite à optimiser une configuration permettant d'obtenir un déphasage élevé avec une tension d'adressage la plus faible possible.

J'étudierais également la possibilité d'utiliser un système optique bio-inspiré intégrant le SLM. Le système étudié est du même type que ceux utilisés dans un système de projection comme les HUD ou HMD. Cette étude permettra de vérifier si les propriétés de modulation de phase anisotrope du SLM permettront ou non d'obtenir un système possédant une haute résolution et un grand champ.

Le deuxième grand travail d'investigation portera sur l'étude des performances du micro SLM IPS en modulation d'amplitude. Je me concentrerais sur la recherche d'un moyen d'optimiser le temps de réponse en testant différentes architectures. Dans le cas d'une configuration permettant d'avoir un temps de réponse rapide, il sera discuté de son intérêt pour une application séquentielle couleur qui nécessite un temps de rafraîchissement très faible.

Ces différents travaux d'investigation permettront de montrer tout d'abord la faisabilité d'un micro pixel IPS en modulation de phase anisotrope et d'amplitude. Tout d'abord en termes de performances pures (déphasage et temps de réponse) et ensuite en terme applicatif.

2. Organisation du mémoire

Ce manuscrit sera composé de 4 chapitres. Dans le premier chapitre, seront décrits les principaux types de SLM qui sont ceux à actions mécaniques et ceux à cristaux liquides. Je passerai d'abord en revue le fonctionnement et les différentes applications des SLM à actions mécaniques.

Concernant les SLM à cristaux liquides, il sera abordé dans un premier temps, les différentes propriétés intrinsèques des matériaux à cristaux liquides. Dans un second temps, le fonctionnement de ce type de SLM sera étudié.

Par la suite, une comparaison entre les SLM à actions mécaniques et à CL sera effectuée. Il sera

également abordé la façon de récupérer la lumière à travers ces deux SLM.

Enfin, je rappellerai la définition de la modulation de phase anisotrope et de la modulation d'amplitude pour un SLM à CL. Une application de la modulation de phase anisotrope sera également abordée. Cette application consistera à utiliser un SLM à CL en tant que déviateur de faisceaux.

Le deuxième chapitre se focalisera sur les SLM à CL utilisant la technologie IPS. Nous aborderons son fonctionnement, ses variantes, ses avantages et ses inconvénients. Il y sera également traité de l'état de l'art actuel et l'intérêt de son utilisation dans le cadre des SLM.

Le troisième chapitre traitera des travaux de simulations effectués pour optimiser les performances en modulation de phase d'un SLM à base de CL utilisant la technologie IPS. Une fois l'architecture de SLM proposant le déphasage optimal définie, une application de ce SLM servant à la déviation de faisceau y sera présentée. Il s'agira ici d'une étude en simulation d'un système optique bio-inspiré utilisant ce SLM.

Le quatrième chapitre quant à lui sera dédié à la modulation d'amplitude. Il y sera présenté une configuration permettant d'optimiser le temps de réponse d'un micro SLM en technologie IPS. Ce chapitre comportera deux grands axes, le premier portera sur l'étude en simulation d'une configuration IPS proposant le couple transmittance/temps de réponse optimal.

Le deuxième axe portera sur la validation expérimentale du design étudié en simulation proposant les meilleurs résultats. La partie sur la validation expérimentale comportera une présentation du banc de caractérisation ainsi que l'étude de la transmittance et du temps de réponse du prototype.

Chapitre 1 : Généralités sur les SLM et description des propriétés physiques utilisées

1. Introduction

De manière générale, un SLM est un dispositif optique permettant de modifier point par point, dans un plan, les propriétés d'un champ électromagnétique. Ces modifications peuvent porter sur l'intensité, la polarisation ou encore la phase de la lumière. Un composant optique classique est modélisé puis fabriqué pour remplir une fonction optique précise, fonction qui ne peut être modifiée à tout moment. À contrario, la fonction optique d'un modulateur spatial de lumière, quant à elle, n'est pas définie précisément lors de sa fabrication. Cette fonction est programmable à l'aide d'un dispositif de contrôle externe associé au modulateur, un ordinateur en l'occurrence. Il est ainsi possible de changer la fonction optique réalisée par un SLM suivant l'application souhaitée. Le modulateur a donc un caractère versatile et dynamique. Les applications sont diverses et les principales solutions technologiques pour les SLM sont les technologies à actions mécaniques et les CL.

Dans ce chapitre, il y sera détaillé le fonctionnement des deux principales technologies de SLM (actions mécaniques et CL) avec une comparaison de ces deux technologies. Je me focaliserai ensuite plus sur la technologie à CL en abordant la nature du CL (nématique, smectique, ...) utilisés dans le cadre des SLM. Dans la partie 2.2.2 je présenterai un exemple d'une configuration de SLM à cristaux liquide ce qui m'amènera à donner les définitions de la modulation de phase et d'amplitude appliquées spécifiquement à ce type de SLM. Enfin, il y sera détaillé également le fonctionnement de la déviation de faisceau en utilisant des SLM à CL.

2. Généralités sur les SLM

2.1. SLM à actions mécaniques

Les SLM à actions mécaniques les plus répandues dans le domaine grand public sont des SLM pixélisées appelées « Digital Mirror Device » (DMD). Cependant, contrairement aux cellules LCD, certains modèles de SLM à action mécanique très peu répandus ne sont pas pixélisés.

Les SLM à actions mécaniques non pixélisés sont généralement utilisés en modulation de phase alors que les SLM à actions mécaniques pixélisés de type DMD beaucoup plus répandus sont utilisés pour la modulation d'amplitude dans les vidéoprojecteurs grand public [7].

Nous commencerons par expliquer le fonctionnement des SLM à actions mécaniques à modulation d'amplitude. Nous passerons ensuite en revue le fonctionnement des SLM à actions mécaniques utilisés en modulation de phase.

2.1.1. *SLM à action mécanique pour la modulation d'amplitude*

En modulation d'amplitude, des SLM à actions mécaniques sont utilisés en microscopie, en spectroscopie et surtout en projection avec la technologie DLP (Digital Light Processing) [8]. La technologie DLP consiste à utiliser une matrice de micro-miroir dans un vidéoprojecteur pour contrôler l'intensité lumineuse.

Les SLM à actions mécaniques dédiées à la modulation d'amplitude pour la projection sont beaucoup plus répandues que leur homologue en modulation de phase (cf figure 1 « other optical MEMS »).

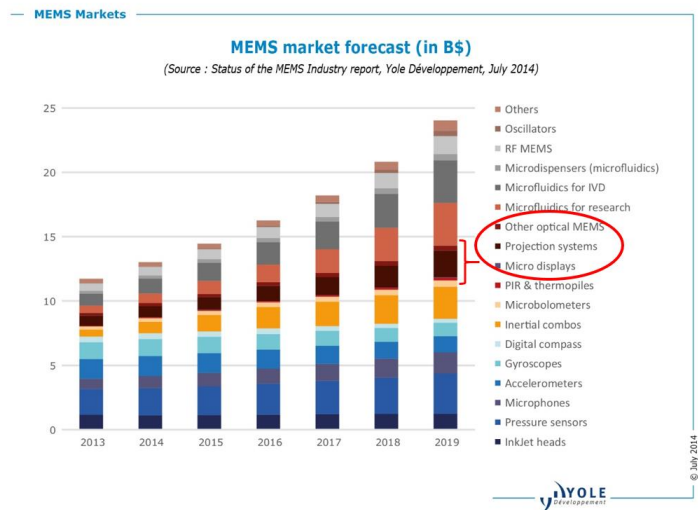


Figure 1 : Evolution du marché des MEMS jusqu'a 2019

La figure 1 représente l'évolution du marché des MEMS de 2013 à 2019. Nous pouvons observer que le marché de la projection est en constante augmentation. Celui-ci reste également supérieur en termes de milliards de dollars aux autres applications des MEMS dédiés à l'optique ou aux microdisplays. Notons qu'au niveau des parts de marché les DLP (projecteurs à base de DMD), ceux-ci sont prédominants d'après les chiffres de 2012 [16][17]. Cependant récemment, les projecteurs à base de LCD semblent venir concurrencer sérieusement [11].
Détaillons maintenant le fonctionnement des micro-miroirs en nous aidant de la figure 2 ci-dessous.

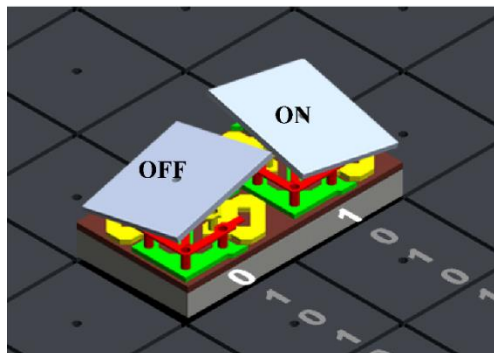


Figure 2 : Exemple de deux micro-miroirs à actionneur à l'échelle macroscopique [12]

La figure 2 est une représentation à l'échelle macroscopique d'un miroir déformable pixélisé. Ce miroir déformable est constitué d'une matrice de plusieurs micro-miroirs à actions mécanique. Chaque micro-miroir associé à un piston est appelé miroir segmenté. Cette technologie est appelée DMD (Digital Micro-mirror Devices).

Chaque pixel, correspondant à un miroir, peut avoir deux états stables et possède une fréquence de rafraîchissement de l'ordre du kilohertz. Ainsi, plus le nombre de pixels sera élevé, plus la correction sera précise.

Cette technologie dite bistable offre cependant moins de positions que les autres types de SLM mais peut être utilisée dans les applications tel que la projection vidéo ou la microscopie [13][14]. Dans la plupart des DMD, les miroirs ont deux positions possibles : -12° et 12° [15]. Les miroirs segmentés ont l'avantage de ne pas présenter d'effet de couplage entre les différents actionneurs. Les pixels sont facilement remplaçables et il est possible de les combiner pour augmenter les dimensions du miroir

déformable. Cependant, la présence de zones mortes entre les segments crée un réseau bidimensionnel et donc un phénomène de diffraction parasite [16].

Les DMD ont également un mode de fonctionnement différent des SLM à miroir déformant. Comme l'a indiqué la figure 2 il s'agit de deux miroirs bistables. Au vu des mouvements du miroir, un tel type de SLM permet de refléter la lumière incidente vers une position A ou B suivant la position du miroir.

Après avoir expliqué le fonctionnement d'un DMD, nous pouvons maintenant aborder le fonctionnement d'un projecteur DLP qui utilise une matrice de DMD. La figure 3 ci-dessous représente le fonctionnement d'un seul miroir de la matrice.

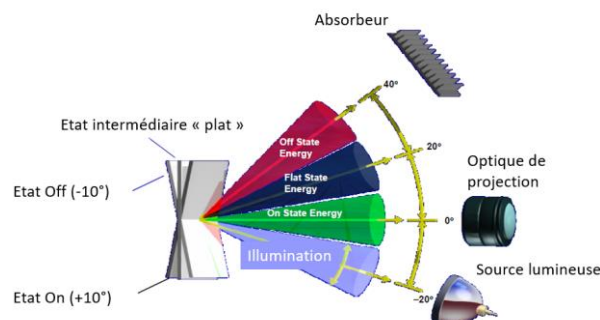


Figure 3 : Schéma simplifié d'un projecteur DLP [17]

Sur la figure 3, comme dans tous les projecteurs, la lumière vient d'une source interne qui éclaire la puce DMD sous un angle fixe. Le cône d'illumination couvre généralement l'ensemble de la puce DMD.

Chaque miroir est contrôlé indépendamment par un signal électrique. Ce signal permet de faire passer un miroir à l'état Off (entre -10° et -12°) ou On (entre 10° et 12°). Lorsqu'un miroir n'est pas adressé, il se trouve dans un état intermédiaire « plat ». Cet état est appelé ainsi, car l'état de repos des miroirs est autour de 0° [17].

En fonction du signal électrique que reçoit l'actionneur du miroir, nous avons 3 cas possibles :

- Miroir à l'état Off : La lumière arrivant sur la puce DMD est dirigée vers un absorbeur et aucune lumière ne passe par l'optique de projection. Ce cas correspond au cône de lumière « Off State Energy ».
- Miroir à l'état On : La lumière arrivant sur la puce DMD est dirigée vers l'optique de projection. Cette optique agrandit l'image qui la renvoie vers une surface de projection. Ce cas correspond au cône de lumière « On State Energy ».
- Miroir à l'état « plat » : La lumière arrivant sur la puce DMD n'est pas envoyée sur l'optique de projection et elle est considérée comme perdue.

En plus des états On correspondant au « blanc » et Off au « noir », l'obtention d'un niveau de gris est également possible via un basculement rapide des miroirs entre les deux positions. En contrôlant la durée du miroir à l'état On et à l'état Off, le tout couplé à la persistance rétinienne permet d'obtenir les différentes teintes de gris [18][19].

À l'instar de son homologue en modulation de phase, l'intégralité du spectre lumineux n'est pas réfléchi en une seule fois. Un DLP traite les 3 couleurs primaires de la lumière l'une après l'autre. On dit que ce type de projecteur est de type séquentiel couleur [20].

Pour expliquer ce fonctionnement, reprenons un schéma du même type que la figure 3 comportant plus d'éléments détaillant le fonctionnement général d'un projecteur DLP.

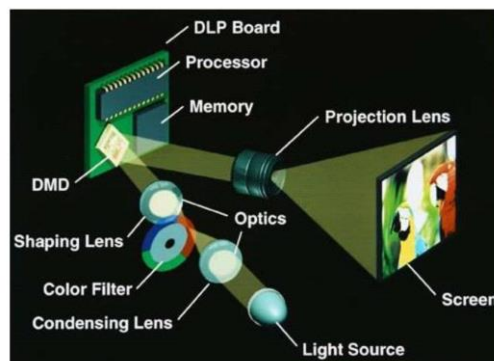


Figure 4 : Schéma détaillé expliquant le fonctionnement d'un projecteur DLP [20]

La figure 4, représente le fonctionnement d'un projecteur DLP en détaillant les éléments qui se trouvent entre la source de lumière et la puce DMD. Juste après la source lumineuse et avant le DMD, nous pouvons observer la présence d'une roue avec 3 filtres colorés et des optiques permettant respectivement de sélectionner la couleur et de collimater la lumière. Ce filtre coloré permet de sélectionner une des 3 couleurs primaires pour l'envoyer sur l'écran de projection. Le processus expliqué sur la figure 3 s'effectue couleur après couleur dans un temps très rapide pour que l'image soit ensuite reconstituée par l'œil qui moyenne la contribution des 3 couleurs [20].

Il existe également un autre moyen d'obtenir les couleurs primaires autre qu'un filtre coloré. Certains modèles de DLP utilisent un prisme et 3 puces DMD adaptées à chaque couleur [20].

Pour résumer, un SLM à action mécanique utilisé en modulation d'amplitude consiste à utiliser une série de miroirs pixélisés permettant de réfléchir la lumière. Dans un dispositif de projection, chaque couleur primaire est envoyée l'une après l'autre et la puce DMD permet de renvoyer les couleurs, au préalable modulées pour former une image monochrome. Pour un DLP l'œil moyenne ensuite les 3 signaux lumineux à partir des 3 images monochromatiques projetées.

2.1.2. SLM à action mécanique pour la modulation de phase

Un type de SLM à action mécanique utilisé pour la modulation de phase est un SLM à miroir déformable.

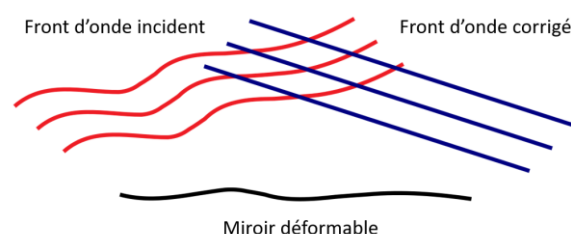


Figure 5 : Correction d'un front d'onde incident grâce à un miroir déformable [21]

La figure 5 représente un miroir déformable non pixélisé sur lequel se réfléchit la lumière incidente représentée par son front d'onde incident. Un rayon incident réfléchi par la membrane subit un retard ou une avance de phase induit par la variation du profil géométrique du miroir. Ce qui nous donne une lumière réfléchie avec son front d'onde corrigé.

Dans le domaine de l'astronomie, en reprenant l'exemple de la figure 5, lorsqu'un front d'onde subit un déphasage lors de sa traversée de l'atmosphère « front d'onde incident », la déformation du miroir permet un ajustement dynamique. Cet ajustement corrige ainsi le déphasage « front d'onde corrigé ». La surface réfléchissante est contrôlée par des actionneurs qui peuvent être de différents types : mécaniques, électriques ou magnétiques. Le nombre d'actionneurs dépend de l'application voulue pour le SLM. Ainsi, plus le nombre d'actionneurs est élevé, plus la correction sera précise. L'adressage des SLM à actions mécaniques peut être également effectué de manière électrique, grâce à un système piézo-électrique, de manière optique ou par un faisceau d'électrons (e-beam) [7][9].

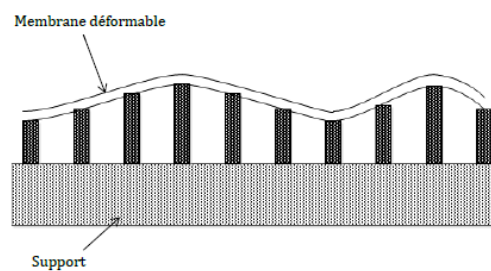


Figure 6 : Schéma représentatif d'une membrane déformable [16]

La figure 6 reprend la technologie introduite sur la figure 5, basée sur un segment de membrane continue, c'est-à-dire non pixélisée. L'absence de pixellisation sur ce type de SLM ne le rend pas sensible à la diffraction, mais les membranes déformables sont soumises à d'autres défauts. Un ou plusieurs actionneurs (pistons) peuvent être reliés à un segment de miroir. Le mouvement est limité à une translation lorsqu'il n'y a qu'un seul actionneur. L'utilisation de plusieurs actionneurs permet de réaliser une translation et un mouvement de basculement.

Le couplage inter-actionneur est un paramètre qui décrit l'influence de la déformation provoquée par un actionneur sur ses voisins. Il résulte souvent d'un couplage mécanique qui varie d'une technologie d'actionneurs à une autre. Ce couplage mécanique peut varier spatialement sur la surface du miroir si ce dernier n'a pas une distribution régulière d'actionneurs. Ce couplage va limiter la course d'un seul actionneur par rapport au mouvement collectif d'un groupe d'actionneurs d'un facteur typiquement 2 à 3 [22].

Technologie des actionneurs	Diamètre de faisceau	Distance inter-actionneur	Course (mécanique)	Nombre d'actionneurs max.	Hystérésis	Fréquence maximale	Effet d'empreinte	Fabricants - Distributeurs
Bobine magnétique	qq mm à 1m	1 mm à 30 mm	moyenne à grande (10-40 μm)	1000	faible (<2 %)	rapide (2 kHz)	faible	Alpao, Imagine Eyes, Imagine Optic, Microgate, Phasics
Mono/bimorphe piézoélectrique	10 à 600 mm	3 mm à 10 mm	moyenne à grande (10-40 μm)	500	moyen à fort (<5-10 %)	rapide (1 kHz)	faible	Aka Optics, Cilas, Phasics
Empilement piézoélectrique	10 à 500 mm	3 mm à 14 mm	moyenne (5-20 μm)	1400	moyen à fort (<5-10 %)	très rapide (10 kHz)	faible à moyen	Aka Optics, Cilas, Okotech, Phasics
Empilement électrostrictif	17 à 240	1 mm à 7 mm	faible (0,5- 4 μm)	1000	faible (<1 %)	très rapide (5 kHz)	faible à moyen	AOA Xinetics
MEMS (membrane libre)	15 à 50 mm	2 mm à 5 mm	moyenne (9-18 μm)	80	négligeable	moyen (500 Hz)	faible	Okotech
MEMS (membrane attachée)	1,5 à 25 mm	0,3 mm à 1,2 mm	faible (1,5 à 8 μm)	4000	négligeable	très rapide (30 kHz)	fort	Boston Micro-machines Corp., Iris AO, Inc (membrane segmentée), Thorlabs, Phasics
Actionneur mécanique	60 à 350 mm	6 à 50 mm	grande (100 μm)	\approx 50	très faible (<0,1 %)	lent (10 Hz)	très faible	ISP Systems, Imagine Optic

Tableau 1 : Caractéristiques principales des différentes technologies de miroirs déformables [22]

Dans le tableau 1, sont reportées les performances et les limites des différentes technologies de miroirs à actionneurs proposées actuellement.

Parmi les paramètres importants, il y a par exemple, le diamètre de faisceau et la course des actionneurs. La course mécanique correspond ici au déphasage maximal en fonction de la longueur d'onde que peut offrir le SLM. Aux vues de leurs courses mécaniques, les technologies à MEMS (MicroElectroMechanical Systems) et à actionneurs mécaniques offrent les meilleures performances dans le visible et sont adaptées pour des faisceaux de grande taille. D'après le magazine « Photonics » de 2016 [22], nous pouvons citer les télécommunications, les lasers de puissances, l'astronomie, l'imagerie biomédicale ou encore les projecteurs de types Digital Light Processing comme applications non exhaustives utilisant ce type de technologie.

Dans la partie suivante, nous allons aborder le fonctionnement d'un SLM à cristaux liquides.

2.2. SLM à cristaux liquides

Un cristal liquide est un état de la matière combinant les propriétés d'un liquide avec celles d'un solide cristallisé. Cet état est appelé mésophase. Si l'on se concentre sur un CL nématique, ce type de CL possède notamment des propriétés de biréfringence et par conséquent un effet direct sur l'état de polarisation du champ électromagnétique qui le traverse. On peut convertir cette modification de l'état de polarisation en une variation d'intensité, ou de phase en plaçant des éléments polarisants autour du milieu à cristaux liquides. Dans le cas d'une anisotropie diélectrique positive, lorsqu'un champ électrique est appliqué aux cristaux liquides, les molécules tendent à s'aligner selon la direction du champ électrique. Ceci provoque une modification de la biréfringence. Il devient ainsi possible de modifier de façon contrôlée l'amplitude ou la phase du champ électromagnétique. C'est le principe de fonctionnement d'un SLM à cristaux liquides.

2.2.1. Cristaux liquides et propriétés physiques influençant le fonctionnement d'un SLM

Les SLM à CL peuvent être utilisés avec différents types de cristaux liquides et d'alignement. Cela permet d'augmenter les performances en fonction de l'application visée. Dans le cadre de ma thèse seront étudiés des dispositifs utilisant des molécules organiques ayant des propriétés d'un cristal liquide. C'est-à-dire qu'elles ne possèdent pas de transition unique entre l'état liquide et solide, mais plusieurs transitions faisant apparaître des états intermédiaires (états dits « mésophage »). Ce type de molécules est appelé « mésogène » [23].

Les molécules mésophases peuvent changer d'état de deux manières :

- Grâce à la température, les molécules sont alors appelées « thermotropes » ;
- Grâce à l'ajout d'un solvant, elles sont dites « lyotropes ».

Dans le cas des molécules lyotropes, la transition dépendra de la concentration du solvant ajouté, en plus de la température. Dans le cadre de ma thèse, j'ai travaillé uniquement avec les molécules « thermotropes », les « lyotropes » n'ont pas été utilisées ou même étudiées.

La dépendance thermique des molécules « thermotropes » leur permet d'avoir plusieurs états (ou plusieurs phases). Chaque état possède des propriétés physiques différentes grâce aux différentes organisations des molécules (on parle ici d'ordre).

Les molécules mésogènes ont plusieurs formes. Ces molécules peuvent être approximées et représentées par des bâtonnets, on parle de molécules « calamitiques » ; ou par des disques, dans ce cas, on parle de molécules « discoïde ».

Dans ce manuscrit, nous nous intéresserons uniquement aux molécules calamitiques, utilisées dans les applications SLM [21][22].

Les différentes phases des mésogènes peuvent être résumées sur la figure 7 :

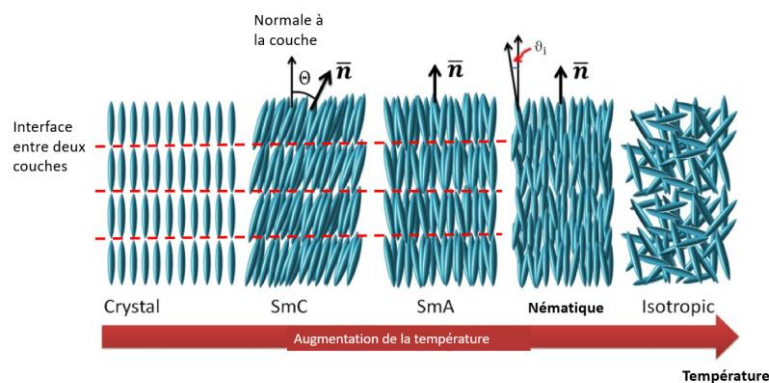


Figure 7 : Evolution des phases des différents mésogènes en fonction de la température [25]

Nous pouvons observer les différentes phases des cristaux liquides calamitiques en fonction de la température (allant d'une température faible pour l'état solide à une température élevée pour l'état de liquide isotrope). La température de transition est spécifique à chacun des cristaux liquides. Le choix des molécules organiques ainsi que le processus de fabrication permettent d'avoir un large panel de températures de transition en fonction de l'utilisation souhaitée [26]. Chaque état peut également se retrouver à l'état nommé phase chirale. Nous reviendrons sur cet état lorsque nous détaillerons chaque état de phase.

Phase smectique :

La phase smectique se rapprochant le plus de l'état solide, elle correspond à des molécules organisées en couches. Les molécules possèdent deux ordres : un ordre d'orientation et un ordre de position. Cela signifie que malgré une distribution aléatoire des molécules, une orientation et une position privilégiées se dégagent.

Ces différents ordres permettent plusieurs orientations de molécules que l'on nomme smectique A à K [23]. Sur la figure 8, nous avons schématisé la structuration des deux cas les plus connus de phases smectiques (smectiques A et C).

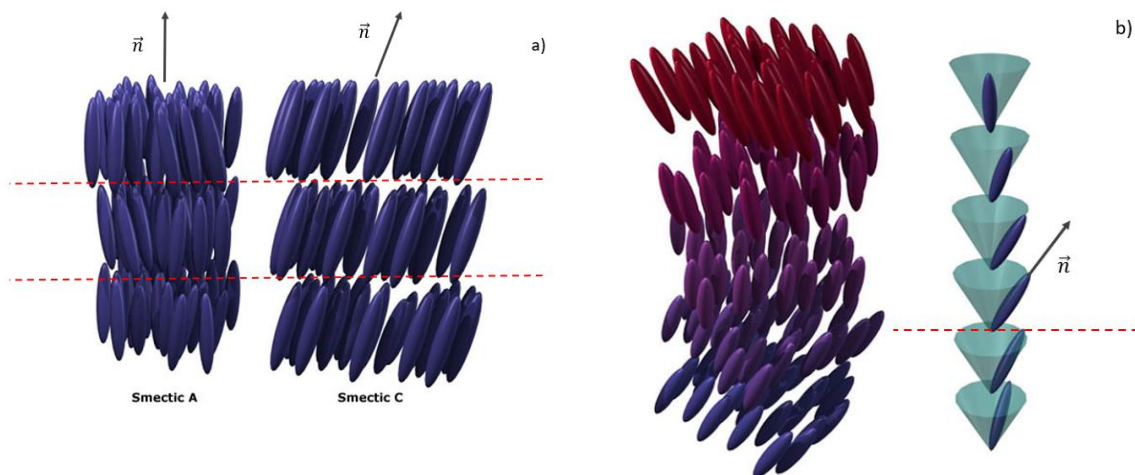


Figure 8 : Cas particulier des smectiques A et C (a) et smectique c chiral (noté SmC*) (b) [27]

Les lignes en pointillés rouges représentent la démarcation entre les différentes couches de CL (ordre de position) et le vecteur directeur noté \vec{n} représente la direction privilégiée des molécules de CL (ordre orientationnel). Dans le cas du smectique A, les molécules sont orientées perpendiculairement au plan des couches. Dans le cas du smectique C, la direction des molécules possède une inclinaison appelée « tilt » par rapport au plan des couches notée θ sur la figure 7.

Des molécules particulières, dont la forme ne se superpose pas avec son image miroir et qui n'ont donc pas de symétrie sont dites chirales, elles subissent les mêmes comportements décrits précédemment. Dans le cas d'une phase smectique, en particulier la phase smectique C, la chiralité impose des torsions d'une couche à l'autre. La structure de la phase smectique C chirale - notée C* - accorde, elle, une disposition des molécules en couches avec une torsion continue. La représentation de la figure 8b montre que le directeur des molécules - inclinées - se déplace d'une couche à l'autre comme en glissant sur la surface d'un cône imaginaire dont la hauteur est confondue avec la perpendiculaire aux couches. Une distance égale au pas de la phase hélicoïdale a été parcourue le long de la perpendiculaire aux couches lorsque le directeur a effectué une révolution complète sur la surface du cône.

La structure d'une phase smectique A chirale, notée A*, est identique à celle de la phase smectique A. En effet, en dépit de la chiralité moléculaire, il n'existe pas d'arrangement hélicoïdal, car le directeur des molécules ne peut simultanément satisfaire l'existence d'une torsion continue, une organisation en couches et la perpendicularité des molécules aux couches.

Si l'on se concentre sur les molécules SmC*, des propriétés physiques découlent de cette configuration, la plus connue étant la ferroélectricité. Un matériau ferroélectrique est un diélectrique qui présente une polarisation macroscopique en l'absence de toute influence extérieure (champ électrique ou pression mécanique). Un type de cellule particulier exploitant des molécules ferroélectrique, en particulier la polarisation spontanée (en l'absence de champ électrique), nommé SSFLC (Surface Stabilised Ferroelectric Liquid Crystal) possède des surfaces traitées permettant de garder les molécules de CL ferroélectriques. Ce type de cellule permet d'avoir une commutation symétrique et bi-stable des CL.

Phase nématique :

La phase nématique, quant à elle, est la mésophase la plus proche d'un liquide isotrope. Contrairement au cas des molécules smectiques, les molécules à phase nématique possèdent uniquement un ordre orientationnel, c'est-à-dire qu'elles n'ont aucune position privilégiée dans l'espace, uniquement une direction. Si l'on se réfère à la figure 7, nous pouvons vérifier que les molécules nématiques n'ont aucune position privilégiée dans l'espace, ceci est indiqué par l'angle θ_i que possède une molécule par rapport à une autre et qui diffère entre chaque couple de molécules. Elles peuvent être représentées sur le schéma de la figure 9 ci-dessous :

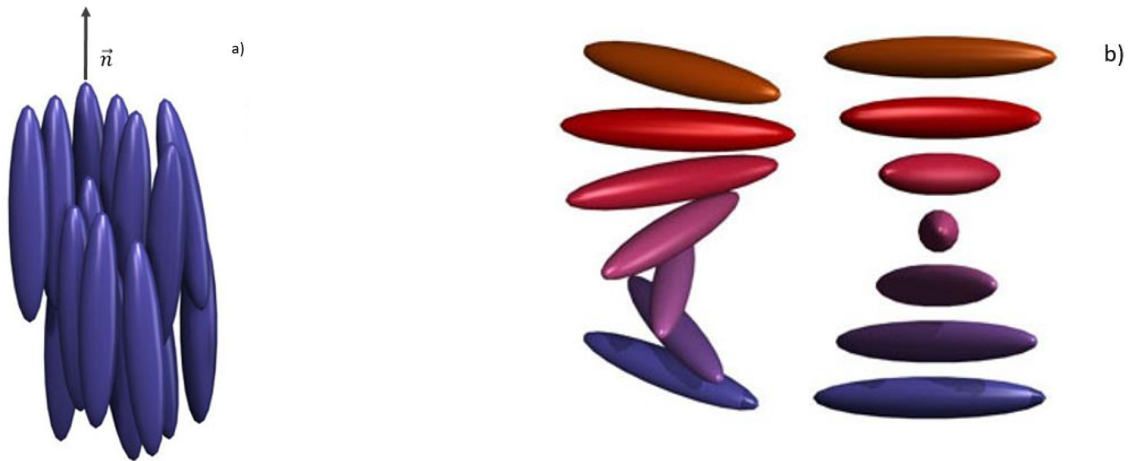


Figure 9 : Molécules de cristaux liquides en phase nématique [27]

La figure 9a, représente un groupe de molécules s'alignant selon une direction privilégiée représentée par le vecteur \vec{n} . La différence avec la phase smectique vient du fait que les molécules sont perpendiculaires au vecteur \vec{n} dans tout l'espace et qu'elles ne forment, dans le cas de la phase nématique, pas de couches (ordre de position).

Dans le cas des molécules chirales (cf figure 9b), les molécules se positionnent en couches ayant toutes des ordre orientationnel différents et à la fois parallèles. Elles sont représentées par le gradient de couleur sur la figure 9b. Ces couches forment une hélice possédant un pas précis de l'ordre du μm [23]. La configuration dite chirale nématique est aussi appelée cholestérique.

Notons ici que la phase nématique se forme pour une plage de température plus élevée que la phase smectique. Certains cristaux liquides permettent l'obtention d'une phase nématique à température ambiante. Pour une majorité de cristaux liquides, la phase nématique apparaît dans une plage de température s'étendant typiquement de 20°C à 50°C . Cette plage varie en fonction du cristal liquide considéré [22][24].

Dans la suite du manuscrit, je ne tiendrais pas compte de la dépendance en température des cristaux liquides, car des cristaux liquides à phase nématique à température ambiante seront utilisés.

La plupart des SLM, en outre ceux utilisés pour les afficheurs ou pour la modification de faisceaux optiques utilisent des cristaux liquides nématiques [28]. Dans le cadre de ma thèse, je travaillerai uniquement avec des SLM utilisant des CL nématiques. De plus toutes les descriptions et configurations détailler dans le reste de ce chapitre ainsi que dans les suivants concernant les SLM à CL nématiques.

Les propriétés physiques qui régissent les SLM à CL sont principalement : la biréfringence (anisotropie optique), l'anisotropie diélectrique, la viscosité et les constantes élastiques. Nous

montrons également que la transmittance d'un SLM à CL dépend de la biréfringence.

Le temps de réponse d'un SLM à CL dépend de la viscosité et des constantes élastiques. La tension de seuil, correspondant à la tension à partir de laquelle les molécules se mettent en mouvement lorsqu'elles sont soumises à un champ électrique, dépend des constantes élastiques et de l'anisotropie diélectrique.

Nous ne nous intéresserons ici qu'à l'utilité des différentes propriétés physiques dans le cadre d'un SLM, en les introduisant et en les décrivant de manière succincte.

Anisotropie diélectrique $\Delta\epsilon$:

L'anisotropie diélectrique notée $\Delta\epsilon$ est reliée à la réponse des molécules de cristaux liquides en présence d'un champ électrique. Les molécules se mettent en mouvement lors de l'application d'un champ électrique. Le signe de $\Delta\epsilon$, pouvant être positif ou négatif détermine le sens de l'orientation des molécules. Sa valeur absolue détermine pour quelle valeur du champ électrique, les molécules se mettent en mouvement. $\Delta\epsilon$ dépend néanmoins de la fréquence du champ électrique, elle conditionne le choix des cristaux liquides pour un SLM en fonction de l'application voulue. Les valeurs de $\Delta\epsilon$ positives sont, en valeur absolue, plus élevées que celles du $\Delta\epsilon$ négative [28]. Dans les prochaines parties seront présentés des exemples de SLM à CL qui va permettre les différences de fonctionnement et les influences de l'anisotropie diélectrique.

Anisotropie optique Δn (biréfringence) [26] :

Les cristaux nématiques possèdent un ordre orientationnel qui les différencie des liquides isotropes. Cet ordre orientationnel génère une symétrie uniaxiale qui provoque une anisotropie des propriétés physiques comme l'indice de réfraction ou la permittivité diélectrique. Cette anisotropie disparaît brutalement au point de clarification. Il s'agit du point où le CL passe d'un état nématique à un liquide isotrope. La biréfringence Δn prend des valeurs comprises entre 0,05 et 0,45. Ces différentes valeurs correspondent à des propriétés chimiques propres à chaque cristal liquide.

Grâce à cette anisotropie optique, les phases cristallines liquides sont facilement repérables au microscope en lumière polarisée. Entre polariseurs croisés, la lumière n'est pas éteinte comme dans un liquide isotrope.

Constantes élastiques et viscosité rotationnelle :

Les constantes élastiques sont liées aux mouvements mécaniques des molécules et aux distorsions qu'elles subissent. Dans la partie active d'un SLM à CL, lorsqu'un champ électrique est appliqué, les molécules s'orientent d'une certaine manière en fonction de leur alignement à l'état initial. Les molécules sont d'abord soumises à un moment (force induisant une rotation) de nature électrique. La valeur des constantes élastiques et de l'alignement initial de celles-ci influent sur le mouvement des cristaux liquides. Lorsque le champ électrique est désactivé, un mouvement de relaxation mécanique prend le relais (moment mécanique). Les cristaux, qui n'étaient plus en position d'équilibre, vont revenir à leur état d'équilibre. De manière générale, la déformation du cristal liquide peut être décomposée en trois déformations élémentaires qui sont le « splay », le « twist » et le « bend » illustrées sur la figure 10.

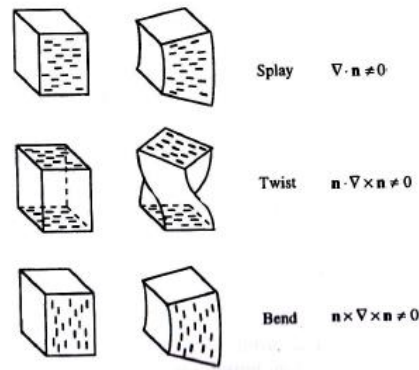


Figure 10 : Schéma de l'influence des constantes de splay, twist et bend d'un cristal liquide [26]

Nous avons mis en évidence que les molécules de cristaux liquides nématiques s'orientent suivant une direction privilégiée notée \vec{n} . La déformation est décrite en fonction de ce vecteur directeur qui dépend des trois directions de l'espace (x, y et z). La variation de ce vecteur directeur induit une variation de l'énergie libre (ou énergie élastique).

En nous basant sur la théorie d'Oseen-Franck (la théorie sur les déformations élastiques des cristaux liquides) [26], nous pouvons montrer que, pour une déformation isotherme et en considérant un fluide incompressible, la densité volumique d'énergie libre de distorsion en cours de déformation (F) peut être écrite sous la forme :

$$F = \frac{1}{2} k_1 (\nabla \cdot \vec{n})^2 + \frac{1}{2} k_2 (\vec{n} \cdot \nabla \wedge \vec{n})^2 + \frac{1}{2} k_3 (\vec{n} \wedge \nabla \wedge \vec{n})^2$$

Où k_1, k_2, k_3 sont respectivement les constantes de « splay », de « twist » et de « bend ».

- \vec{n} : Vecteur directeur des molécules indiquant la direction privilégiée des molécules ;
- ∇ : Opérateur « nabla » correspondant au gradient ;
- \wedge : Produit vectoriel.

Cette équation indique que pour une déformation statique des molécules, la déformation du CL peut être décomposée en 3 déformations élémentaires.

Cependant, nous verrons dans le chapitre 2 que les conditions initiales d'alignement jouent un rôle important sur le type de déformation que va subir les CL pendant leur mouvement. Dans la pratique, il existe des orientations de cristaux liquides qui font en sorte qu'une seule constante entre en jeu dans la relaxation. Comme indiqué précédemment, les conditions initiales d'alignement conditionnent le type de déformation que va subir les CL pendant leur mouvement.

Par exemple dans la configuration où les molécules sont alignées à l'état initial à la verticale (vertically aligned), les paramètres comme le temps de réponse ou la tension de seuil dépendent uniquement de la constante de « bend » k_3 .

La viscosité rotationnelle d'un fluide détermine, quant à lui, la résistance à l'écoulement du fluide. Il est lié aux forces entre les molécules dans un fluide. Dans les LCD, la viscosité influe sur le comportement dynamique des cristaux liquides. En effet, les LCD sont basés sur la réorientation de l'axe \vec{n} sous l'action d'un champ électrique. On définit la viscosité rotationnelle (notée γ_1 ou γ), par la représentation des frictions entre les molécules lorsqu'elles sont en mouvement. Nous verrons dans le chapitre 2 que sa valeur a une influence sur les performances d'un LCD (Liquid Crystal Display), en particulier au niveau du temps de réponse.

2.2.2. Fonctionnement d'un SLM à cristaux liquides

Du fait de son ordre orientationnel, un cristal liquide en phase nématique n'est pas isotrope. Cette anisotropie va faire du cristal liquide un milieu biréfringent le plus souvent uniaxe. C'est cette biréfringence uniaxiale qui entre en jeu dans le cas d'un SLM à cristaux liquides.

Pour réaliser un SLM, il est nécessaire que la direction des axes optiques des cristaux liquides au repos soit uniforme. Pour imposer cette orientation statique, les molécules de cristaux liquides sont placées entre deux parois dont les surfaces ont été traitées pour orienter convenablement celles-ci. Grâce à ce traitement, on réalise un ancrage des molécules sur les surfaces. Ces surfaces ainsi traitées permettent de pré-orienter les cristaux liquides. Une fois l'orientation statique des molécules assurée, il est possible de changer la direction de l'axe optique du modulateur en soumettant les cristaux liquides à un champ électrique.

Pour résumer, un SLM transmissif (ou réflectif) à cristaux liquides et à adressage électrique se compose donc :

- D'une couche de cristaux liquides comprise entre deux substrats transparents.
- Sur au moins l'un des substrats, des conducteurs (généralement transparents pour les modèles actuels) font office d'électrodes.

Une représentation d'un SLM nématique schématisé sur la figure 11. Sur cette figure, l'alignement des molécules de CL est effectué via des couches d'alignement. Ces couches d'alignement sont déposées sur les parois de verre qui possède également des conducteurs transparents. Le SLM est perpendiculaire au faisceau de la lumière incidente (représenté en jaune). En sortie du SLM, le front d'onde modifié est représenté en rouge.

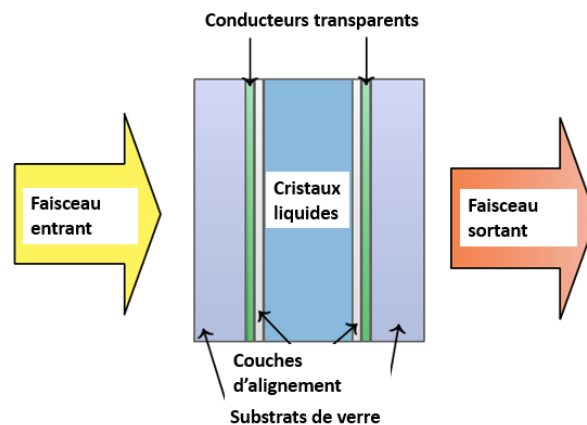


Figure 11 : Description succincte d'un SLM à cristaux liquides transmissif

Dans un second temps, nous allons étudier plus en détail une configuration de SLM à CL transmissif nommée configuration Twisted Nematic (TN) en se basant sur le schéma de la figure 11 et fonctionnant avec des cristaux liquides avec un $\Delta\varepsilon > 0$. Le cas des cristaux liquides à anisotropie négative sera abordé dans le chapitre 2. Cet exemple nous permettra de comprendre le fonctionnement de la configuration IPS qui sera abordé également dans le chapitre 2 qui possède des similitudes avec ces technologies.

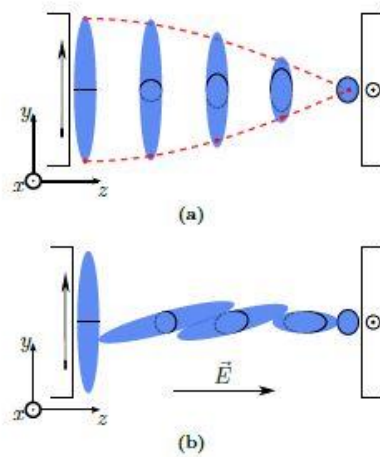


Figure 12 : Couche de cristaux liquides d'un modulateur en hélice (TN) au repos (a) et soumis à un champ électrique \vec{E} (b) [24]

La figure 12 représente de manière détaillée la couche de CL alignée de manière à former un alignement TN correspondant à la zone bleue de la figure 11. Lorsque le substrat de gauche (respectivement de droite) est traité de façon à ce que les molécules soient orientées selon l'axe \vec{y} (respectivement l'axe \vec{x}) un angle de 90° est obtenu entre les molécules. Dans une telle structure en hélice, le vecteur directeur des molécules reste dans le plan (Oyz) comme nous le montre la figure 12a mais tourne autour de l'axe x lorsque le champ électrique \vec{E} est activé comme sur la figure 12b.

Sur cette même figure, il est représenté sur chaque substrat bordant les cristaux liquides un polariseur. Celui de gauche est le polariseur d'entrée orienté selon Oy. Celui de droite est le polariseur de sortie nommée également analyseur orienté selon Ox. Éclairons maintenant ce modulateur avec une lumière possédant une polarisation rectiligne selon Oy, se propageant selon l'axe \vec{z} .

Un choix judicieux de la biréfringence du cristal liquide ainsi que l'épaisseur de la cellule permettra à la cellule de se comporter comme un guide d'onde [26].

Dans ce cas et en se basant sur la figure 12a, sans champ électrique, la polarisation en sortie du SLM est tournée de 90° par rapport à la polarisation initiale. Avec l'analyseur placé selon l'axe Oy, la polarisation en entrée a traversé la cellule et peut sortir de la cellule.

Sans champ électrique appliqué, la polarisation est tournée pour être alignée selon Ox comme sur la figure 12a. L'analyseur parallèle à l'alignement du cristal liquide laisse passer la lumière, nous avons donc ici une configuration « normally white ». Si le polariseur de sortie était parallèle à celui d'entrée, la lumière serait bloquée et nous serions dans une configuration « normally black ».

En présence d'un champ électrique suffisamment fort, l'alignement des molécules devient parallèle au champ électrique qui détruit la structure en hélice (figure 12b).

Cette fois-ci, la polarisation est modifiée grâce à un déphasage accumulé en traversant la couche de CL. Comme celle-ci n'est pas rectiligne selon Ox, donc parallèle à l'analyseur, elle est donc bloquée. La fonction réalisée dans ce cas est une modulation d'amplitude grâce au placement des polariseurs et de la variation de phase de la lumière et le tout piloté par une tension électrique. Le détail de la modulation de phase et d'amplitude sera abordé dans la partie 2.4.

Ce type de modulateur et ses variantes sont utilisés, entre autres pour la fabrication de petits écrans tels que ceux des montres.

Cette configuration est l'une des plus répandues et la plus ancienne mais il existe également d'autres types de SLM à CL. Nous pouvons citer par exemple des SLM utilisant des cristaux liquides à base de réseau de polymère. L'utilisation de ce type de SLM permet d'améliorer les performances électro-optiques comme le temps de réponse [29]. Des SLM utilisant des matériaux cristaux liquides particulier tels que la « Blue Phase ». Ces types de CL sont de type cholestériques et leur utilisation permet également de diminuer le temps de réponse. [30]

2.3. Comparaison entre SLM à actions mécaniques et SLM à cristaux liquides

Dans les parties 2.1 et 2.2, nous nous sommes concentrés sur le fonctionnement des deux technologies.

Nous allons maintenant nous concentrer sur les différences intrinsèques entre les deux technologies et l'impact qu'elles ont sur les performances électro-optiques des SLM. Par la suite, nous aborderons également la problématique de l'intégration dans un système optique de ces deux types de SLM.

2.3.1. Différences intrinsèques entre les deux types de SLM.

Dans le domaine de SLM à modulation de phase, l'un des premiers inconvénients liés au SLM à actions mécaniques est leur volume beaucoup plus grand que les SLM à cristaux liquides. Ils sont donc plus difficiles à intégrer dans un système.

Les SLM à actions mécaniques ont une fréquence de fonctionnement de l'ordre du KHz et une course de l'ordre de la centaine de μm . Dans l'article de Jewel & al. [31], une comparaison des performances entre les deux types de SLM est faite. Des déphasages de l'ordre de 20π ont pu être atteints avec un SLM à miroirs déformants contre 3π pour un SLM à cristaux liquides.

Les fréquences de rafraîchissement sont de l'ordre de la centaine de microsecondes pour les SLM à miroirs déformants alors que pour les SLM à CL nématique est plus proche de la milliseconde voir de la dizaine de millisecondes.

Cependant, de cristaux liquides non nématiques comme les ferroélectriques peuvent atteindre des temps de réponses égalant les SLM à miroirs déformants. Ceux-ci sont de l'ordre de la microseconde, ce qui corrige donc un défaut des CL nématiques. Cependant les CL ferroélectriques ne permettent pas d'obtenir des niveaux de gris, ils peuvent soit laisser passer la lumière ou la bloquer [32]. Néanmoins les différentes évolutions des cellules utilisant des CL ferroélectriques peuvent générer des niveaux de gris. Nous nous rapprochons donc du fonctionnement du DMD, la solution la plus simple serait donc d'utiliser un DMD si nous recherchons un temps de réponse rapide.

La taille des pixels d'un SLM à CL est de l'ordre de la dizaine de μm ou inférieur. En effet, W.P. Bleha et L.A. Lei ont mis en avant une technologie de SLM à CL a été mis en avant avec des pixels peuvent atteindre une taille de $3\ \mu\text{m}$ [4]. En outre, ce type de SLM est soumis aux phénomènes de diffractions contrairement des SLM à actions mécaniques à membrane déformable qui sont de nature continue. C'est un des principaux inconvénients des SLM à cristaux liquides. La pixellisation entraîne malheureusement de la diffraction et plus la taille du pixel est petite, plus la diffraction est forte.

Dans le domaine des SLM à modulation d'amplitude, nous avons notés dans la partie 2.2 que les SLM sont également pixélisés et donc soumis à la diffraction. De plus les pixels (miroirs) sont adressés individuellement par un circuit CMOS [18]. De la même manière ; les SLM à CL sont adressés par des circuits de types CMOS ou chaque pixel est adressé individuellement [3]. Les circuits CMOS génèrent des tensions faibles uniquement et il est très rare que la plage de tension dépasse les 15V crête à crête

pour les types de CMOS les plus performants [33]. Ce type de circuit a un processus de fabrication standard et maîtrisé et l'ajout d'une architecture de SLM à cristaux liquides est maîtrisé par les industriels, en particulier dans les domaines de l'affichage [34].

Concernant le temps de commutation, les cristaux liquides sont toujours plus lents que les DMD. Nous avons vu qu'il est autour de la ms pour les plus rapides, alors que le temps de commutation d'un seul miroir est de l'ordre de $18 \mu\text{s}$ [13].

Nous avons vu également que les SLM à actions mécaniques sont uniquement réfléchissants de par leur nature (utilisation d'un miroir) indépendamment de son utilisation. À contrario, les SLM à CL peuvent être soit transmissifs ou réfléchissants.

2.3.2. Influence de la structure et des performances des SLM à cristaux liquides et à actions mécaniques sur le système optique dans lequel il s'intègre

Pour comprendre comment les deux types de SLM conditionnent le système optique dans lequel il s'intègre, il faut analyser le comportement de chaque type de SLM en détail. Commençons par le SLM à CL transmissif. Le raisonnement peut être extrapolé pour un SLM à CL réfléchissant, car la lumière passera deux fois dans le SLM à cause de la couche réfléchissante.

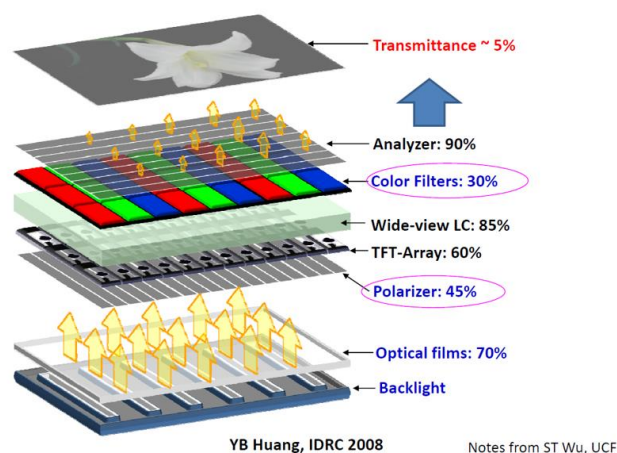


Figure 13 : Description d'une SLM à CL commercial et évolution de la transmission lumineuse dans un SLM à cristaux liquides [35]

La figure 13 décrit en détail les différentes couches composant un SLM à CL commercial ainsi que le pourcentage local de la lumière incidente que chaque composant transmet.

Un SLM à CL se compose de plusieurs couches permettant de transmettre la lumière. La lumière est générée par un rétroéclairage appelé « backlight » en anglais. Cette lumière passe par différentes couches permettant de générer une image en sortie. Le rétroéclairage émet de la lumière dans toutes les directions.

- La première couche appelée « optical films » est un diffuseur permettant d'homogénéiser la lumière incidente. Comme nous pouvons l'observer sur la figure 13, uniquement 70% de la lumière incidente est transmise.
- Nous avons vu dans la partie 2.2.2 que la lumière doit être obligatoirement polarisée pour être transmise à travers la couche de CL nématiques. Nous retrouvons donc un polariseur d'entrée qui absorbe énormément de lumière. Cet élément laisse passer 45% de la lumière incidente.

- Une partie de la lumière est également absorbée par la matrice de transistors adressant les différents pixels qui laisse passer 60% de la lumière incidente. Cette matrice de transistors envoie un signal électrique permettant d'ouvrir ou de fermer individuellement chaque pixel et sous-pixel. Cela permet de former l'image directement sur le SLM.
- La couche de CL absorbe également de la lumière et laisse 85% du flux incident ;
- Le filtre coloré permettant d'obtenir les 3 couleurs primaires absorbe énormément de lumière. En effet, elle ne laisse passer que 30%.
- Enfin le polariseur de sortie, n'absorbe que très peu et laisse passer 90% de la lumière.

L'analyse du fonctionnement détaillé d'un SLM à CL permet d'aboutir aux conclusions suivantes :

C'est un système peu efficace en termes de transmission de la lumière seule (environ 5% du flux initial est transmis). Dans un vidéoprojecteur, cela aboutira à une luminosité plus faible et le besoin d'une puissance lumineuse très importante en entrée.

De plus dans le cas des systèmes à émission directe comme les télévisions, le rétroéclairage possède un angle d'émission élevée [35][36]. Le raisonnement suivant marche également pour n'importe quelle source de lumière avec un angle d'émission élevée.

Cet angle d'émission élevée couplée à la capacité que chaque sous-pixel a de bloquer la lumière permet d'obtenir une image formée directement sur le SLM.

Pour un SLM à CL possédant un rétroéclairage avec un angle d'émission élevée sera limité en angle de vu, par le type des cristaux liquides. En effet de par sa nature anisotrope, la lumière incidente va se retrouver bloquée pour certains angles d'émission, ce qui modifiera le cône d'émission en sortie du SLM [26]. Nous nous retrouvons dans le cas d'une modulation de phase anisotrope ou l'angle la lumière incidente ainsi que sa longueur d'onde à une importance.

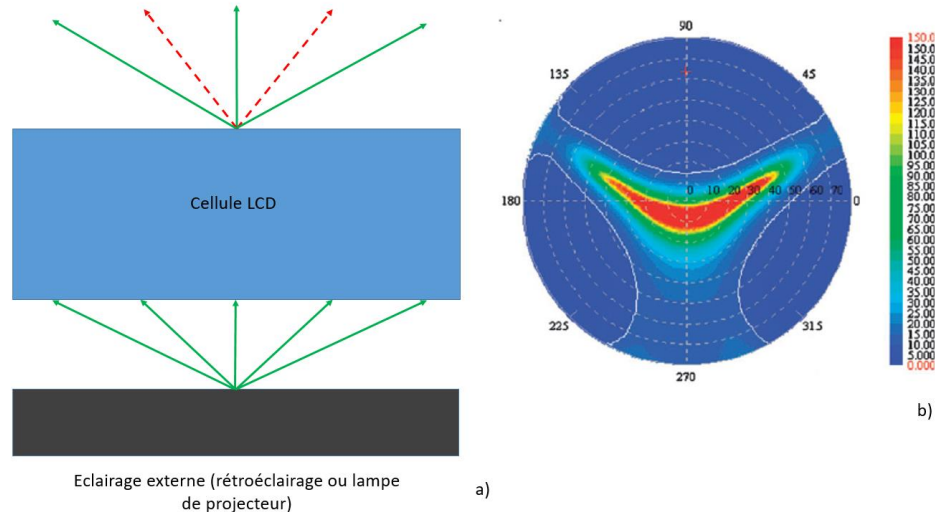


Figure 14 : Exemple de l'angle de vue limité avec des SLM à CL

La figure 14a, nous montre un schéma simplifié d'un SLM avec un éclairage émettant de la lumière avec un large cône d'émission (rayons lumineux représentés en vert). En observant la cellule LCD sur la figure 14a, à cause de l'anisotropie optique du CL dépendant de l'angle d'incidence de la lumière, la modulation de phase anisotrope qui en découle n'est que partiellement ou pas du tout effectuée.

La dépendance en longueur d'onde de la modulation de phase anisotrope couplée à la dépendance angulaire ne permet pas d'avoir les couleurs voulues sur un large angle de vue.

Ce comportement a une conséquence sur l'angle d'émission lumineuse en sortie du SLM. Sur la figure 14b, un exemple de courbes d'iso-contrastes a été tracé pour une cellule de type TN étudiée précédemment. Pour rappel, le contraste se définit par le rapport entre la luminance d'un pixel à l'état blanc et la luminance d'un pixel à l'état noir.

La figure d'iso-contrastes représente la répartition dans l'espace du contraste d'une cellule et donc la luminance. Si l'on utilise les coordonnées sphériques, le rayon du cercle correspond à la longitude et un tour de cercle dans le sens trigonométrique correspond à la latitude.

Grâce à l'analyse de ces deux figures, nous pouvons observer que la répartition de la luminance en sortie de la cellule n'est pas homogène dans l'espace et qu'elle est relativement localisée. Cependant comme les angles sont suffisamment grands, pour capter le maximum de lumière, il faut un système optique possédant une ouverture la plus grande possible pour capter toute la lumière émise par le SLM ou du moins le plus de lumière possible [34].

Pour améliorer le dispositif, il faudrait un système optique avec une ouverture plus grande. Néanmoins un système optique avec une ouverture plus grande induira un volume beaucoup plus grand. Un système volumineux entraînera des problématiques d'encombrement et d'intégration.

Nous avons expliqué comment le comportement d'un SLM à CL influence la formation d'une image ainsi que le design d'un système optique intégrant le SLM. Effectuons la même démarche avec un SLM à action mécanique.

Tout d'abord comme nous l'avons vu dans la partie 2.2.2, un SLM de type DMD est basé sur de la réflexion pure. Une perte est néanmoins présente (réflectivité du miroir, diffraction) de l'ordre de 30% [13]. Cependant, la quantité de lumière qui est réfléchi est largement supérieure à la quantité de lumière transmise pour un SLM à CL. De plus, aucun polariseur n'est utilisé, ce qui supprime en grande partie la perte d'intensité lumineuse. Notons également qu'un projecteur peut être assimilé à un système dit catadioptrique (contenant un miroir). Dans ce cas, il n'y a aucune dépendance de l'intensité lumineuse en longueur d'onde ou en angle. L'observateur voit une image « correcte » peu importe l'angle de vue.

Dans cette même partie, nous avons également vu d'après la figure 3 fournie directement par le fabricant des DMD, qu'une lumière formant un cône d'émission de 20° dans notre exemple sera réfléchi dans une autre direction, mais avec un cône d'émission identique. Ce faible cône d'émission, en comparaison à celui obtenu en sortie d'un SLM à CL permet l'utilisation d'une optique de projection avec une plus faible ouverture et donc moins volumineuse.

Pour terminer, nous avons indiqué dans cette même partie qu'un DMD fonctionne en séquentiel couleur. Un DMD projette couleur après couleur sur une surface diffusante. L'œil reconstitue ensuite l'image en moyennant les trois signaux lumineux. À la différence d'un SLM à CL, aucune image n'est formée sur le DMD en lui-même.

2.3.3. Bilan des différences entre les deux SLM

L'ensemble des avantages et des inconvénients de chaque type de SLM est résumé dans le tableau 2 suivant :

	SLM à actions mécaniques	SLM à cristaux liquides
Avantages	<ul style="list-style-type: none"> - Performances en déphasage - Fréquence de fonctionnement élevée (temps de réponse très faible) - Travail en lumière non polarisée : Intensité lumineuse élevée - Aucune dépendance angulaire et en longueur d'onde - Intégrabilité (utilisation de circuit CMOS) (modulation d'amplitude uniquement) - Nécessite un système optique peu volumineux - Pertes lumineuses faibles 	<ul style="list-style-type: none"> - Compacité - Intégrabilité (utilisation de circuit CMOS) - Tension d'adressage faible - Versatile (Réflectif ou transmissif)
Inconvénients	<ul style="list-style-type: none"> - Difficile à intégrer/Massif (modulation de phase uniquement) - Uniquement réflectif - Sujet à la diffraction du fait de sa nature pixélisée (modulation d'amplitude uniquement) 	<ul style="list-style-type: none"> - Sujet à la diffraction du fait de sa nature pixélisée - Nécessite un système optique plus volumineux - Pertes lumineuses élevées (Polarisation, absorption) - Dépendance angulaire et en longueur d'onde

Tableau 2 : Avantages et inconvénients des SLM à actions mécaniques et à CL

Dans le cadre de ma thèse, mon travail a été de concevoir un micro-SLM transmissif qui devra être intégré dans un système compact alimenté avec des tensions de l'ordre de celle fournie par un circuit CMOS. Malgré ces nombreux avantages, l'utilisation d'un système transmissif exclut d'emblée les SLM à actions mécaniques.

Au vu des avantages et des inconvénients ainsi que de l'application visée, mon choix se portera donc sur la conception d'un SLM à CL plutôt qu'un SLM à actions mécaniques.

2.4. Modulation de phase anisotrope et d'amplitude avec les cristaux liquides

Dans les alignements TN, parallèle et perpendiculaire, la modulation d'amplitude dépend de la modulation de phase ou déphasage [26].

2.4.1. Modulation de phase anisotrope

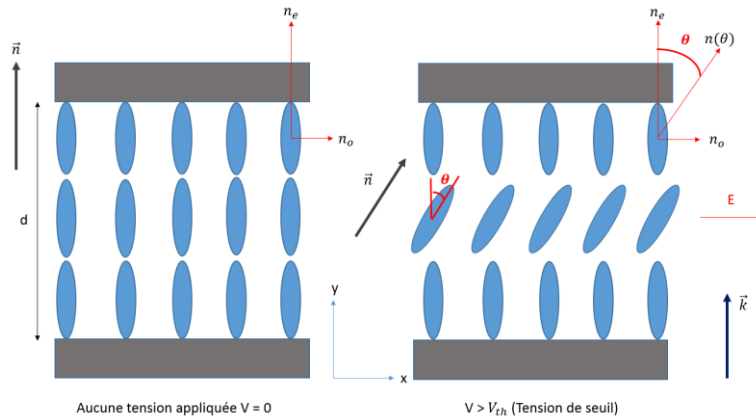


Figure 15 : Schéma simplifié d'une cellule verticalement alignée (molécules ayant leur vecteur directeur \vec{n} perpendiculaires aux substrats) transmissif d'épaisseur d éclairé en incidence normale par une lumière de vecteur directeur \vec{k} ,

La figure 15 représente un schéma simplifié d'une cellule avec une couche de CL d'épaisseur d entre deux substrats transparents représentés en gris. Cette cellule est de type homéotrope aussi appelée verticalement alignée (le vecteur directeur \vec{n} des molécules est perpendiculaire au substrat) et d'épaisseur d . Cette cellule est éclairée par une lumière polarisée linéairement selon l'axe Oy dont la propagation est représentée par le vecteur directeur \vec{k} , celle-ci arrive en incidence normale.

La polarisation linéaire selon l'axe Oy rend la lumière parallèle à l'axe extraordinaire des molécules. Les molécules possèdent un $\Delta\varepsilon > 0$ et sont représentées dans un premier temps aux repos à l'état initial (partie de gauche lorsqu'aucune tension n'est appliquée). Dans un second temps, elles sont représentées en cours de mouvement lorsqu'elles sont soumises à un champ électrique horizontal (schéma de droite sur la figure 15).

Pour rappel, un cristal liquide nématique est un milieu biréfringent, c'est-à-dire qu'une molécule de CL est uniaxiale et présente deux axes propres d'indices de réfraction ordinaire (n_o) et extraordinaire (n_e) représentés sur la figure 15. L'indice de réfraction du milieu sera donc différent en fonction de la direction de propagation de la lumière, de sa polarisation et de l'orientation moléculaire [38].

Lorsque la polarisation de la lumière incidente n'est pas parallèle à l'un des deux axes privilégiés, le faisceau incident, et donc son champ électrique, se sépare pour se propager sur les deux axes propres correspondant aux deux indices. Dans cette configuration, les deux axes sont considérés comme isotropes avec leur propre indice optique. Par exemple, pour l'axe extraordinaire, la lumière perçoit un milieu de permittivité ε_e et se propage donc avec une vitesse $v = \frac{c}{n_e}$.

En reprenant l'exemple de la figure 15, lorsque les molécules sont au repos, le champ incident est polarisé selon Oy , parallèle à n_e . Dans cette configuration, aucune composante du champ incident n'est projetée sur n_o .

Lorsqu'un champ électrique est appliqué (schéma de droite de la figure 15), les molécules s'orientent selon un angle θ par rapport au vecteur directeur \vec{n} (de l'état repos). Avec une onde polarisée selon Oy , l'indice du milieu devient $n(\theta)$ et dépend de l'orientation des molécules et le rayon traverse un milieu d'indice $n(\theta)$ variant de n_e à n_o . Le terme $n(\theta)$ s'exprime par la relation suivante :

$$n(\theta) = \frac{n_e n_o}{\sqrt{n_e^2 \sin^2(\theta) + n_o^2 \cos^2(\theta)}} \quad (1.1)$$

Le déphasage s'exprime par :

$$\Delta\phi = \frac{2\pi}{\lambda} \left(\int_0^d n(\theta) dy - n_o d \right) \quad (1.2)$$

Le déphasage maximal obtenu est donc :

$$\Delta\phi_{max} = \frac{2\pi d \Delta n}{\lambda} \quad (1.3)$$

Une modulation de phase consiste à contrôler le retard de la propagation de la lumière entre les deux axes.

Le déphasage dépend donc de la biréfringence des cristaux liquides : $\Delta n = n_e - n_o$ et de l'épaisseur d de celle-ci. Dans cette configuration, les composantes du champ électrique de la lumière traversant la cellule ne changent pas et seul un déphasage vient s'ajouter.

Par la suite nous parlerons de modulation de phase pour la modulation de phase anisotrope car c'est ce type de modulation de phase dont il est question dans ce manuscrit.

2.4.2. Modulation d'amplitude

Pour obtenir une modulation d'amplitude, il faut que la cellule à cristaux liquides soit positionnée entre deux polariseurs (généralement croisés ou parallèles). Pour un SLM à CL, la fonction de transmission appelée transmittance (T) dépend systématiquement du déphasage [26] :

$$T = \frac{\text{Intensité du faisceau de sortie}}{\text{Intensité de faisceau d'entrée}} = f(\Delta\phi) \quad (1.4)$$

La rotation des molécules de CL permet de déphaser la lumière grâce à sa biréfringence. Un milieu biréfringent implique deux directions privilégiées. Si aucun déphasage n'apparaît, la polarisation des faisceaux traversant ces deux directions reste inchangée. Mais si un déphasage apparaît, la polarisation du faisceau qui traversant ce milieu change [39].

Dans le cas d'un SLM, si un polariseur et un analyseur linéaire sont placés en entrée et en sortie, l'analyseur sélectionne une polarisation privilégiée qui émergera du SLM. Grâce à cette configuration et au contrôle de l'orientation des cristaux liquides via un champ électrique, il est possible de faire varier l'intensité lumineuse de sortie. La modulation d'amplitude consiste donc à choisir la polarisation de sortie de la cellule.

3. Déviation d'un faisceau lumineux avec un SLM à cristaux liquides

Le principe d'une modulation de phase avec un SLM à CL a été abordé. Nous avons vu comment le SLM est capable de contrôler localement la phase d'une onde incidente. Sur une dimension spatiale, le fonctionnement un SLM est donc capable de modifier complètement un front d'onde incident. Dans un second temps, la modification du front d'onde dans le but de changer sa trajectoire de propagation de la lumière émergente du SLM sera étudiée. Pour cela, le fonctionnement spatial d'un SLM pour une dimension spatiale sera abordé ainsi que les différents moyens de l'obtenir.

La déviation de faisceaux rencontre des applications dans plusieurs domaines allant du contrôle de la forme d'un faisceau laser [40] en passant par les télécommunications optiques ou le suivi d'objets [41]. Dans le chapitre 3, un SLM déviateur de faisceau sera intégré dans un système optique bio-inspiré et une investigation des performances en simulation sera effectuée.

3.1. Implémentation de la fonction optique permettant de dévier un faisceau lumineux

Il existe deux méthodes différentes qui permettent de réaliser une déviation de faisceau à l'aide d'un SLM à CL. La première consiste à créer un réseau de diffraction en modulant l'indice optique de la partie active (ici le CL) du SLM. La seconde est appelée méthode réfractive en reproduisant le comportement d'un prisme.

3.1.1. Méthode diffractive : Dispersion par un réseau

Sur les cellules à cristaux liquides, la modulation de phase s'effectue en changeant l'orientation des cristaux liquides. Les propriétés des ondes monochromatiques 2π -périodique permettent de simplifier le motif de phase.

En espace libre, la déviation d'un faisceau est réalisée en utilisant un réseau de diffraction blazé (en dents de scie). Pour une longueur d'onde donnée, la méthode diffractive consiste donc à produire une fonction de phase spatiale en dent de scie d'amplitude 2π [42], comme le montre la figure 16a :

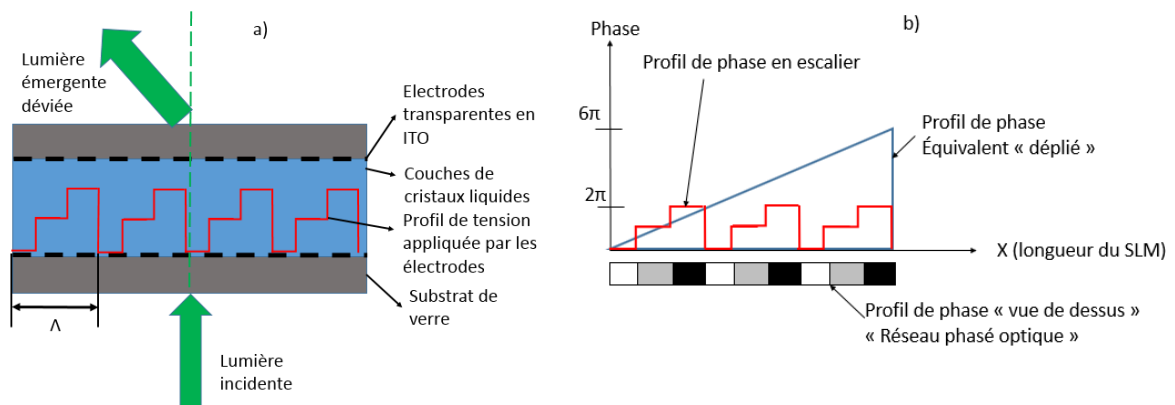


Figure 16: Exemple d'un SLM à CL pixélisé déviateur de faisceau utilisant la méthode diffractive (a) / Profil de phase équivalent à 3 profils de phase en escalier en utilisant un réseau phasé optique (« Optical Phased Array » en anglais) (b)

Sur la figure 16a, un SLM à CL est adressé de sorte que son profil de phase soit en dents de scie de pas Λ . Ici le profil est discrétisé pour montrer l'influence des électrodes. En effet, la pixellisation des électrodes crée des profils en escalier au lieu d'un profil en dents de scie. Ce type d'adressage produit donc le résultat résumé sur la figure 16b.

La figure 16b représente le profil de phase équivalent « déplié » sans prendre en compte la pixellisation. En utilisant les propriétés des ondes monochromatiques 2π -périodique, la phase peut être représentée en un ensemble de fonctions continues sur un intervalle de $[0 : 2\pi]$, le réseau blazé dynamique créé par le SLM permet de générer l'équivalent d'un profil de phase continue de 6π en créant 3 profils discontinus de 2π , dans le cas de l'exemple de la figure 16b.

Pour la longueur d'onde de travail, le réseau blazé se comporte comme un prisme, mais reste un réseau diffractif classique pour les autres longueurs d'onde. Par la suite, nous traiterons le cas d'un réseau avec une longueur d'onde différente de la longueur d'onde de travail.

En utilisant les paramètres réseaux blazés [43] un rayon à incidence normale à la longueur d'onde différente de la longueur d'onde de travail, l'angle de déviation θ s'exprime par :

$$\sin(\theta) = \frac{m \cdot \lambda}{\Lambda} \quad (1.5)$$

Où m représente l'ordre de diffraction, λ la longueur d'onde du faisceau traversant la cellule et Λ la période d'un profil de phase.

Dans le cadre d'un SLM avec des électrodes créant une discrétisation du profil de phase comme c'est le cas de l'exemple représenté sur la figure 16b, l'équation peut s'écrire différemment. Pour un profil de phase allant jusqu'à 2π , on peut définir le paramètre « q » qui indique le nombre de discrétisation pour un profil de phase [40], l'équation (1.5) devient :

$$\sin(\theta) = \frac{m \cdot \lambda}{q} \quad (1.6)$$

Pour un réseau de diffraction, plusieurs ordres existent, le paramètre m peut prendre plusieurs valeurs entières relatives. Généralement, l'ordre 1 est choisi car il s'agit de l'ordre qui contient la plus grande intensité lumineuse. Dans ce cas, pour un profil de phase d'amplitude 2π , l'efficacité de diffraction η s'exprime par :

$$\eta = \left(\frac{\sin\left(\frac{\pi}{q}\right)}{\frac{\pi}{q}} \right)^2 \quad (1.7)$$

Pour rappel, l'efficacité d'un réseau est un paramètre qui renvoie le pourcentage d'énergie dans un ordre pour une longueur d'onde donnée. Plus cette efficacité s'approche de 100%, meilleur est le réseau pour l'ordre et la longueur considérés.

Stockley & al ont montrés que plus la pente des profils de phase était faible (plus q est élevé), plus l'efficacité est grande [44].

La méthode diffractive est celle utilisée dans la majorité des SLM à cristaux liquides pour la déviation de faisceaux. En effet, un grand déphasage peut être atteint grâce à la répétition de plusieurs zones déphasantes de 2π .

3.1.2. Méthode réfractive : Dispersion par un prisme

Afin de comprendre le principe de la déviation de faisceau avec un SLM par la méthode réfractive, faisons l'analogie avec le comportement d'un prisme lorsqu'un rayon lumineux le traverse.

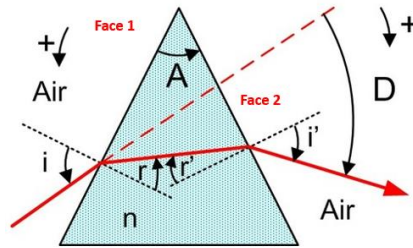


Figure 17 : Schéma d'un prisme mettant en évidence les paramètres importants comme l'angle A et l'angle de déviation D [45]

Considérons un prisme d'indice n composé de deux dioptries plans faisant un angle A représenté sur la figure 17. Un rayon lumineux entre par la face 1 (à gauche), sous l'angle d'incidence noté i et en ressort par la face 2 (à droite) sous l'angle d'incidence i' . Les angles de réfraction dans le prisme sont r et r' . D correspond à la déviation du rayon provoquée par le prisme. La convention de signe angulaire est normale pour la face 1 et inversée pour la face 2.

Au minimum de déviation, $i = i'$ et $r = r'$, on obtient entre n , A et D , la relation suivante :

$$n = \frac{\sin\left(\frac{A + D}{2}\right)}{\sin\left(\frac{A}{2}\right)} \quad (1.8)$$

Pour des petits angles, lorsque nous sommes dans les conditions de Gauss, l'expression de la déviation D est :

$$D = (n - 1)A \quad (1.9)$$

L'indice de réfraction d'un prisme étant plus élevé que l'air, la lumière est donc ralentie, mais traverse la section plus épaisse (la base du prisme dans la figure 17) plutôt que la partie moins épaisse (le haut du prisme sur la figure 17). Ce qui a pour effet de dévier la lumière en sortie.

Nous avons constaté dans la partie 2.4 qu'une différence de phase (donc une différence de marche) est induite par le mouvement des cristaux liquides. Cette différence de phase entraîne un retard dans la propagation des rayons lumineux.

Le comportement à reproduire est celui d'un prisme classique décrit précédemment, c'est-à-dire une déviation de faisceau d'un angle D . Pour reproduire ce comportement et obtenir la même différence de chemin optique, il suffit d'orienter les molécules de façon à ce que l'évolution spatiale du déphasage ait un profil identique à celui du prisme. Pour cela, un gradient d'indice dans la cellule est créé en faisant varier l'indice optique et non l'épaisseur.

Contrairement au cas de la dispersion par un réseau, pour qu'il y ait absence de diffraction, il est nécessaire que le profil de phase fasse la longueur totale de la cellule afin qu'elle se comporte comme un prisme. En effet, si le motif est reproduit, pour une longueur d'onde différente de celle de travail, la cellule se comportera comme un réseau de diffraction comme nous l'avons indiqué dans la partie 3.1.1 [44].

Plusieurs procédés sont possibles pour obtenir un profil de phase sur toute la longueur du SLM :

- Soit nous pouvons créer une cellule LCD ayant la forme d'un prisme [40]. Pour cela, le substrat du haut doit être incliné de manière à ce que la partie active possède la forme d'un prisme. Cette méthode est difficile à mettre en œuvre d'un point de vue technologique ;
- Soit nous pouvons contrôler l'indice de réfraction du CL. Dans ce manuscrit, c'est cette méthode qui sera développée.

Résumons la méthode ainsi que les caractéristiques que nous souhaitons obtenir sur les figure 18a et b ci-dessous :

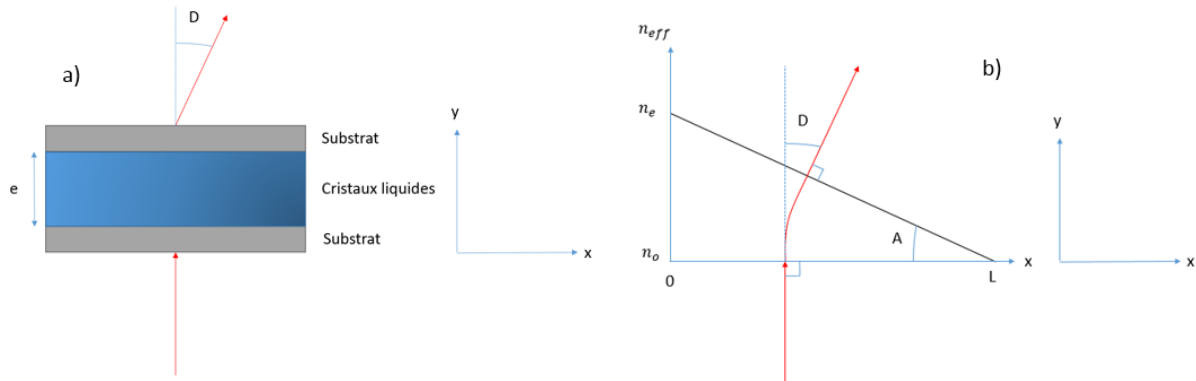


Figure 18 : Déviation d'un faisceau grâce à une cellule à cristaux liquide notée D (a) / Évolution linéaire de l'indice effectif des cristaux liquides correspondant à un prisme (b)

Les molécules d'une cellule à CL d'épaisseur « e » sont orientées de façon à avoir un gradient d'indice dans la cellule en fonction de l'axe horizontal représenté par le dégradé horizontal bleu sur la figure 18a allant du bleu clair au bleu foncé. Comme nous l'avons indiqué, la lumière qui traverse la cellule se comporte exactement comme dans un prisme et est déviée. L'évolution spatiale de l'indice effectif des cristaux liquides doit donc être linéaire pour reproduire le profil spatial d'un prisme, le cas idéal est représenté sur la figure 18b.

En émettant les hypothèses suivantes :

- Incidence normale des rayons lumineux entrants dans la cellule ;
- Travail en lumière polarisée ;
- Régime établi (les molécules de cristaux liquides sont déjà soumises au champ électrique et sont déjà orientées grâce à celui-ci) ;
- Influence des substrats de verre négligeable ;
- Segment de Fresnel parfait ;
- L : longueur de la couche de cristaux liquides (la longueur de la cellule).

La méthode réfractive a donc de nombreuses limites.

La limite principale étant le déphasage maximum limité à 2π , ce qui limite la déviation. Ce type de cellule pourrait éventuellement avoir un intérêt pour les petits angles. Toutes ces contraintes imposent donc des conditions pour la suite.

Dans cette configuration, en utilisant les propriétés du triangle rectangle, nous pouvons démontrer que $D = A$.

En gardant l'approximation des petits angles, nous considérons en prenant les coordonnées élémentaires :

$$dA = \frac{dn}{dx} \quad (1.10)$$

n et D varient également selon y. l'équation (1.10) peut être multiplié par dy.

$$dA dy = \frac{dn}{dx} dy \quad (1.11)$$

En intégrant l'équation (1.11) sur toute la dimension du prisme, (1.11) devient :

$$\int_0^A dA dy = \int_0^e \frac{dn}{dx} dy \quad (1.12)$$

Finalement, l'équation (1.12) devient :

$$A = e \frac{n_e - n_0}{L} \quad (1.13)$$

$$A = e \frac{\Delta n}{L} \quad (1.14)$$

Or $\frac{\Delta n}{L}$ représente la pente de la courbe de l'indice effectif de la couche de CL en fonction de la longueur du SLM, représentée sur la figure 18b.

Donc :

$$A = e \frac{\Delta n}{L} = e \text{grad}(n) \quad (1.15)$$

L'équation (1.15) montre que l'angle de déviation est directement dépendant de la pente du profil de phase $\frac{\Delta n}{L}$ et donc directement de la longueur de la cellule ainsi que la biréfringence du CL. Ces deux paramètres permettent donc de contrôler l'angle de déviation. Le choix judicieux de la biréfringence d'un CL et de l'épaisseur de cellule va permettre d'augmenter l'angle de déviation.

Pour terminer, il faudra prendre en compte la pixellisation, en particulier le nombre d'électrodes ainsi que leur pas. Si le pas entre deux électrodes est trop faible, une diffraction parasite pour une longueur d'onde donnée pourrait apparaître. La diffraction parasite apparaissant dans le cas d'un espace interelectrode faible risquerait de réduire l'angle de déviation.

4. Conclusion du chapitre

Les bases du fonctionnement des différents types de SLM ont tout d'abord été abordées, en comparant leurs fonctionnements, leurs avantages et leurs inconvénients. De plus nous avons

également introduit la modulation de phase et d'amplitude pour des SLM à CL.

Nous retiendrons que pour l'utilisation d'un micro-SLM transmissif et facilement intégrable, le choix se porte sur les SLM à CL. Celui-ci offre une facilité d'intégration et des tensions d'adressage faibles, de l'ordre d'un circuit CMOS. Le tout malgré des performances en déphasage plus faible qu'un SLM à action mécanique.

L'utilisation d'un SLM à CL nécessite de comprendre le fonctionnement des CL, en particulier ceux des différents types de CL (nématiques, smectiques). Les CL nématiques offrent de bonnes performances à température ambiante et les SLM à CL nématiques sont les plus répandus dans le commerce (télévisions, vidéoprojecteurs).

Le fonctionnement d'un SLM à CL en lui-même impose des contraintes sur l'alignement des CL ainsi que sur la position des polariseurs d'entrée et de sortie. Une fois ces contraintes abordées, nous avons établi le lien entre l'angle de déviation d'un faisceau et les propriétés optiques d'un SLM à CL nématiques en détaillant l'utilité de la déviation de faisceaux. Les différentes méthodes pour l'obtention de la déviation ont été décrites avec leurs limites respectives. Finalement, le choix se portera sur la méthode réfractive dont l'application directe sera traitée au chapitre 3 dans le cas d'un SLM à CL intégré dans un système optique bio-inspiré.

Références

- [1] S. A. Cornelissen, P. A. Bierden, T. G. Bifano, et J. B. Stewart, « MEMS Deformable Mirrors for Adaptive Optics in Astronomical Imaging », in *The Advanced Maui Optical and Space Surveillance Technologies Conference, Wailea, Maui, Hawaii*, 2006.
- [2] P.-Y. Madec, « Overview of deformable mirror technologies for adaptive optics and astronomy », in *Adaptive Optics Systems III*, 2012, vol. 8447, p. 844705.
- [3] Z. Zhang, Z. You, et D. Chu, « Fundamentals of phase-only liquid crystal on silicon (LCOS) devices », *Light Sci. Appl.*, vol. 3, n° 10, p. e213, oct. 2014.
- [4] W. P. Bleha et L. A. Lei, « Advances in Liquid Crystal on Silicon (LCOS) spatial light modulator technology », 2013, p. 87360A.
- [5] ROSSINI UMBERTO, « Liquid-crystal spatial light modulator and method for manufacturing same », WO2016177835 A1 2016-11-10 [WO2016177835]-FR3035975 A1 2016-11-11 [FR3035975] STG-(WO2016177835) (A1) Published application with search report STG-(FR3035975) (A1) Application for patent of invention, (first publ.).
- [6] ROSSINI UMBERTO, « Liquid crystal display comprising erase electrodes », FR2976707 A1 2012-12-21 [FR2976707]-WO2012175250
- [7] L. J. Hornbeck, « Deformable-mirror spatial light modulators », in *Proc. SPIE*, 1989, vol. 1150, p. 86–102.
- [8] *Photonic Microsystems*. Boston, MA: Springer US, 2009.
- [9] F. Alzieu, « Les vidéoprojecteurs se portent bien ! Le marché progresse de 43 % », 2011.
- [10] « Progression du marché des vidéoprojecteurs de 43% », 2012.
- [11] « REVIEWS OF LCD PROJECTORS ».
- [12] Cuiling Gong et T. Hogan, « CMOS Compatible Fabrication Processes for the Digital Micromirror Device », *IEEE J. Electron Devices Soc.*, vol. 2, n° 3, p. 27-32, mai 2014.
- [13] V. Bansal et P. Saggau, « Digital Micromirror Devices: Principles and Applications in Imaging », *Cold Spring Harb. Protoc.*, vol. 2013, n° 5, p. pdb.top074302-pdb.top074302, mai 2013.
- [14] B. Lee, « DMD 101: Introduction to digital micromirror device (DMD) technology », *Tex. Instrum. Dallas TX USA Rep No DLPA008A*, 2013.
- [15] B. Lee, « Introduction to ± 12 Degree Orthogonal Digital Micromirror Devices (DMDs) », p. 13, 2008.

- [16] M. Beuret, « Approche dynamique de formation d'image et de compensation d'aberrations pour un système de réalité augmentée », Université de Strasbourg, 2012.
- [17] « Single-Panel DLP™ Projection System Optics ». Texas Intrusment, 2005.
- [18] L. J. Hornbeck, « Digital Light Processing and MEMS: an overview », 1996, p. 7-8.
- [19] « Digital Light Processing », *Wikipédia*. .
- [20] G. Katal, N. Tyagi, et A. Joshi, « Digital Light Processing and its Future Applications », vol. 3, n° 4, p. 8, 2013.
- [21] « Fonctionnement d'un SLM à miroir déformable », *Wikipédia*. .
- [22] P. BAUDOZ, « Un miroir déformable », *Magasine Photonics*, p. 20168226.
- [23] « Cristal liquide », *Wikipédia*. .
- [24] V. Carrat, « Correction dynamique d'un SLM pour une holographie de haute fidélité. Réalisation d'un MOT-2D pour l'application de modes de Laguerre-Gauss », Université Paris Sud-Paris XI, 2012.
- [25] I. Dierking et S. Al-Zangana, « Lyotropic Liquid Crystal Phases from Anisotropic Nanomaterials », *Nanomaterials*, vol. 7, n° 10, p. 305, oct. 2017.
- [26] P. Yeh et C. Gu, *Optics of liquid crystal displays*, 2nd ed., Updated ed. Hoboken, N.J: Wiley, 2010.
- [27] « Barrett research group », *Introduction to Liquid Crystals*. .
- [28] S.-T. Wu et D.-K. Yang, *Reflective liquid crystal displays*. Chichester [Eng.] ; New York: Wiley, 2001.
- [29] J. Sun et S.-T. Wu, « Recent advances in polymer network liquid crystal spatial light modulators », *J. Polym. Sci. Part B Polym. Phys.*, vol. 52, n° 3, p. 183-192, févr. 2014.
- [30] F. Peng, Y.-H. Lee, Z. Luo, et S.-T. Wu, « Low voltage blue phase liquid crystal for spatial light modulators », *Opt. Lett.*, vol. 40, n° 21, p. 5097, nov. 2015.
- [31] A. R. Jewel, V. Akondi, et B. Vohnsen, « A direct comparison between a MEMS deformable mirror and a liquid crystal spatial light modulator in signal-based wavefront sensing », *J. Eur. Opt. Soc.-Rapid Publ.*, vol. 8, 2013.
- [32] I. Dierking, « A Review of Polymer-Stabilized Ferroelectric Liquid Crystals », *Materials*, vol. 7, n° 5, p. 3568-3587, mai 2014.
- [33] « Technologie CMOS », *Wikipédia*. .
- [34] D. Armitage, I. Underwood, et S.-T. Wu, *Introduction to microdisplays*. Chichester, England ; Hoboken, NJ: Wiley, 2006.
- [35] C. W. TANG, « Progress in Display and Lighting Technologies ».
- [36] C.-C. Sun, I. Moreno, S.-H. Chung, W.-T. Chien, C.-T. Hsieh, et T.-H. Yang, « Direct LED backlight for large area LCD TVs: brightness analysis », 2007, p. 666909.
- [37] C.-C. Hsieh et Y.-H. Li, « Optical Microstructure Design Optimization for Display Backlighting », *Mod. Mech. Eng.*, vol. 03, n° 04, p. 202-207, 2013.
- [38] P. Joffre et N. Fraval, *Etude des cristaux liquides et des dispositifs de visualisation*. 2005.
- [39] F. Treussart, « Cours optique anisotrope ENS CACHAN ». 2008.
- [40] L. Y. Wu, J. Zhang, et Y. Fang, « Beam Pointing Precision Control by Using a Liquid Crystal Optical Phased Array », *Key Eng. Mater.*, vol. 437, p. 344-348, mai 2010.
- [41] D. Engström, J. Bengtsson, E. Eriksson, et M. Goksör, « Improved beam steering accuracy of a single beam with a 1D phase-only spatial light modulator », *Opt. Express*, vol. 16, n° 22, p. 18275, oct. 2008.
- [42] P. F. McManamon *et al.*, « Optical phased array technology », *Proc. IEEE*, vol. 84, n° 2, p. 268-298, févr. 1996.
- [43] « Réseaux blazés », *Wikipédia*. .
- [44] J. Stockley, X. Xia, T. Ewing, et S. Serati, « Liquid Crystal Optical Phase Modulators for Beam Steering », *MRS Proc.*, vol. 709, janv. 2001.
- [45] « Optique ingénieur - Cours Prisme ». [En ligne]. Disponible sur: http://www.optiqueingenieur.org/fr/cours/OPI_fr_M03_C01/co/Contenu_19.html.

Chapitre 2 : SLM à cristaux liquides utilisant la technologie In-Plane Switching

1. Introduction

Dans le chapitre précédent, nous avons vu les généralités sur les SLM ainsi que les paramètres physiques des cristaux liquides. Un exemple d'alignement de molécules de CL a été abordé, il s'agit de la configuration TN. Cette configuration consiste à traiter les deux surfaces d'alignement respectivement à 0° et 90° pour que les molécules une fois alignées forment une hélice. Dans ce nouveau chapitre, nous aborderons la technologie IPS (In-Plane Switching). Le fonctionnement de cette technologie pour des cristaux liquides nématiques avec un $\Delta\epsilon > 0$ et $\Delta\epsilon < 0$ sera abordé. Les avantages, les limites et les évolutions de l'IPS seront abordés dans la seconde partie de ce chapitre. Une comparaison des deux types de molécules sera également effectuée. Enfin, nous terminerons cette étude en discutant des intérêts d'une telle technologie pour un micro-SLM.

2. Description de la technologie In-Plane Switching

La technologie IPS consiste à placer sur un même substrat et dans le même plan, des couples d'électrodes présentant chacun une différence de potentiel.

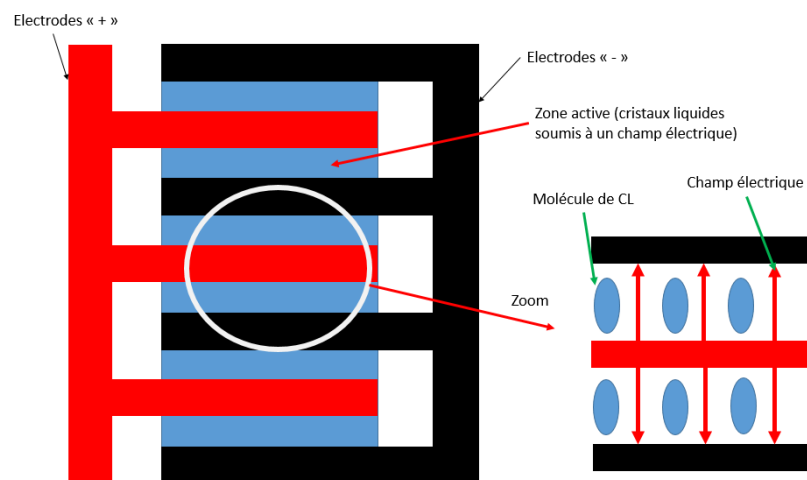


Figure 19 : Schéma simplifié d'une cellule IPS vue de dessus en régime établi.

La figure 19 résume de manière simplifiée le fonctionnement d'une cellule IPS. Elle représente, sur une vue de dessus deux ensembles d'électrodes, respectivement positives (en rouge) et négatives (en noir). Les électrodes sont interdigitées, c'est-à-dire qu'elles sont placées comme les doigts de deux mains qui se croisent. Ces électrodes sont également placées dans un même plan.

Un zoom a été effectué au niveau d'une paire d'électrodes « + » et « - ». Cette vue détaillée nous indique comment le champ électrique se comporte lorsque les électrodes sont dans le même plan. À l'état initial, les molécules possèdent leur axe long parallèle aux électrodes. Elles sont donc dans un plan parallèle aux électrodes. En régime établi, les molécules sont comme dans le cas représenté sur la figure 19, orientées parallèlement au champ électrique pour le cas d'une molécule avec un $\Delta\epsilon > 0$. Le champ électrique permet aux molécules de s'orienter dans le plan des électrodes d'où le nom de la technologie « In-Plane Switching ».

Cette première version de la technologie IPS utilisant cet alignement de molécules [46] et décrite sur la figure 19, est la plus répandue dans le commerce pour les dispositifs d'affichage [47][48].

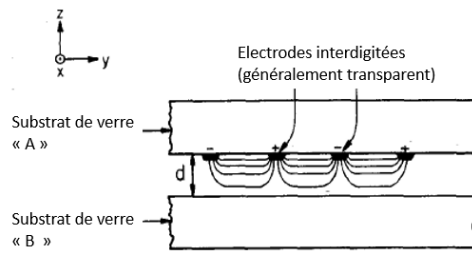


Figure 20 : Répartition du champ électrique sur une vision de coupe schématique de cellule à cristaux liquides à base de technologie IPS d'épaisseur d [46]

Sur la figure 20 est représentée une vue de coupe d'une cellule à CL à base de technologie IPS d'épaisseur d . La figure 20 est identique à la figure 19 à l'exception de l'observateur qui se place sur l'axe x .

Nous retrouvons les électrodes placées sur un même substrat dans le plan (x,y) . Le champ électrique est généré entre les bornes « + » et « - ».

Notons que le champ électrique est horizontal au centre de l'espace interélectrodes.

Il a été démontré par R. A. Soref [46] que si les électrodes sont suffisamment éloignées entre elles, le champ électrique tend à être horizontal au centre de l'espace interélectrodes.

Le champ électrique recouvre également toute la zone active ce qui n'est pas systématiquement le cas.

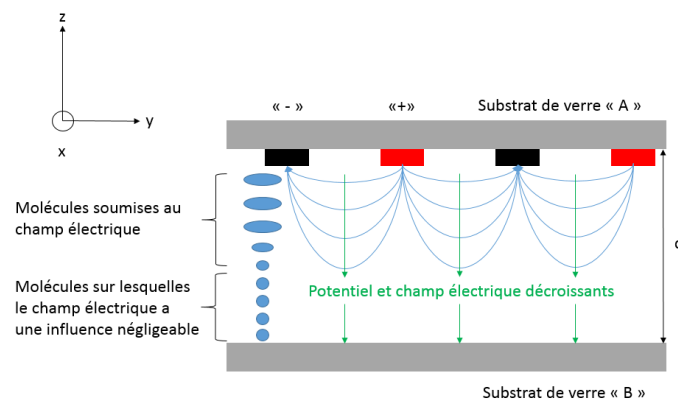


Figure 21 : Influence de l'épaisseur sur la valeur du potentiel et du champ électrique à l'intérieur de la zone active du SLM

La figure 21 résume l'influence de l'épaisseur et du comportement des CL soumis au champ électrique. Sur la gauche du schéma, nous pouvons observer la position des cristaux liquides et sur le reste de la cellule, la forme que prend le champ électrique entre les deux électrodes « + » et « - ». En fonction de l'espacement des électrodes, le champ électrique au centre de l'espace interélectrodes possède une forme aplatie (figure 20) ou une forme parabolique (figure 21) pour des électrodes très rapprochées.

L'épaisseur « d » a été choisie de manière à ce que sur le bas de la cellule, le potentiel et le champ électrique deviennent trop faibles pour orienter les molécules des CL.

Cette différence de comportement entre le haut et le bas de la cellule diminue les performances électro-optiques.

Si le pas des électrodes est très grand devant l'épaisseur de CL, alors le champ électrique influencera toute la zone active [46] ce qui mettra en mouvement plus de molécules. Dans le cas contraire, il est possible de placer des électrodes sur le substrat « B » pour compenser la baisse du champ électrique et du potentiel. Le rapport entre l'espace interelectrode / épaisseur et donc un paramètre important en particulier sur la tension d'adressage, la fabrication et le temps de réponse.

Nous avons abordé un exemple d'orientation de molécules mais il existe différents types de pré-orientation des molécules possibles avec un adressage de type IPS. Le choix d'une pré-orientation dépendra des performances recherchées.

Dans le chapitre précédent, deux types d'alignement de molécules ont été introduits : twisté et homéotrope (alignement vertical). Les performances électro-optiques (transmittance et temps de réponse) pour la technologie IPS ou pour les cellules classiques sont modifiées en fonction de l'alignement des molécules à l'état initial.

L'utilisation de polariseurs joue également un rôle important pour le passage de la lumière. L'orientation des polariseurs couplée aux différents alignements des cristaux liquides influent sur les performances électro-optiques de la cellule.

La technologie IPS, avec un placement des électrodes réalisé comme sur la représentation de la figure 20, peut être utilisé avec 3 alignements de molécules : homogène, twisté et vertical [49][50].

2.1. Configuration utilisant des molécules possédant une anisotropie diélectrique positive

2.1.1. Alignement homogène des molécules de cristaux liquides

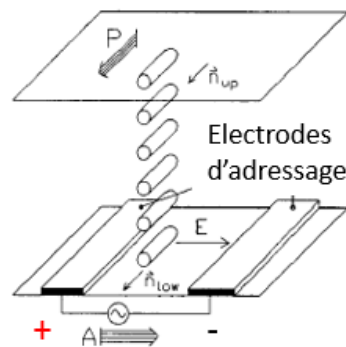


Figure 22 : Configuration homogène au repos (le vecteur \vec{n} représente l'alignement des molécules sur le bord du substrat). Sur cet exemple, la lumière arrive par le haut. [51]

Lorsque les molécules sont alignées de manière parallèle au substrat et aux électrodes dans le cas d'une configuration IPS l'alignement est dit homogène. Cet alignement observable sur la figure 22 est effectué avec des molécules dont le $\Delta\epsilon > 0$ et dont l'axe long est parallèle aux électrodes.

La figure 22 représente une configuration homogène sans aucune tension appliquée aux bornes des électrodes. Dans cette configuration les polariseurs sont placés de manière croisée (polariseur et analyseur à 90° l'un de l'autre) avec le polariseur d'entrée (P) parallèle aux molécules aux repos. L'analyseur (A), quant à lui, est perpendiculaire aux molécules.

La lumière non polarisée arrive ici par le haut de la cellule et le polariseur « P » sélectionne une polarisation privilégiée qui est la même que l'orientation des molécules. La polarisation sélectionnée peut donc traverser la cellule mais celle-ci est bloquée par le polariseur de sortie (analyseur) « A » perpendiculaire au polariseur d'entrée. La configuration est dite « normally black ». Nous nommerons cette configuration par la suite : IPS-HA (Homogeneously Aligned).

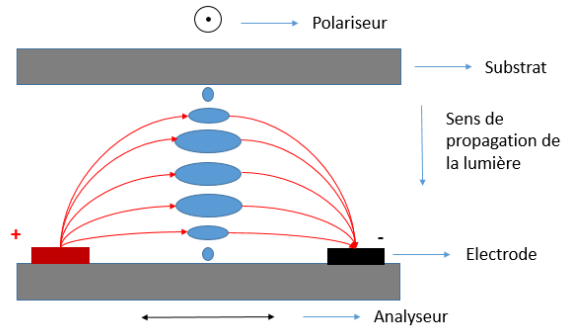


Figure 23: Orientation des molécules pour une configuration homogène en présence de champs électriques.

La figure 23 ci-dessus présente la même configuration lorsqu'un champ électrique est activé. Lorsque le champ électrique s'établit, un couple électrique s'applique sur les molécules et lorsque la tension de seuil est atteinte, elles commencent à s'orienter. Les molécules qui ne sont pas proches du bord des substrats (en supposant un ancrage fort) tendent à s'orienter parallèlement au champ électrique.

A l'inverse, au bord des substrats, les molécules sont dans un état intermédiaire entre leurs positions extrêmes :

- Parallèles au champ électrique au centre de la cellule ;
- Parallèles aux électrodes lorsqu'elles sont collées aux substrats.

Ces deux effets génèrent donc un twist au bord de chaque substrat.

La polarisation incidente est donc guidée à travers la partie twistée du substrat du haut puis traverse le milieu homogène. Enfin la polarisation est re-guidée par le twist du substrat du bas et repasse par l'analyseur.

Il a été montré que la cellule peut être approximée à un milieu homogène compris entre deux polariseurs croisés [51][52]. La fonction de transmission (résultat connu et démontré dans le cas d'une lame biréfringente [39]) s'écrit :

$$T(V) = \frac{1}{2} \cdot \sin(2\chi(V))^2 \cdot \sin\left(\frac{\pi d \Delta n(\Phi(V))}{\lambda}\right)^2 \quad (2.1)$$

Où :

- d : Épaisseur de la cellule à cristaux liquides (distance entre les deux substrats) ;
- Δn : Biréfringence optique induite par la tension ;
- λ : Longueur d'onde de la lumière incidente ;
- Φ : Angle de twist des molécules par rapport à l'axe de transmission du polariseur ;
- χ : Angle entre l'axe optique des molécules et l'axe du polariseur ;
- V : Tension appliquée.

Le premier terme de l'équation (2.1) : $\sin(2\chi(V))^2$ montre que l'angle du polariseur d'entrée par rapport à l'orientation des molécules a une importance majeure pour le calcul de la transmittance. L'évolution de χ permet d'atteindre la valeur maximale du terme en sinus carré pour une valeur de 45°.

Le deuxième terme de l'équation (2.1) : $\sin\left(\frac{\pi d \Delta n(\phi(V))}{\lambda}\right)^2$ dépend de la biréfringence, de l'épaisseur du CL ainsi que de la longueur d'onde de la lumière incidente. L'épaisseur ainsi qu'un paramètre intrinsèque au type de cristal liquide (ici la biréfringence) influent directement sur la transmittance. L'épaisseur d et la biréfringence Δn peuvent donc être choisis pour obtenir le maximum de transmittance.

2.1.2. Alignement homéotrope (vertical) des molécules de cristaux liquides

Dans un alignement vertical, les molécules sont alignées de manière quasiment perpendiculaire au substrat et aux électrodes.

Pour avoir une configuration « normally black », les polariseurs doivent être obligatoirement croisés à cause de la préorientation des molécules.

Pour une cellule VA (Vertically Aligned) classique ou IPS-VA, une fois les molécules ramenées à l'horizontale (c'est-à-dire parallèles au substrat), le milieu (en négligeant les parties près des substrats) est approximé à un seul milieu homogène anisotrope tel qu'une lame biréfringente.

Dans cette configuration, les molécules à l'état initial sont orientées perpendiculairement aux deux substrats. Lorsqu'un champ électrique est appliqué, les molécules possédant un $\Delta\varepsilon > 0$ sont ramenées à l'horizontale (parallèle aux deux substrats). Le placement des électrodes, la forme du champ électrique ainsi que la position finale des molécules sont toujours de type IPS comme il le sera explicité sur les figure 24a et b.

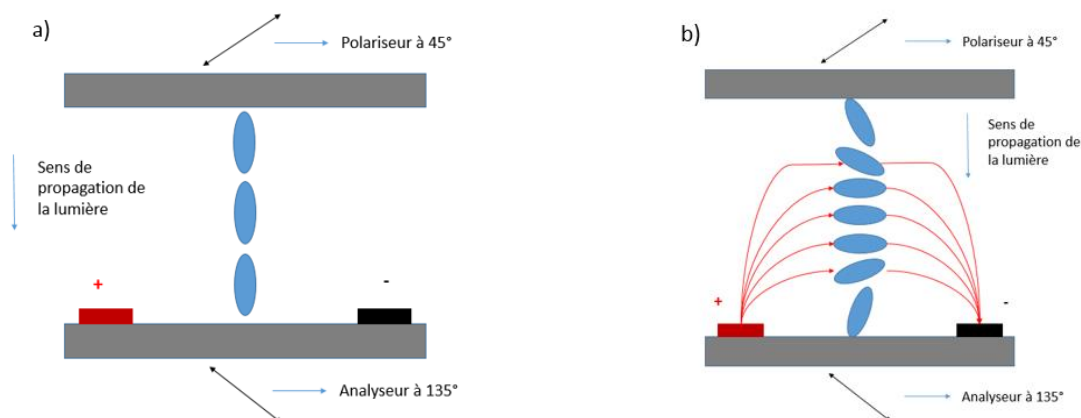


Figure 24 : Configuration homéotrope sans tension appliquée (a) / Configuration verticale en présence de champs électriques (b)

Dans cette configuration (cf figure 24a), les molécules sont placées perpendiculairement au substrat et les polariseurs sont toujours croisés. Le polariseur d'entrée est ici orienté à 45° (+/- 5° dans les simulations réalisées) pour optimiser la transmittance.

Lorsqu'une tension électrique (cf figure 24b) est appliquée et avec une anisotropie diélectrique positive, les molécules tendent à s'orienter parallèlement au champ électrique. La position des

molécules proches des substrats n'a que très légèrement changé due au fort ancrage.

Le principe d'une cellule « Vertically Aligned » classique [26] est repris avec des molécules possédant un $\Delta\varepsilon > 0$. Le suffixe « IPS » est gardé, car les molécules sont ramenées dans le plan du champ électrique (et donc des électrodes). Cette configuration est appelée IPS-VA [54].

Nous retrouvons donc, en théorie, la transmittance exprimée par l'équation (2.1). Pour un polariseur fixé à 45° [49], [54]–[56] la transmittance s'exprime par :

$$T(V) = \frac{1}{2} \cdot \sin\left(\frac{\pi d \Delta n(\Phi(V))}{\lambda}\right)^2 \quad (2.2)$$

Avec :

- d : Épaisseur de la cellule à cristaux liquide ;
- Δn : Biréfringence optique induite par la tension ;
- λ : Longueur d'onde de la lumière incidente ;
- Φ : Angle de tilt des molécules par rapport à l'axe de transmission du polariseur ;
- V : Tension appliquée.

La transmittance ne dépend donc que du déphasage engendré par le déplacement des molécules.

L'équation (2.2) ressemble à celle correspondant à la configuration précédente (équation 2.1) sauf que l'angle de twist des molécules n'intervient pas. Au vu du mouvement des molécules, l'équation dépend cette fois-ci de l'angle de tilt qui varie en fonction de la tension.

2.1.3. Alignement twisté des molécules de cristaux liquides

Dans le cas de l'alignement twisté, les molécules sont tout d'abord parallèles à l'axe du polariseur d'entrée et sont ensuite twistées de 90° au niveau du polariseur de sortie.

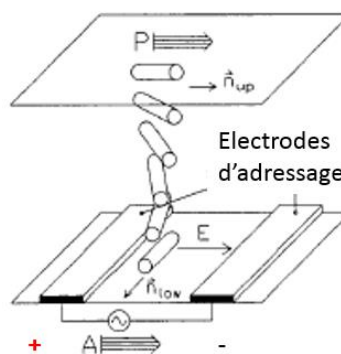


Figure 25 : Configuration twistée au repos (le vecteur \vec{n} représente l'alignement des molécules sur le bord du substrat). Sur cet exemple, la lumière arrive par le haut. [51]

La figure 25 représente une configuration équivalente aux cellules TN (Twisted Nematic) de base avec des molécules twistées de 90° . Dans le cas d'une configuration dite « normally black », les molécules sont placées entre deux polariseurs (P et A) parallèles à l'axe d'orientation des molécules au niveau du substrat du haut \vec{n}_{up} . L'axe de transmission du polariseur de sortie est perpendiculaire

à l'axe d'orientation des molécules au niveau du substrat du bas du bas \vec{n}_{low} . Cette configuration de polariseur a pour effet de bloquer la lumière en sortie de la cellule.

Les cellules TN classiques possèdent l'électrode d'adressage sur le substrat du bas et la contre électrode sur le substrat du haut. Ceci a pour effet d'aligner les molécules verticalement lorsque le champ électrique est appliqué.

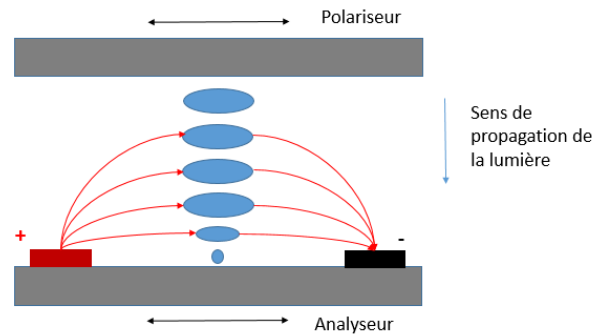


Figure 26 : Configuration twistée avec une tension appliquée

Sur une technologie IPS-TN (figure 26), lorsque qu'une tension supérieure à la tension de seuil est appliquée aux électrodes, les molécules s'alignent parallèlement au champ électrique et se retrouvent donc dans une position horizontale.

Dans ce cas, nous retrouvons une configuration ressemblant à l'IPS-HA, à la différence près qu'un seul twist apparaît au lieu de deux. Sur notre exemple, au vu de l'orientation des molécules, le twist apparaît sur le substrat du bas. Les molécules s'orientent ici parallèlement au plan des électrodes en régime établi [50].

La fonction de transmission d'une cellule TN classique est différente d'une IPS-TN. La transmittance de ce type de cellule peut être exprimé par la même équation qu'une cellule IPS-HA (équation 2.1) décrite précédemment [57].

Cellule TN classique [26]	Cellule IPS-TN
$T(V) = \frac{1}{2} \frac{\sin^2\left(\frac{\pi}{2} \sqrt{1 + u(V)^2}\right)}{1 + u(V)^2}$	$T(V) = \frac{1}{2} \cdot \sin(2\chi(V))^2 \cdot \sin\left(\frac{\pi d \Delta n(\Phi(V))}{\lambda}\right)^2$
<p>Avec :</p> <ul style="list-style-type: none"> - V : Tension d'adressage - u : paramètre de Mauguin dépendant du déphasage et de l'angle de twist initial. Ce paramètre se défini par : $u = \frac{2\pi}{\lambda} \Delta n(V) d$ <ul style="list-style-type: none"> - ϕ : Angle de twist initial des molécules 	<p>Avec :</p> <ul style="list-style-type: none"> - d : Épaisseur de la cellule à cristaux liquides (distance entre les deux substrats) ; - Δn : Biréfringence dépendant de la tension ; - λ : Longueur d'onde de la lumière incidente ; - Φ : Angle de twist des molécules par rapport à l'axe de transmission du polariseur ; - χ : Angle entre l'axe optique des molécules et l'axe du polariseur ; - V : Tension d'adressage

Pour une cellule TN classique, les molécules sont d'abord twistées d'un certain angle puis sont alignées verticalement lors de l'application d'un champ électrique. Ce cas particulier est différent des résultats obtenus avec des cellules IPS pour tous les alignements. L'application de la méthode analytique des matrices de Jones [26] permet de trouver l'équation de transmittance d'une cellule TN classique.

Dans le cas d'une cellule IPS-TN, les molécules sont twistées à l'état initial. Lorsqu'un champ électrique est appliqué sur la cellule, l'alignement des molécules devient homogène en régime établi et ceci indépendamment de leur angle de twist initial. Nous retrouvons donc le même comportement que la technologie IPS-HA en régime établi, d'où la même équation.

Les différents types d'alignement possibles avec la technologie IPS ont été abordés. Nous avons vu que grâce à l'adressage de type IPS, les molécules suivent le même comportement, peu importe leur alignement initial. Nous allons par la suite faire une étude similaire pour les molécules possédant un $\Delta\epsilon < 0$.

2.2. Configurations utilisant des molécules possédant une anisotropie diélectrique négative

2.2.1. Alignement homogène des molécules de cristaux liquides

Dans cette première configuration, les électrodes et les molécules sont perpendiculaires entre elles dans un même plan parallèle au substrat.

Dans le cas des molécules avec un $\Delta\epsilon < 0$, plusieurs changements apparaissent. Ces changements sont répertoriés sur la figure 27.

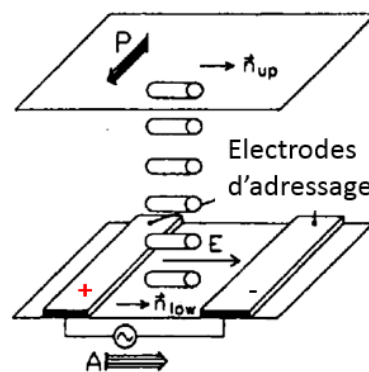


Figure 27 : Configuration homogène au repos avec des cristaux liquides possédant un $\Delta\epsilon < 0$ (le vecteur n représente l'alignement des molécules sur le bord du substrat). Sur cet exemple, la lumière arrive par le haut. [58]

Le polariseur (P) et l'analyseur (A) sont croisés avec (P) toujours parallèle aux molécules aux repos. Pour rappel, les molécules avec un $\Delta\epsilon < 0$ s'orientent perpendiculairement au champ électrique ce qui explique le fait qu'elles soient placées parallèlement au champ électrique à l'état initial.

À l'état initial, le polariseur est perpendiculaire à l'alignement des molécules et la lumière est bloquée à l'entrée de la cellule. Les polariseurs sont cette fois-ci de nouveau en position « normally black ».

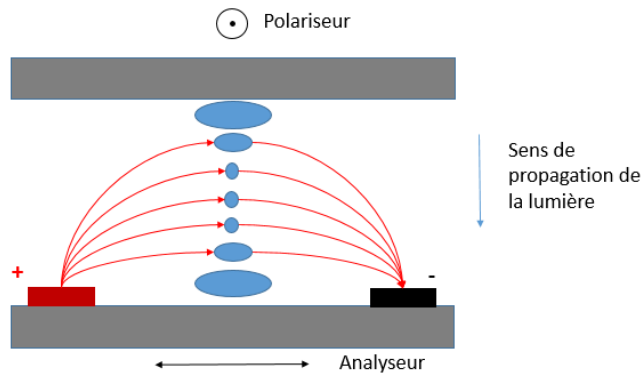


Figure 28 : Configuration homogène avec un champ électrique appliqué sur des cristaux liquide possédant un $\Delta\epsilon < 0$

Lorsque le champ électrique est appliqué, un comportement analogue à son homologue : IPS-HA avec un $\Delta\epsilon > 0$ apparaît. Des twists apparaissent sur le bord de chaque substrat et une partie homogène apparaît pour les molécules éloignées du substrat. La lumière est transmise à travers la couche de CL et l'analyseur laisse passer la lumière incidente.

Au premier abord, la position du polariseur et du CL sur les figure 27 et figure 28 semble ne pas être adaptée au passage de la lumière. Mais l'anisotropie optique du CL permet deux configurations de polariseurs possibles [26].

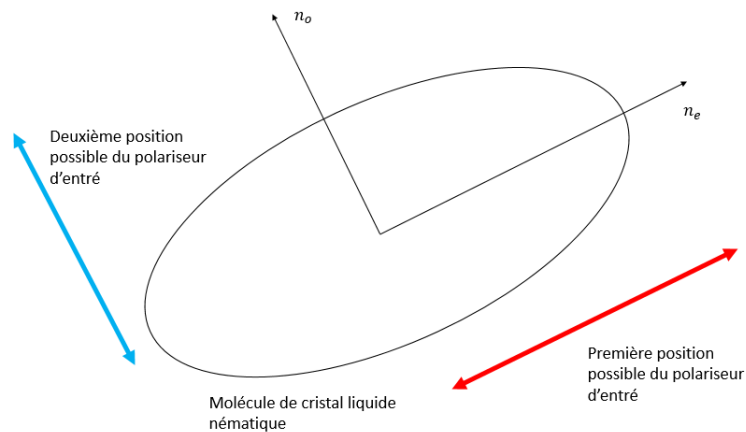


Figure 29 : Positions possibles du polariseur d'entrée en fonction des indices optiques d'une molécule de cristaux liquides nématiques

La figure 29, met en évidence la nature anisotrope d'une molécule de CL nématique. L'axe long de la molécule correspond à l'indice extraordinaire (n_e) et l'axe court correspond à l'indice ordinaire (n_o). Il y a donc deux possibilités de transmettre la lumière à travers cette molécule.

Dans le cas d'un alignement homogène, il y a deux positions possibles pour le polariseur d'entrée :

- La première (représenté en rouge) permet à la lumière de passer par l'axe extraordinaire ;
- La seconde (représenté en bleu) permet à la lumière de passer par l'axe ordinaire.

La position choisie dans l'article de Baur et al. [58] (cf figure 27) indique que la lumière sera transmise via l'axe ordinaire.

2.2.2. Alignement vertical (homéotrope) des molécules de cristaux liquides

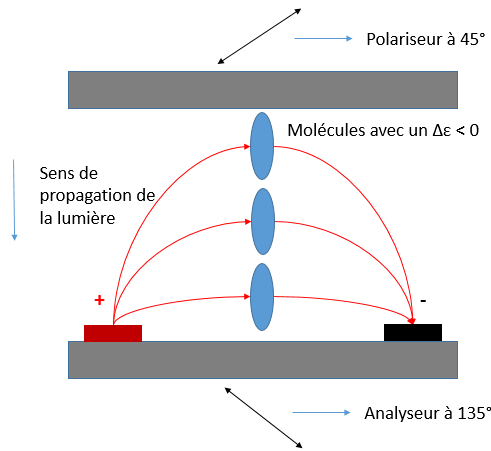


Figure 30 : Configuration verticale au repos pour des molécules de cristaux liquides possédant une anisotropie négative

Dans le cas où les molécules sont alignées verticalement (voir figure 30), nous observons que les molécules sont déjà orientées perpendiculairement au champ électrique à l'état initial. Lorsque le champ électrique est actif, les molécules ne bougeront pas et la lumière ne pourra pas passer à travers la cellule.

Nous pouvons en conclure qu'avec des molécules de CL possédant un $\Delta\epsilon < 0$, la configuration IPS-VA n'a pas de sens.

2.2.3. Alignement twisté des molécules de cristaux liquides

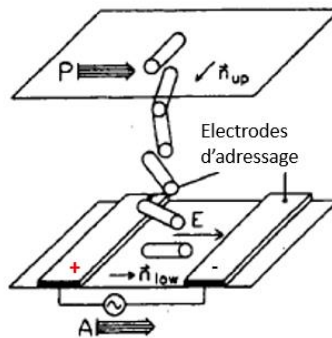


Figure 31 : Configuration twistée au repos dans le cas d'une anisotropie négative [58]

La figure 31 représente une configuration twistée avec un twist de 90° , mais l'anisotropie négative des molécules impose une pré-orientation des molécules différente de la figure 25 pour rester dans le cas d'une configuration « Normally Black ». Comme dans toutes les autres configurations la lumière arrive par le haut. De la même manière que pour la configuration IPS-HA, Baur et al. [58] ont choisi de placer le polariseur (P) parallèle à l'axe ordinaire des molécules.

Les molécules situées au niveau du substrat du haut sont alignées parallèlement aux électrodes (vecteur \vec{n}_{up} parallèles aux électrodes d'adressage). Les molécules situées au niveau du substrat du bas sont, quant à elles, alignées perpendiculairement aux électrodes (vecteur \vec{n}_{low} perpendiculaire aux électrodes d'adressage). Avec des polariseurs parallèles entre eux, la lumière est ainsi bloquée.

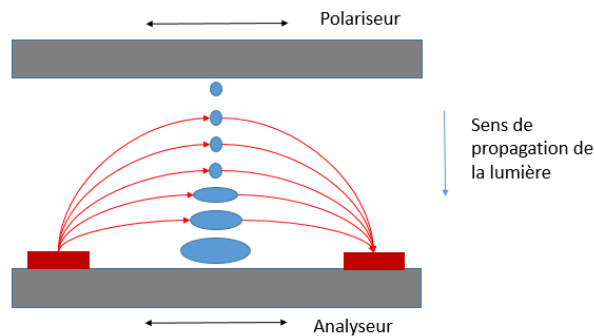


Figure 32 : Configuration twistée avec un champ électrique dans le cas d'une anisotropie négative

La figure 32, représente le mouvement des molécules lorsque le champ électrique est activé. Les molécules proches du substrat du bas restent dans leur orientation initiale à cause de l'ancrage fort. A l'inverse, les molécules les plus éloignées du substrat du bas sont orientées perpendiculairement au champ électrique grâce à leur anisotropie négative. Une telle configuration permet également de laisser passer la lumière.

Dans le cas des configurations IPS-HA et IPS-TN, un mélange entre les configurations homogènes et twistées a été mis en évidence lorsque le champ électrique est activé. Si l'on omet les approximations qui ont été faites pour l'établissement des équations de transmittance (modulation d'amplitude), une étude particulière est nécessaire pour analyser ce genre de cellule en modulation de phase. Cette étude, présentée en annexe 2 est indispensable pour comprendre les résultats de simulations qui seront abordés dans le prochain chapitre.

Le fonctionnement de la technologie IPS et les différentes configurations possibles avec cette technologie pour les CL possédant un $\Delta\epsilon < 0$ et des $\Delta\epsilon > 0$ ont été abordées. Dans la partie suivante, les avantages, les limites ainsi que les évolutions de l'IPS seront discutées.

2.3. Avantages, limites et évolutions de la technologie IPS

Lors de sortie de l'IPS à la fin des années des 1990, les technologies contemporaines avaient plusieurs défauts. Ces défauts étaient liés à l'angle de vue et au contraste relativement faible. Les cellules LCD à base de technologie IPS ont pour avantage d'avoir naturellement un bon angle de vue et un bon contraste grâce à l'orientation des molécules et ce sans avoir recours à des films compensateurs [51].

Depuis la première version de l'IPS dans les années 90, la transmittance, l'angle de vue et le contraste ont largement été améliorés. Les dernières évolutions de cette technologie proposent une forte luminance, car l'architecture du pixel a également évolué ainsi que les procédés de fabrications. Les nouvelles technologies IPS utilisent désormais des électrodes transparentes en optimisant le taux d'ouverture du pixel [59]–[61].

Le temps de réponse élevé de cette solution technologique reste néanmoins un problème. Pour répondre à ce problème, le développement des nouveaux cristaux liquides spécifiques généralement non nématiques a été envisagé [62]. Des améliorations de l'électronique de commande du pixel (les TFT « Thin Film Transistors ») permettant de générer des tensions d'adressage élevées sur des temps de l'ordre de la milliseconde ont également vu le jour [63].

De nos jours, les temps de réponses ont largement baissé par rapport à ceux des premières versions grâce, passant de 30 ms (pour les technologies sorties en 1995 [58]) à environ 5 ms (pour des technologies datant de 2015) pour une configuration avec des cristaux liquides nématiques [64]. Ceci fut possible grâce à l'utilisation des moyens cités précédemment [65].

2.3.1. Comparaison du comportement des cristaux liquides à anisotropie diélectrique positive et négative

Pour vérifier le comportement d'une cellule à CL, analysons le comportement du champ électrique pour une configuration homogène près des électrodes :

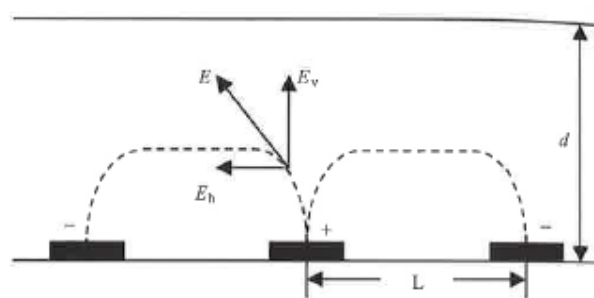


Figure 33 : Schéma d'une cellule IPS représentant la décomposition du champ E en deux composantes [26]

La figure 33 représente une cellule IPS simplifiée avec une couche de CL d'épaisseur d et un champ électrique aux bornes des électrodes. Dans cette configuration, le champ électrique peut se décomposer en deux composantes (verticale et horizontale).

Premier cas : $\Delta\epsilon > 0$

Plus on se rapproche des électrodes, plus la composante verticale de la décomposition du champ électrique est importante. Ceci a pour effet, d'orienter les molécules perpendiculairement au plan des électrodes. Cette orientation des molécules crée des défauts de transmittance. Générant ainsi des défauts de contrastes ce qui finalement, diminue les performances globales de la cellule.

L'horizontalité du champ électrique au centre de l'espace interélectrodes permet une orientation complète des molécules et donc une transmittance maximale en « normally black » (respectivement minimale en « normally white »). Au milieu de l'espace interélectrodes, la composante horizontale du champ électrique E_h influence les molécules et la composante verticale E_v est nulle. Les molécules sont orientées dans un plan parallèle aux électrodes. Cette position correspond au mouvement maximal des molécules qui fournit le déphasage et donc la transmittance la plus élevée.

L'espace interélectrodes (L sur la figure 33) est beaucoup plus important que l'épaisseur de la cellule. Ceci permet de rendre la composante horizontale du champ électrique prépondérante et donc d'obtenir une transmittance optimale. Les zones avec une transmittance faible se trouvent près des électrodes et peuvent être dissimulées via un cache, appelé « black matrix », bloquant ainsi la lumière. L'utilisation d'une « black matrix » nécessite un alignement plus précis lorsque l'ont réduit la taille du pixel. Elle peut couvrir une partie de la zone active qui se retrouve réduite. A l'inverse, l'utilisation d'une « black matrix » permet d'augmenter le contraste si l'alignement est bien effectué.

Second : cas $\Delta\epsilon < 0$

Dans le cas des molécules dont le $\Delta\epsilon$ est négatif, les molécules s'orientent perpendiculairement au champ électrique et dans le cas de la figure 33, perpendiculaires aux électrodes. Contrairement au cas $\Delta\epsilon$ positif, lorsque le champ électrique est suffisamment fort, les molécules proches des électrodes s'orientent également perpendiculairement à celles-ci.

En effet, les molécules proches des électrodes sont influencées par la composante E_y , qui est la plus forte. Les molécules vont donc s'orienter perpendiculairement à cette composante, dans le plan des électrodes. Cela a pour effet, d'avoir une orientation homogène des molécules sur toute la cellule et donc une transmittance homogène [26][66].

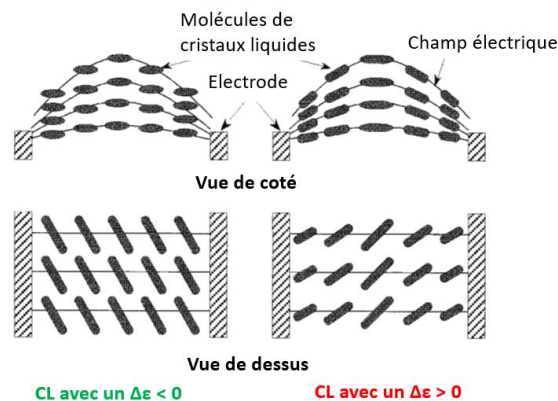


Figure 34 : Comparaison du placement des molécules à $\Delta\epsilon < 0$ et $\Delta\epsilon > 0$ en présence d'un champ électrique [66]

La figure 34 représente une comparaison entre les molécules avec un $\Delta\epsilon < 0$ (représenté en vert) et avec un $\Delta\epsilon > 0$ (représenté en rouge). Nous pouvons observer que l'alignement des molécules possédant un $\Delta\epsilon$ négatif est plus homogène spatialement que l'alignement des molécules possédant un $\Delta\epsilon$ positif. Dans le cas des molécules avec un $\Delta\epsilon < 0$, la transmittance est donc plus homogène grâce à l'effet décrit dans le paragraphe précédent. Le comportement des molécules lorsqu'elles sont proches des électrodes reste en effet identique à celui des molécules présentes dans la zone centrale.

L'intensité de la composante verticale du champ électrique et la prédisposition que possède l'axe longitudinal des molécules avec un $\Delta\epsilon > 0$ à réagir au champ électrique permettent aux molécules de s'orienter quasiment à la verticale (bords des électrodes sur la vue de côté pour les CL avec un $\Delta\epsilon > 0$ sur la figure 34).

Ce « défaut » d'orientation des molécules s'accroît d'autant plus lorsque l'on se rapproche du bord des électrodes. La transmission baissera graduellement au fur et à mesure que les molécules ne seront plus dans le plan des électrodes.

En observant les molécules avec un $\Delta\epsilon < 0$ sur la vue de dessus de la figure 34, nous pouvons observer que toutes les molécules sont orientées dans le même sens.

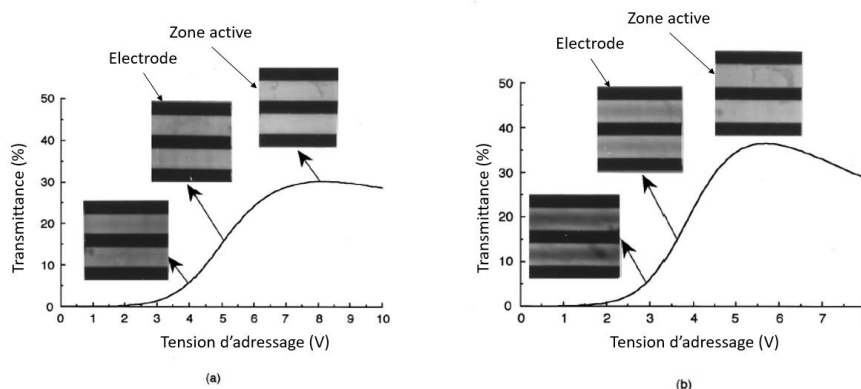


Figure 35 : Évolution de la transmittance moyenne et observation de l'intensité lumineuse dans le cas des molécules avec un $\Delta\epsilon < 0$ (a) et un $\Delta\epsilon > 0$ (b) [66]

Sur la figure 35, Oh-e et al. [66] ont comparé l'impact de l'orientation des molécules sur la transmission moyenne de la lumière. Oh-e et al. [66] ont montré ici que les molécules avec un $\Delta\epsilon < 0$ permettent d'obtenir des transitions plus uniformes près des électrodes, grâce aux sensibilités des molécules à la composante horizontale du champ électrique que nous avons expliqué précédemment.

En analysant les zones actives, la transmittance moyenne évolue uniformément aux bords des électrodes et reste homogène dans l'espace dans le cas de la figure 35a. Le cas de la figure 35b montre une évolution de la transmittance plus rapide sur les bords des électrodes qu'au centre de l'espace interélectrodes.

Cela confirme bien la tendance qui a été expliquée sur figure 33 où un « défaut » au bord des électrodes dans le cas $\Delta\epsilon > 0$ est présent à cause de l'orientation des molécules.

Nous avons dans ce paragraphe abordé les différentes configurations de molécules possibles avec la technologie IPS. Nous avons pu discuter des différences entre les molécules à $\Delta\epsilon > 0$ et $\Delta\epsilon < 0$ au niveau des performances électro-optiques. Dans le prochain paragraphe, j'aborderai une évolution de la technologie IPS, la technologie FFS (Fringe Field Switching).

2.3.2 Étude de la technologie FFS "Fringe Field Switching"

Dans le cas des molécules avec un $\Delta\epsilon > 0$, il est obligatoire d'avoir des électrodes très espacées avec un pas très grand devant l'épaisseur de la cellule. Cela permet d'avoir des zones où le champ électrique est horizontal, et d'avoir une molécule complètement à l'horizontal. Nous avons vu, dans le paragraphe précédent, que cela permet de minimiser les zones où les molécules présentent des défauts d'alignement et de les cacher par une black matrix.

Cependant, cette obligation devient caduque lorsque des molécules possédant un $\Delta\epsilon < 0$ sont utilisées. C'est donc sur ce type de molécule que se base la technologie FFS. Cette technologie se présente comme une évolution de la technologie IPS-HA.

La mise en œuvre d'une telle technologie utilisant des électrodes très rapprochées devient possible grâce à l'utilisation de molécules avec un $\Delta\epsilon < 0$ [47]. Par la suite cette technologie a elle-même évolué et utilise aujourd'hui des molécules avec un $\Delta\epsilon > 0$. Ces molécules possèdent une plus grande anisotropie diélectrique en valeur absolue [67]. A l'inverse, les molécules à $\Delta\epsilon < 0$, malgré les avantages qu'elles apportent, possèdent une anisotropie diélectrique plus faible en valeur absolue.

Ce qui a pour conséquences d'augmenter le temps de réponse et la tension de seuil de la cellule. C'est pour cela que les évolutions du type FFS sont apparues. De plus, les molécules à $\Delta\epsilon > 0$ sont plus répandues dans le commerce.

La première génération de FFS fonctionne avec des cristaux liquides à $\Delta\epsilon < 0$. La figure 36 présente les différences entre les technologies IPS et FFS :

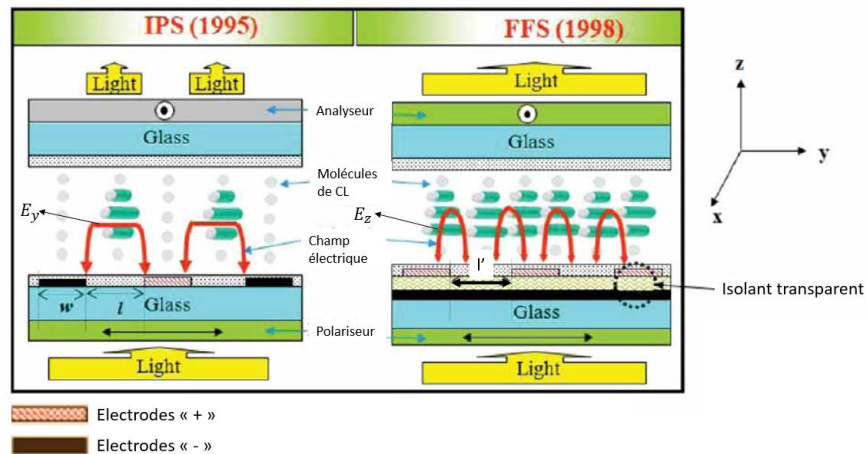


Figure 36 : Comparaison entre la technologie IPS et FFS [47]

La figure 36 présente le détail de deux cellules à CL pour la technologie IPS et FFS avec une lumière arrivant par le bas. La technologie IPS présente un champ électrique horizontal dominant (ici E_y) lorsque l'on s'éloigne des électrodes. La technologie FFS originelle a pour particularité d'avoir par des électrodes « + » et « - » très rapprochées de pas « l ». Les électrodes « + » sont représentées en rouge et une électrode « - » commune enterrée sous un isolant transparent est représentée en noir. La configuration des électrodes en deux niveaux pour la technologie FFS, impose que les électrodes soient transparentes dans le cas d'une cellule transmissive. La largeur des électrodes « w » n'a aucune influence ici car elle est identique sur les deux configurations.

Cette technologie permet d'exploiter l'avantage des molécules à $\Delta\epsilon < 0$. Sur la figure 36, nous pouvons observer des champs électriques en forme de parabole. Les électrodes sont très rapprochées, « l » est très petit. L'électrode « - » est enterrée ce qui implique que le champ électrique possède une forme parabolique. Cette fois-ci c'est la composante E_y qui est dominante.

La technologie FFS possède un autre avantage. Il s'agit de la compensation de l'effet de pixellisation. Sur la figure 36, la cellule possédant une technologie IPS voit uniquement sa molécule présente dans l'espace interélectrodes bouger et donc transmettre la lumière (molécules surlignées en vert sur la figure 36). Ce qui est indiquée par la lumière émergente qui est séparée en deux.

A l'inverse, la cellule utilisant la technologie FFS, grâce aux effets combinés des champs électriques paraboliques et des molécules possédant un $\Delta\epsilon < 0$, permet une orientation uniforme des molécules sur toute la longueur de la cellule et donc une transmittance uniforme. D'où une lumière émergente sur toute la cellule.

Les contraintes géométriques et physiques de chaque configuration sont résumées dans le tableau ci-dessous également présent dans l'article de Oh-e et al. [47] :

	IPS	FFS
l/d	> 1	< 1 ou 0
l/w	> 1	< 1 ou 0
Composante du champ électrique dominante	E_y	E_z
Type d'électrode	Métaux non transparent ou ITO (Oxyde d'indium-étain) : Conducteur transparent	ITO

Tableau 3 : Comparaison des caractéristiques géométriques et physique entre la technologie IPS et FFS [47]

Dans le tableau 3 nous pouvons observer au niveau des deux premières lignes, l'importance des contraintes géométriques de la cellule. Le ratio l/d , représente le ratio entre l'espace interélectrodes et l'épaisseur de CL. l/w représente le ratio entre l'espace interélectrodes et la largeur des électrodes.

Dans le cas de l'IPS Le premier ratio indique que l'espace interélectrodes est plus grand que l'épaisseur de CL (respectivement plus petit dans le cas du FFS). Cela a une conséquence sur la largeur « w » de l'électrode qui reste constante pour les deux configurations. Dans le cas du FFS, nous avons donc le paramètre « w » beaucoup plus grand que le paramètre « l », d'où la valeur du deuxième ratio.

Deux structures cellules à base de technologie FFS sont reportées et présentées dans la littérature [47][48].

La première est l'utilisation d'une configuration similaire à l'IPS classique en respectant les conditions de la technologie FFS du tableau 3.

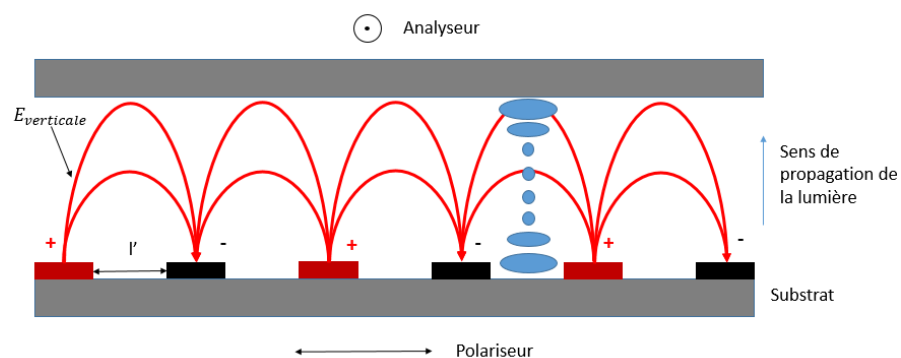


Figure 37: Configuration FFS avec toutes les électrodes sur un même plan

La figure 37 représente une configuration FFS où les électrodes « + » et « - » sont sur le même plan (sur le substrat où arrive la lumière). Les électrodes sont suffisamment rapprochées, la largeur « l » est du même ordre de grandeur que la largeur « l » de la figure 36 pour que les champs électriques obtenus soient paraboliques.

De plus, les molécules utilisées sont obligatoirement des molécules avec un $\Delta\epsilon < 0$. Nous pouvons l'observer au niveau de l'orientation des molécules, car elles sont perpendiculaires au champ électrique. Dans cette configuration, la composante $E_{verticale}$ est également dominante. Cette

composante couplée aux molécules possédant un $\Delta\epsilon < 0$ offrent tous les avantages du FFS détaillés précédemment.

La seconde, représentée sur le schéma de droite de la figure 36, consiste à utiliser une structure nommée « FOP : Finger On Plane ». Cette structure possède pour particularité, de placer l'électrode « - » (représentée en noir) en dessous des électrodes « + » (représenté en rouge). Les électrodes « - » et « + » sont séparées par une couche d'isolation transparente. Cette solution présente l'avantage d'avoir une meilleure transmittance : de l'ordre de 80% d'une cellule TN pour le premier modèle [48].

Les technologies IPS-HA et FFS ont été introduites et comparées. La technologie IPS-HA a subi de nombreuses évolutions dans le temps et propose maintenant une transmittance et un contraste bien meilleurs grâce à l'utilisation des électrodes transparentes et à l'optimisation du design des électrodes. La technologie FFS continue de s'améliorer et est devenue une technologie concurrente à la technologie IPS même si elle possède de nombreuses similitudes. Dans la partie suivante, nous analyserons pourquoi utiliser l'IPS dans des micro-SLM.

3. Micro-SLM transmissif à base de technologie IPS

Lorsque nous parlons de SLM pour la modulation d'amplitude, les afficheurs de grandes ou de petites tailles sont des applications qui nous viennent à l'esprit.

Dans la partie précédente, il a été montré que la technologie IPS était apparue en proposant de corriger les défauts inhérents aux technologies VA et TN : le contraste et un angle de vue faible.

Dans un second temps, les évolutions de l'IPS permettent d'en corriger les défauts. Nous pouvons citer [68][59] :

- Le décalage en couleur qui correspond à une modification des couleurs perçues par l'observateur pour un angle de vue particulier ;
- L'augmentation de la transmittance ;
- L'augmentation du contraste ;
- L'augmentation de l'angle de vue ;

Dans le domaine des micro-SLM, les LCOS (micro-SLM généralement réfléchifs), proposent des petits pixels [69] de l'ordre de 3 μm pour les plus petits [4].

Des micro-SLM sont fabriqués à partir de la technologie : high-temperature polysilicon (HTPS). Ceci permet de fabriquer les composants de la cellule sur un substrat de quartz au lieu d'un substrat de verre. Cette technique propose une haute résolution d'écran et d'y ajouter un circuit intégré dans le composant [70].

Une nouvelle méthode de fabrication permet d'utiliser un wafer de verre pour la fabrication de ces composants. Cette solution repose sur une méthode de fabrication sur wafer de silicium. Elle a été développée par la société Kopin et permet de créer des SLM avec une matrice active possédant de petits pixels [70]. Cette technique a été utilisée également au CEA pour fabriquer des cellules LCD à base de technologie IPS possédant des pixels de 5 μm initialement créés sur un wafer de silicium et reportés sur un wafer de verre [71].

Le principal avantage de l'IPS pour son utilisation dans le cadre d'un micro-SLM est de nature géométrique. Toutes les électrodes ainsi que le CMOS sont d'un seul côté du substrat. Cette

configuration permet de limiter des étapes technologiques pendant la fabrication après le transfert sur verre, contrairement aux autres technologies où il faut des électrodes sur chacun des substrats.

Dans le cas d'un micro-SLM, il est possible de diminuer l'amplitude du champ électrique entre les électrodes et donc la tension d'adressage en les rapprochant afin d'obtenir des petits pixels. L'avantage de l'IPS est ainsi gardé [50][57] en plus de la baisse de la tension d'adressage.

Pour l'IPS-HA, dans le cas d'une modulation d'amplitude, la transmittance est améliorée avec l'utilisation d'électrodes en ITO. En effet, la cellule avec des électrodes non transparentes possède des zones où la transmittance est nulle ce qui diminue la transmittance moyenne.

Un autre problème concerne l'orientation du champ électrique qui possède une composante verticale non négligeable au niveau des électrodes. À cause de cette composante, pour une cellule IPS-HA, nous avons vu qu'avec un $\Delta\epsilon > 0$ les performances en modulation d'amplitude sont très mauvaises au-dessus des électrodes.

4. Conclusion du chapitre

La technologie IPS a été introduite en présentant son design avec des électrodes interdigitées sur un même plan. Le nom de la technologie In-Plane Switching vient du fait que le mouvement des molécules s'effectue dans le même plan que les électrodes. Cette technologie est compatible avec différents types d'alignement (TN, VA ou HA) et deux types de CL : $\Delta\epsilon > 0$ et < 0 . La technologie IPS permet surtout de corriger des défauts d'autres technologies (TN et VA) en proposant un bon contraste et un bon angle de vue.

Deux comportements distincts se dégagent. Dans le cas des molécules possédant un $\Delta\epsilon > 0$, l'alignement des molécules présente un défaut d'alignement au-dessus des électrodes à cause de la composante verticale du champ électrique dominante. Ce défaut provoque une mauvaise transmittance. À l'inverse, pour des molécules avec un $\Delta\epsilon < 0$, ce défaut n'apparaît plus et la transmittance est homogène sur la longueur de la cellule. La technologie FFS, se présente comme une évolution de la technologie IPS et permet d'utiliser des molécules avec un $\Delta\epsilon < 0$ en diminuant le pas des électrodes tout en augmentant la transmittance. Néanmoins les molécules avec un $\Delta\epsilon < 0$ possèdent en valeur absolue une anisotropie diélectrique plus faible que celles avec un $\Delta\epsilon > 0$.

Dans le domaine des micro-SLM, les électrodes sur un même substrat offrent un avantage par rapport aux autres technologies, en particulier au niveau des étapes de fabrication. De plus, le fait de rapprocher les électrodes permet de diminuer la tension d'adressage à leurs bornes. Dans le chapitre suivant, nous étudierons les performances en modulation de phase de la technologie IPS.

Références

- [4] W. P. Bleha et L. A. Lei, « Advances in Liquid Crystal on Silicon (LCOS) spatial light modulator technology », 2013, p. 87360A.
- [26] P. Yeh et C. Gu, *Optics of liquid crystal displays*, 2nd ed., Updated ed. Hoboken, N.J: Wiley, 2010.
- [39] F. Treussart, « Cours optique anisotrope ENS CACHAN ». 2008.
- [46] R. A. Soref, « Field effects in nematic liquid crystals obtained with interdigital electrodes », *J. Appl. Phys.*, vol. 45, n° 12, p. 5466, 1974.
- [47] D. H. Kim, Y. J. Lim, D. E. Kim, H. Ren, S. H. Ahn, et S. H. Lee, « Past, present, and future of fringe-field switching-liquid crystal display », *J. Inf. Disp.*, vol. 15, n° 2, p. 99-106, avr. 2014.
- [48] I. W. Wu, D. L. Ting, et C. C. Chang, « Advancement in Wide-Viewing-Angle in LCDs », in *The 6th Int'l Display Workshops*, 1999, p. 383.
- [49] S. H. Lee *et al.*, « Rubbing-free, vertically aligned nematic liquid crystal display controlled by in-plane field », *Appl. Phys. Lett.*, vol. 71, n° 19, p. 2851, 1997.
- [50] S. Oka, M. Kimura, et T. Akahane, « Electro-optical characteristics and switching behavior of a twisted nematic liquid crystal device based upon in-plane switching », *Appl. Phys. Lett.*, vol. 80, n° 10, p. 1847, 2002.
- [51] R. Kiefer, B. Weber, F. Windscheid, et G. Baur, « In Plane Switching of nematic liquid crystals », *12th Int. Disp. Res. Conf. Jpn. Disp.*, p. 547-550, 1992.
- [52] M. Oh-E et K. Kondo, « The in-plane switching of homogeneously aligned nematic liquid crystals », *Liq. Cryst.*, vol. 22, n° 4, p. 379-390, avr. 1997.
- [53] M. OH-E, M. Ohta, et K. Kondo, « Physical Behavior Of Nematic Liquid Crystals Using the In-Plane Switching Mode », *Mol. Cryst. Liq. Cryst.*, 1997.
- [54] H. K. Shin, K.-H. Kim, T.-H. Yoon, et J. C. Kim, « Vertical alignment nematic liquid crystal cell controlled by double-side in-plane switching with positive dielectric anisotropy liquid crystal », *J. Appl. Phys.*, vol. 104, n° 8, p. 084515, 2008.
- [55] S. H. Hong, Y. H. Jeong, H. Y. Kim, H. M. Cho, W. G. Lee, et S. H. Lee, « Electro-optic characteristics of 4-domain vertical alignment nematic liquid crystal display with interdigital electrode », *J. Appl. Phys.*, vol. 87, n° 12, p. 8259, 2000.
- [56] W. Liu et others, « Electro-optical performance of a self-compensating vertically-aligned liquid crystal display mode », *Jpn. J. Appl. Phys.*, vol. 38, n° 5R, p. 2779, 1999.
- [57] Y. Sun, H. Ma, et Z. Zhang, « A super-twisted nematic liquid crystal device based upon in-plane switching », 2005, p. 267.
- [58] G. Baur, R. Kiefer, H. Klausmann, et F. Windscheid, « In-Plane Switching: A Novel Electro-optic Effect », *Liq. Cryst. Today*, vol. 5, n° 3, p. 12-13, sept. 1995.
- [59] K. Ono et H. Matsukawa, « Practical progress of IPS photo alignment technology », in *Active-Matrix Flatpanel Displays and Devices (AM-FPD), 2014 21st International Workshop on*, 2014, p. 13-16.
- [60] K. Ono *et al.*, « 66.2: Invited Paper: New IPS Technology Suitable for LCD-TVs », in *SID Symposium Digest of Technical Papers*, 2005, vol. 36, p. 1848-1851.
- [61] K. Ono, I. Mori, M. Ishii, Y. Ooishi, et T. Furuhashi, « 69.5: Invited Paper: Progress of IPS-Pro Technology for LCD-TVs », in *SID Symposium Digest of Technical Papers*, 2006, vol. 37, p. 1954-1957.
- [62] J. Heo, J.-W. Huh, et T.-H. Yoon, « Fast-switching initially-transparent liquid crystal light shutter with crossed patterned electrodes », *AIP Adv.*, vol. 5, n° 4, p. 047118, avr. 2015.
- [63] X. H. Xiduo Hu, Y. S. Yubao Sun, G. Y. Guoqiang Yang, Y. X. Ying Xiang, et J. F. Junsheng Feng, « Homogeneous-aligned high-transmission and fast-response liquid crystal display with three-layer electrodes », *Chin. Opt. Lett.*, vol. 10, n° 1, p. 011601-11603, 2012.
- [64] T. Matsushima, K. Okazaki, Y. Yang, et K. Takizawa, « 43.2: New Fast Response Time In-Plane Switching Liquid Crystal Mode », in *SID Symposium Digest of Technical Papers*, 2015, vol. 46, p. 648-651.

- [65] T. Zenzou, « IPS-TFT-LCDs Technology Trends », présenté à Asia Display, Japan, 2004.
- [66] M. Oh-e, M. Yoneya, et K. Kondo, « Switching of negative and positive dielectro-anisotropic liquid crystals by in-plane electric fields », *J. Appl. Phys.*, vol. 82, n° 2, p. 528, 1997.
- [67] Y. Chen, Z. Luo, F. Peng, et S.-T. Wu, « Fringe-Field Switching with a Negative Dielectric Anisotropy Liquid Crystal », *J. Disp. Technol.*, vol. 9, n° 2, p. 74-77, févr. 2013.
- [68] M. Oh-e et K. Kondo, « Electro-optical characteristics and switching behavior of the in-plane switching mode », *Appl. Phys. Lett.*, vol. 67, n° 26, p. 3895, 1995.
- [69] M. Kujawińska, R. Porras-Aguilar, et W. Zaperty Warsaw, « LCoS spatial light modulators as active phase elements of full-field measurement systems and sensors », *Metrol. Meas. Syst.*, vol. 19, n° 3, p. 445–458, 2012.
- [70] *Oled microdisplays*. Hoboken, NJ: ISTE Ltd/John Wiley and Sons Inc, 2014.
- [71] F. Templier *et al.*, « Development of 5 μm -Pixel Pitch Active-Matrix for Transmissive LCD Picoprojector », présenté à IDW, Japan, 2012.

Chapitre 3 : Modulation de phase et déviation de faisceau avec un SLM à base de technologie IPS

1. Introduction

Après avoir décrit le fonctionnement et le comportement de la technologie en modulation d'amplitude, le fonctionnement en modulation de phase sera étudié dans ce nouveau chapitre. Un travail de simulation a été réalisé avec les 3 alignements détaillés dans le chapitre précédent.

Les annexes 1 et 2 contiennent la théorie nécessaire à l'analyse des résultats.

Dans un premier temps, le logiciel utilisé pour les simulations ainsi que le protocole de simulation associé seront décrits. Par la suite, les performances en modulation de phase des trois alignements utilisant la technologie IPS (détaillés dans le chapitre précédent) seront présentées. Une fois la meilleure configuration retenue, nous étudierons une application de cette technologie en tant que déviateur de faisceau.

Enfin, une étude système consistera à intégrer le SLM conçu dans un système optique bio-inspiré. L'étude consistera à comparer les performances d'un système à base de lentilles sans SLM avec un système comprenant des lentilles et un SLM.

2. Description du logiciel et des protocoles de test

Le travail de simulation a été effectué avec le logiciel LCDMaster 2D de la société Shintech. Ce logiciel permet de simuler le fonctionnement des cellules à cristaux liquides (en 1D, 2D ou 3D). Il utilise les équations d'Oseen-Franck [72] qui définissent le comportement mécanique des molécules et les matrices de Jones pour les résultats électro-optiques [26].

Grâce aux modules intégrés au logiciel, il est possible de simuler des designs de cellule complexe. Ceci est idéal pour reproduire des topologies ou des formes réelles d'électrodes et/ou d'isolant à l'intérieur d'une cellule. De plus, sa base de données évolutive sur les matériaux permet d'utiliser les paramètres physiques de chaque composant.

Nous pouvons également gérer l'environnement de la cellule, par exemple :

- En ajoutant des polariseurs ;
- Contrôler les propriétés de la lumière incidente ;
- Les indices optiques du milieu entourant la cellule ;
- L'angle de vue.

Les fonctionnalités qui nous intéressent sont ici la visualisation en temps réel du comportement des molécules, du champ électrique et des lignes de champs. Nous analyserons également les résultats électro-optiques comme la visualisation de la transmittance ou du déphasage.

Les configurations à simuler sont les configurations IPS-HA, VA et TN. Les performances en modulation de phase de ces trois technologies seront calculées par simulation. Si nécessaire, les architectures de base présentées dans le chapitre 2 seront modifiées afin d'augmenter les performances en modulation de phase.

Premièrement, une des propriétés des ondes sinusoïdales avec lesquelles nous travaillons est qu'elles sont 2π périodiques. Dans le cas d'une modification d'un front d'onde, cette propriété permet d'effectuer des corrections limitées à une fois la longueur d'onde de travail et donc d'avoir un déphasage de 2π [73].

Commençons donc par décrire la configuration qui sera mise en œuvre pour obtenir une modulation de phase pure (sans modifier l'amplitude de sortie du SLM). Cette configuration sera implémentée sur le logiciel de simulation. Celle-ci se résume sur schéma de la figure 38 ci-dessous :

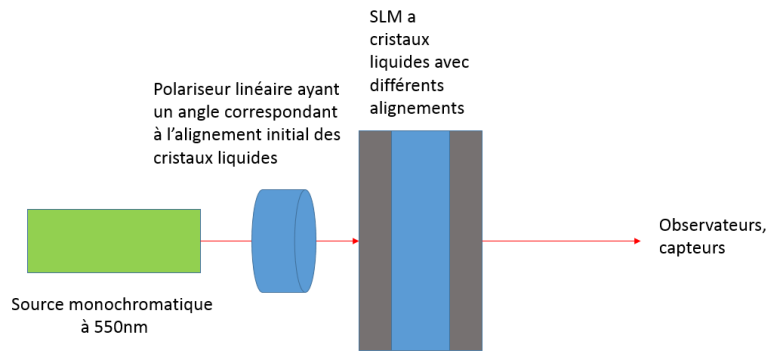


Figure 38 : Montage optique permettant d'obtenir une modulation de phase avec un SLM à cristaux liquides

Pour obtenir une modulation de phase pure (modulation de phase anisotrope sans aucune modification de l'intensité), il est nécessaire que le SLM soit placé devant un polariseur linéaire pour être en lumière polarisée. Comme nous l'avons vu dans le chapitre 2, le polariseur doit avoir un angle identique à l'orientation initiale des cristaux liquides. Sous LCDMaster, nous allons observer le comportement de la lumière et de ses caractéristiques à la sortie de la cellule.

La source sera monochromatique avec une longueur d'onde définie. La longueur d'onde est choisie à 550 nm car les paramètres des cristaux liquides, en particulier la biréfringence, sont souvent donnés pour cette longueur d'onde. En l'absence du polariseur de sortie, seule la phase est impactée. L'intensité lumineuse reste, quant à elle, inchangée. Comme décrit dans la partie modulation de phase au chapitre 1 (partie 2.4.1), l'orientation des molécules sera directement liée à la variation d'indice.

Dans le cas d'une configuration homéotrope, le comportement de la modulation de phase anisotrope est connu. Comme nous pouvons voir dans l'équation (1.2) que nous réécrivons ci-dessous, les paramètres de la cellule influent sur celle-ci. En effet, d'après l'équation définie au chapitre 1, le déphasage s'exprime par :

$$\Delta\phi = \frac{2\pi}{\lambda} \left(\int_0^d n(\theta) dy - n_o d \right)$$

Le déphasage maximal obtenu est donc :

$$\Delta\phi_{max} = \frac{2\pi d \Delta n}{\lambda} \quad (3.1)$$

Où θ : Représente l'angle de rotation des cristaux liquides par rapport à la position initiale.

Dans notre cas, la longueur d'onde λ est constante, les paramètres qui seront modifiés sont :

- La biréfringence maximale du cristal liquide Δn ;
- L'épaisseur de la cellule d ;
- Les paramètres mécaniques du cristal liquide (K_1 , K_2 , K_3 et γ) que l'on peut choisir en changeant la référence des cristaux liquides ;
- Les paramètres géométriques de la cellule (position et taille des électrodes ainsi que l'espacement entre celles-ci) ;
- La tension d'adressage V des électrodes car ($\theta=f(V)$).

Au vu de toutes les configurations étudiées, nous aurons donc deux cas possibles :

- 1^{er} cas : Si la polarisation est parallèle à l'un des axes propres de la molécule, un retard de phase apparaîtra lorsque celles-ci se mettront en mouvement ;
- 2^{ème} cas : Il s'agit du cas général, ou il y aura projection du vecteur polarisation sur les deux axes propres des molécules et donc modulation de phase relative.

La longueur du pixel est fixée à 5 μm pour rester dans le domaine des microdisplays. Notons également qu'il existe une dépendance angulaire de la biréfringence. Tous les travaux présentés dans la suite de ce manuscrit ont été effectués avec une lumière arrivant en incidence normale.

Le logiciel permet de réaliser des simulations en régime statique. Les résultats électro-optiques (transmittance, déphasage, luminance) sont exprimés en fonction de la tension d'adressage et non en fonction du temps.

Le protocole de simulation est le suivant :

- Dans un premier temps, nous avons simulé le comportement d'une cellule pour une grande plage de tension et pour différentes épaisseurs de cristaux liquides afin de trouver le couple (épaisseur, tension) donnant le déphasage maximal.
- Par la suite, en utilisant l'épaisseur trouvée précédemment, les paramètres géométriques (épaisseur et largeur) des électrodes ont été modifiés pour vérifier leur impact sur le déphasage.
- Une dernière série de simulations a été effectuée uniquement pour la configuration proposant le couple déphasage/tension d'adressage le plus pertinent. Des simulations en régime dynamique (régime où nous obtenons les résultats électro-optiques en fonction du temps pour une plage de tension donnée) afin de mesurer le temps de commutations des molécules seront alors réalisées.

3. Caractérisation des performances des 3 variantes de l'IPS

3.1. Choix des paramètres

3.1.1. Paramétrage géométrique de la cellule.

Pour pouvoir caractériser les performances en modulation de phase, nous allons détailler l'implémentation des 3 configurations dans le logiciel.

La configuration IPS étant commune aux 3 types d'alignement, seul l'alignement à l'état initial des molécules change. Il est donc possible de créer une structure commune pour les 3 alignements.

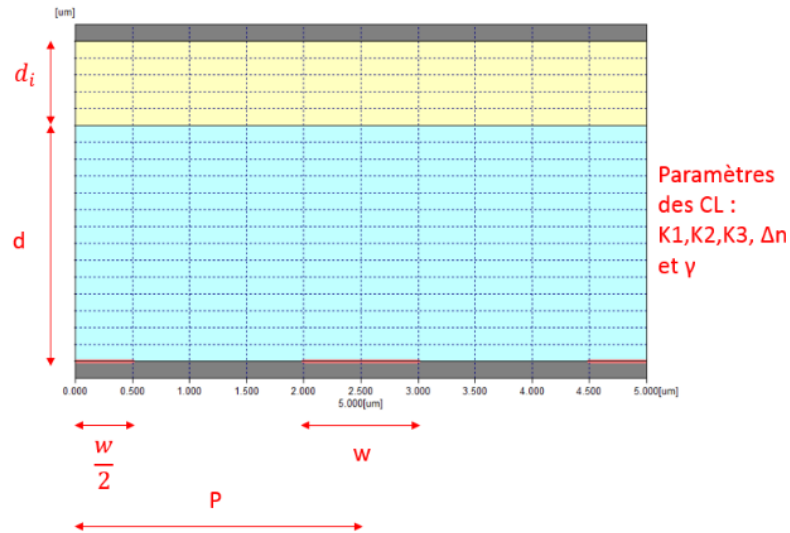


Figure 39 : Schéma de la cellule IPS étudiée en simulation

Une cellule IPS de base est représentée sur la figure 39, les électrodes sont représentées en rouge, la couche de cristal liquide en bleu et l'isolant en jaune.

Nous avons négligé ici l'épaisseur des électrodes qui augmente le temps de calcul sans modifier les résultats finaux.

Les paramètres géométriques de la cellule sont donc :

- d_i : Épaisseur d'isolant sous le substrat du haut ;
- d : Épaisseur de la couche de cristaux liquides ;
- w : Largeur des électrodes ;
- P : Pas des électrodes.

Les zones en grises sont les substrats de verre que nous fixons ici à 1 mm d'épaisseur. L'épaisseur d_i permet de simuler une éventuelle électrode verticale non adressée.

La différence entre les 3 configurations provient des orientations initiales des molécules (twist, prétwist). Sous LCDMaster, les paramètres d'orientation des molécules sont résumés sur les schémas de la figure 40 ci-dessous :

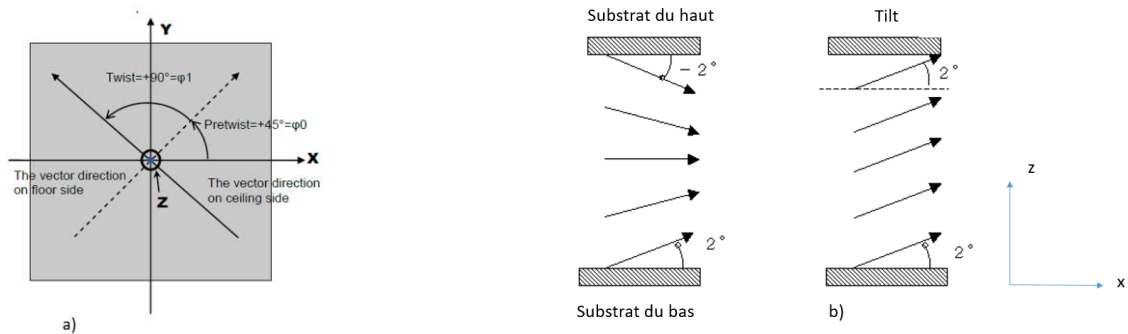


Figure 40 : Configuration du prétilt (b) et prétwist (a) sous LCDMaster

La figure 40 définit comment l'alignement des molécules à l'état initial est implémenté sous LCDMaster ainsi que les repères fixes et non fixes utilisés.

Sur la figure 40a, il est représenté la vue de dessus du substrat du bas. La figure 40b, représente une vue de côté d'une cellule à cristaux liquides représentée uniquement par le substrat du haut et du bas.

Dans un repère fixe (x,y,z) nous pouvons définir :

- Le pré-twist qui se définit comme la position angulaire des molécules sur le plan (x,y) sur le substrat du bas (celui par lequel arrive la lumière) à l'état initial ;
- Le twist qui représente le mouvement de torsion des molécules entre le substrat du bas et du haut ;
- Le pré-tilt qui, quant à lui, correspond à l'angle que font les molécules dans le plan (x,z) par rapport au substrat, c'est-à-dire l'alignement vertical. Il peut être positif ou négatif comme indiqué sur la figure 40b.

Les configurations étudiées seront faites en « normally black », ce qui aura une influence sur la position des polariseurs.

Les 3 alignements vont donc être implémentés de la manière suivante :

Configuration 1 : IPS-HA

Molécules avec un $\Delta\epsilon > 0$:

- Polariseur d'entrée à 93° ;
- Pré-twist de 93° (90° d'alignement initial + 3° supplémentaire pour forcer les molécules à s'orienter dans le sens trigonométrique) ;
- Pré-tilt à 0° .

Molécules avec un $\Delta\epsilon < 0$:

- Polariseur d'entrée à 3° ;
- Pré-twist de 3° (0° d'alignement initial + 3° supplémentaire pour forcer les molécules à s'orienter dans le sens trigonométrique) ;
- Pré-tilt à 0° .

Configuration 2 : IPS-VA

Molécules avec un $\Delta\epsilon > 0$:

- Polariseur d'entrée à 45° ;
- Pré-twist à 0° ;
- Pré-tilt des molécules à 88° sur les deux substrats (90° d'alignement initial - 2° supplémentaire pour forcer les molécules à s'orienter dans le même plan que le champ électrique).

Configuration 2 : IPS-TN

Molécules avec un $\Delta\epsilon > 0$:

- Polariseur d'entrée est à 93° ;
- Pré-twist de 93° (90° d'alignement initial + 3° supplémentaire pour forcer les molécules à s'orienter dans le sens trigonométrique) ;
- Twist à 90° ;

- Pré-tilt à 0°.

Molécules avec un $\Delta\epsilon < 0$:

- Polariseur d'entrée est à 3° ;
- Pré-twist de 3° (0° d'alignement initial + 3° supplémentaire pour forcer les molécules à s'orienter dans le sens trigonométrique) ;
- Twist à 90° ;
- Pré-tilt à 0°.

L'ancrage des molécules consiste à traiter une surface (ici les deux substrats) afin que les molécules qui y sont en contact restent à une valeur de pré-twist et de pré-tilt fixes pour toute valeur de tension. Cela correspond à un ancrage dit « fort ». Il y a également la possibilité de choisir un ancrage « faible », ou le couple pré-twist/pré-tilt varie légèrement en fonction du champ électrique et donc de la tension.

Nous choisissons ici un ancrage « fort ». Cela signifie que l'énergie surfacique d'ancrage s'exprimant en J/m^2 est suffisamment élevée pour que les molécules proches des bords de la cellule restent dans leur position initiale (ou bougent très peu).

Sur la figure 39, lorsque nous sommes au bord de la cellule (au point 0 μm et 5 μm). Le logiciel nous offre plusieurs possibilités de conditions limites.

La première est de mettre une limite physique à la cellule et donc de stopper le champ électrique ainsi que les équipotentielles au bord de la cellule. Ce mode est appelé « Neumann » ;

La seconde est d'imposer comme condition limite au logiciel, une répétition « virtuelle » de la cellule au niveau des bords de la cellule. Ce mode est nommé « Periodic ». Cette condition limite a pour effet de prolonger le champ électrique et par conséquent les équipotentielles. Il permet d'avoir un champ non nul sur les bords de la cellule désignée. Cette condition limite a pour effet de répéter virtuellement le motif désigné et affiché à l'écran.

Les simulations s'effectueront sur un seul pixel, nous faisons en sorte que le logiciel travaille avec un motif qui se répète en activant le mode « Periodic ».

Les simulations s'effectuent par la méthode des éléments finis (FEM en anglais) en subdivisant la cellule en grand nombre d'éléments formant une grille (mesh en anglais). Le nombre de subdivisions est à choisir en fonction de la précision des résultats souhaités, de la complexité et de l'espacement des éléments de la cellule.

Une fois la cellule définie et le calcul effectué, le logiciel renvoie le déphasage à n'importe quel point de la cellule. Nous avons vu au chapitre précédent que pour une configuration de type IPS (peu importe l'orientation des molécules), le mouvement des molécules est optimal lorsque nous sommes équidistants entre les deux électrodes d'adressage.

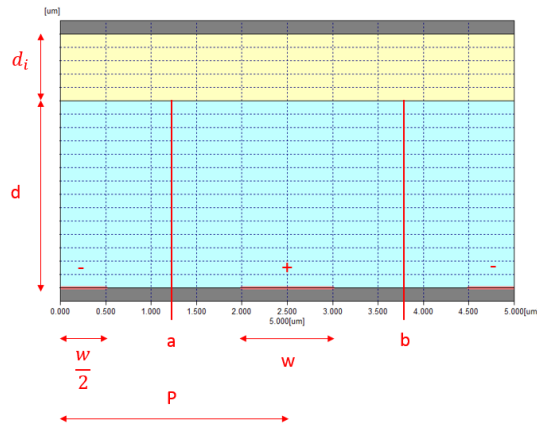


Figure 41 : Point de mesure du déphasage de la cellule

La figure 41, reprend la configuration introduite sur la figure 40 en y rajoutant la polarisation des électrodes et les points de mesures. Les points « a » et « b » situés au milieu de l'espace interélectrodes, représentent les points de mesures où le déphasage est maximal. Les résultats de mesures de déphasage présentés par la suite seront toujours mesurés sur le point a ou b. Dans le cas contraire, la zone où seront faites les mesures sera indiqué. Cela se produira principalement pour la configuration IPS-VA.

Sur la figure 41, nous pouvons observer que le pixel a été décomposé en deux sous pixels de 2,5 μm chacun (longueur du pas des électrodes), car, il y a une électrode « + » positionnée au milieu de la cellule et une électrode « - » positionnée sur chaque bord. Ce choix a été défini pour obtenir les meilleures performances en fournissant la tension la plus faible possible. La largeur des électrodes sera choisie ici à 1 μm et sera diminuée par la suite.

Nous ferons varier l'épaisseur de CL entre 1 μm et 6 μm par pas de 0,2 μm . Cette grande plage d'épaisseur permettra d'obtenir un panel de comportements différents. Au-delà de 6 μm , nous estimons que le temps de réaction des molécules est trop élevé. Enfin, l'épaisseur d_i est choisie à 0,5 μm . Celle-ci sera constante pour l'ensemble des configurations.

3.1.2. Choix des matériaux, des cristaux liquides et des paramètres associés

Le choix du matériau composant les électrodes s'est porté sur un matériau non transparent. Des électrodes non transparentes, suffisamment larges, permettrons de masquer les zones où le déphasage sera plus faible. Ces zones correspondent à des défauts d'orientation des molécules abordés au chapitre 2 qui sont liés au comportement parabolique du champ électrique. Avec toutes les contraintes citées précédemment, notre choix s'est porté sur le cuivre. Le choix du matériau isolant, le SiO_2 , est conditionné par la contrainte de transparence.

Nous avons décidé de choisir des cristaux liquides standards du commerce. Pour les cristaux avec un $\Delta\epsilon > 0$, plusieurs caractéristiques de cristaux liquides dont celles du MLC-2062, le 5CB ou encore le

E7 ont été comparées. Ce sont donc les cristaux liquides E7 de Merck qui ont été choisis pour leur bonne biréfringence (0,23 à 550 nm). Les paramètres mécaniques et électriques sont :

Constantes élastiques	Valeurs
K11 (splay)	11,1 pN
K22 (twist)	6,8 pN
K33 (bend)	16,9 pN
Constantes diélectriques	
$e_{parallèle}(e_p)$	19,6
$e_{perpendiculaire}(e_s)$	5,1
Viscosité rotationnelle	
γ	0,25 Pa.s

Tableau 4 : Paramètres électro-optiques et mécaniques des cristaux liquides E7

Sur le tableau 4, nous retrouvons l'anisotropie diélectrique $\Delta\epsilon = (e_p - e_s)$ positive valant 14.5, les constantes K11, K22 et K33 ainsi que la viscosité rotationnelle valant 0,25 Pa.s. Ces trois constantes sont une autre notation des constantes « k1, k2 et k3 » abordés dans le chapitre 1. Le $\Delta\epsilon$ détermine la tension de seuil où la transmittance de la cellule commence à évoluer et donc le déphasage. De plus, les constantes mécaniques sont importantes en régime dynamique notamment au niveau des temps de réponses.

Pour un cristal liquide nématique, l'anisotropie diélectrique se décompose en deux composantes de la même manière que l'anisotropie optique [26].

- $e_{parallèle} (e_p)$ correspond à la constante diélectrique au niveau de l'axe long de la molécule, axe correspondant à l'indice extraordinaire (n_e) ;
- $e_{perpendiculaire} (e_s)$ correspond à la constante diélectrique au niveau de l'axe court de la molécule, axe correspondant à l'indice ordinaire (n_o) ;

En appliquant les mêmes contraintes pour les cristaux liquides commerciaux avec un $\Delta\epsilon < 0$, nous avons choisi pour les simulations, les cristaux MLC-6682 de Merck dont les caractéristiques sont résumées dans le tableau ci-dessous :

Constantes élastiques	Valeurs
K11 (splay)	13,1 pN
K22 (twist)	10,0 pN
K33 (bend)	12,8 pN
Constantes diélectriques	
$\epsilon_{\text{parallèle}}(\epsilon_p)$	3,8
$\epsilon_{\text{perpendiculaire}}(\epsilon_s)$	6,7
Viscosité rotationnelle	
γ	0,108 Pa.s

Tableau 5 : Paramètres électro-optiques et mécaniques des cristaux liquides MLC-6682

Sur le tableau 5, nous retrouvons l'anisotropie diélectrique négative valant -2,9, les constantes K11, K22 et K33 ainsi que la viscosité rotationnelle valant 0,108 Pa.s. La biréfringence à 550 nm est de 0,098.

Notons ici que la biréfringence du MLC-6682 est largement inférieure à celle du CL avec un $\Delta\epsilon > 0$ (l'E7). Nous devrions donc nous attendre à un déphasage beaucoup plus faible.

Nous retrouvons ici de manière plus générale, des valeurs plus faibles des paramètres importants d'un cristal liquide, ce qui est généralement le cas pour les molécules possédant un $\Delta\epsilon < 0$.

3.2. Protocole d'analyse mathématiques des configurations

Avant de passer en revue chaque configuration, nous allons dans cette partie expliquer quels outils mathématiques seront utilisés pour analyser le comportement du déphasage. Comme nous l'avons expliqué en introduction, les détails de chaque méthode sont détaillés dans l'annexe 1.

Sous LCDMaster, nous avons accès à plusieurs outils mathématiques permettant d'étudier l'évolution de la polarisation et du déphasage. Certains permettent d'obtenir les mêmes informations. Cependant, nous verrons que pour certaines configurations, l'utilisation d'un seul outil ne permet pas d'expliquer le comportement du déphasage.

Dans un premier temps, nous tracerons le déphasage en même temps que l'évolution de l'amplitude des deux composantes du champ électrique de la lumière traversant la cellule. Elles seront nommées $E_{\text{parallèle}}$ et $E_{\text{perpendiculaire}}$. Une analyse de l'évolution des courbes permettra d'expliquer le comportement du déphasage.

Si les courbes ne nous donnent pas d'informations, nous analyserons l'évolution de l'état de polarisation. Celui-ci dans le cas le plus général est elliptique et peut également être rectiligne ou circulaire. Ces différents états correspondent à des dégénérescences de l'ellipse.

Pour analyser l'évolution de l'état de polarisation, nous pouvons analyser le rapport entre le grand axe et le petit axe. Sous LCDMaster, ce rapport est appelé « ratio of polarization ellipse ». En plus de l'analyse de ce ratio, nous pourrions éventuellement nous également analyser l'état de polarisation à une tension donnée.

Enfin, si les outils cités précédemment ne permettent pas d'expliquer le comportement du déphasage, nous utiliserons la sphère de Poincaré.

3.3. Configuration IPS-HA

Dans le chapitre 2, nous avons vu que la configuration homogène consiste à avoir des molécules parallèles aux substrats toutes orientées dans le même sens à l'état initial.

Dans notre étude nous allons tout d'abord vérifier si un déphasage de 2π peut être obtenu pour une tension faible. Par la suite, uniquement si cette condition est respectée, nous analyserons les courbes de déphasage en fonction de la tension d'adressage et du temps.

Pour cela, nous devons définir les temps de montée et de descente d'une cellule IPS-HA en modulation d'amplitude. Ces définitions sont extrapolables en modulation de phase. Pour ce type de cellule, de telles équations existent en utilisant les paramètres que nous avons défini précédemment par [52] :

$$t_{on} = \frac{\gamma_1}{\epsilon_0 |\Delta\epsilon| E^2 - \frac{\pi^2}{d^2} K_2} \quad (3.2)$$

Et

$$t_{off} = \frac{\gamma_1 d^2}{\pi^2 K_2} \quad (3.3)$$

Le temps de réponse est défini par $t_{réponse} = t_{on} + t_{off}$ et E représente la valeur du champ électrique en (V/m).

Pour une modulation d'amplitude et pour une configuration « normally black », le temps de réponse détermine le temps qu'il faut pour passer d'un état noir (transmittance nulle) à l'état blanc (transmittance maximale) puis inversement.

Le même raisonnement peut également être appliqué en modulation de phase, car l'évolution des molécules dépend toujours des mêmes paramètres. Ici, il s'agira du temps qu'il faut pour passer de l'état de phase à $t=0$ à l'état de phase lorsque les molécules auront terminé leur mouvement (régime établi).

La tension de seuil, quant à elle, correspond à la tension nécessaire pour que la force électrique surpasse la force mécanique agissant sur les molécules et à partir duquel les molécules commencent à bouger grâce au champ électrique.

Pour ce type de cellule et en utilisant les paramètres de la figure 41, la tension de seuil s'écrit [52] :

$$V_{th} = \frac{\pi(P-w)}{d} \sqrt{\frac{K_2}{\epsilon_0 |\Delta\epsilon|}} \quad (3.4)$$

Notons que cette équation est donc valable que ce soit pour un $\Delta\epsilon > 0$ et pour un $\Delta\epsilon < 0$. Nous retrouvons également une dépendance avec la constante élastique de twist K_2 . En se basant sur les paramètres de la figure 40, l'espace interélectrodes est noté ici : « P-w ». Nous pouvons donc observer que la tension de seuil est directement proportionnelle à l'espace interélectrodes.

L'épaisseur « d » est également un paramètre important qui apparaît dans chaque équation. S'il est trop élevé, le temps nécessaire pour obtenir un déphasage sera long mais la tension de seuil

correspondante sera plus faible. De plus, une tension trop élevée sera très difficile à obtenir dans un cas réel car un circuit d'adressage de type de CMOS est limité en tension.

Nous avons pu observer que les paramètres : V_{th} , t_{on} et t_{off} dépendent de la constante de twist K_2 , car les molécules subissent un mouvement de types twist lors de leur mouvement. Cela se remarque particulièrement sur les extrémités de la cellule.

Néanmoins, LCDMaster utilise une définition différente des constantes diélectriques. Pour un cristal liquide $\Delta\epsilon$ se définit par :

$$\Delta\epsilon = (\epsilon_{parallèle} - \epsilon_{perpendiculaire})\epsilon_0 \quad (3.5)$$

Sous LCDMaster, les constantes diélectriques sont définies par : $\frac{\epsilon_{perpendiculaire}}{\epsilon_0}$ et $\frac{\epsilon_{parallèle}}{\epsilon_0}$. Elles sont donc normalisées par ϵ_0

La formule (3.5) peut être simplifiée par :

$$V_{th} = \frac{\pi(P - w)}{d} \sqrt{\frac{K_2}{|\Delta\epsilon|}} \quad (3.6)$$

Le même raisonnement peut être fait pour les formules (3.3) et (3.4).

Dans LCDMaster, les équations (3.4) et (3.5) ont donc été implémentées en les normalisant par la constante diélectrique du vide (par exemple l'équation (3.6)).

3.3.1. Configuration avec des molécules possédant un $\Delta\epsilon > 0$

La première partie de l'étude consiste à se placer en régime statique. Le déphasage que l'onde émergente a accumulé en fonction de l'épaisseur de la cellule y est analysé.

Pour cela, nous avons d'abord tracé l'évolution du déphasage de l'onde émergente de la cellule pour une plage de tension allant de 0V à 60V. Nous faisons le choix de choisir une plage de tension élevée car cela nous permet d'être contraint uniquement par le choix du CL et les paramètres géométriques de la cellule. La différence entre le déphasage correspondant à la tension maximale et la tension minimale donnera le déphasage maximum que la cellule peut fournir.

Prenons l'exemple du cas où $d = 1 \mu\text{m}$ pour expliquer le calcul du déphasage accumulé par la cellule.

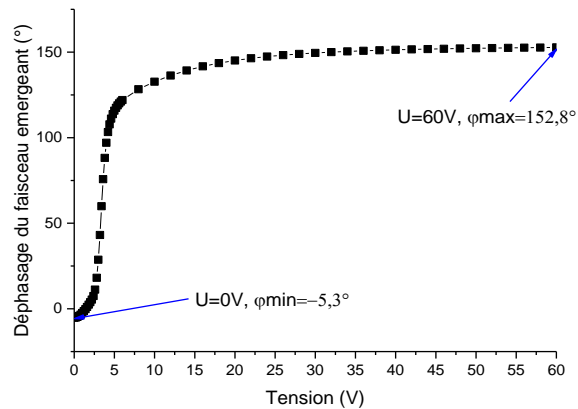


Figure 42 : Évolution de la phase du faisceau émergent de la cellule LCD pour $d=1 \mu\text{m}$

La figure 42 représente le déphasage qu'a accumulé l'onde émergente de la cellule en fonction de la tension. Le déphasage du faisceau émergent correspond au déphasage entre les composantes $E_{\text{parallèle}}$ et $E_{\text{perpendiculaire}}$ du champ électrique (cf annexe 1). Ces deux composantes correspondent à la projection du champ électrique de la lumière incidente sur les deux axes privilégiés du CL.

Sur cet exemple, nous pouvons observer une fonction croissante présentant une forte augmentation jusqu'à atteindre un palier. La courbe atteint son maximum pour une tension de 45V. Avant le maximum, le déphasage maximal est contraint par la tension d'adressage. Lorsque le déphasage n'évolue plus, nous en déduisons qu'il est contraint par le CL ainsi que les paramètres géométriques de la cellule.

Le déphasage entre les deux composantes est une fonction comprise entre $-\pi$ et π modulo 2π , comme nous pouvons le voir sur la figure 42. En analysant cette courbe, nous pouvons observer qu'elle passe d'un retard de phase entre les composantes $E_{\text{parallèle}}$ et $E_{\text{perpendiculaire}}$ à une avance de phase pour une tension élevée.

Les conditions d'obtention des différentes polarisations ont été démontrées dans l'annexe 1 ainsi que les outils d'analyse du déphasage. Ce retard de phase est dû à l'onde incidente (après le polariseur) qui n'est pas parfaitement polarisée rectilignement (correspondant à un déphasage nul ou de 180°). Nous pouvons observer que le déphasage à l'origine (0V) est proche de zéro, ce qui correspond à une polarisation légèrement elliptique. Ce problème peut néanmoins être réglé en augmentant l'épaisseur du polariseur ou de la cellule. Cela ne change pas la valeur du déphasage accumulé par la cellule. Le choix du polariseur et de l'analyseur s'est porté sur le HLC2-5618 d'une épaisseur de $20 \mu\text{m}$.

Pour obtenir le déphasage que fournit la cellule ($\Delta\varphi_{\text{Cellule}}$), il faut effectuer le calcul suivant :

$$|\varphi_{\text{max}} - \varphi_{\text{min}}| = \Delta\varphi_{\text{Cellule}} \quad (3.7)$$

φ_{max} est choisie afin de correspondre à une tension de 60V même si le déphasage se stabilise avant cette valeur. La valeur de φ_{min} est choisie pour une tension de 0V.

Dans notre exemple, nous trouvons $\Delta\varphi_{\text{Cellule}} \approx 158^\circ$. C'est cette valeur de déphasage que peut fournir la cellule LCD pour une épaisseur $d=1 \mu\text{m}$ et qui sera tracée par la suite pour les autres épaisseurs en fonction de l'épaisseur de la cellule.

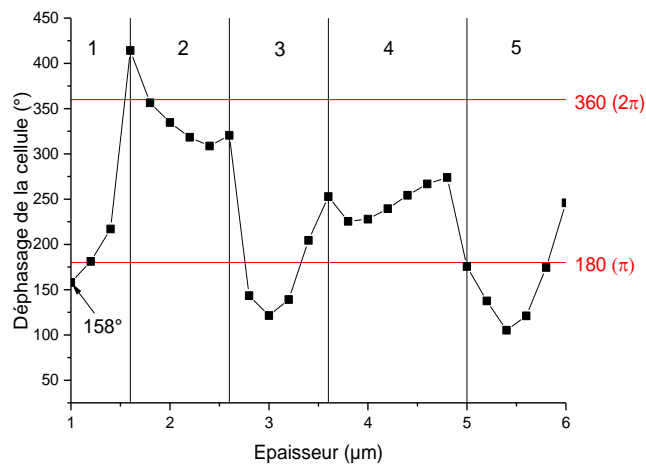


Figure 43 : Évolution du déphasage maximum en valeur absolue de la cellule en fonction de l'épaisseur de celle-ci (IPS-HA, $\Delta\epsilon > 0$)

La figure 43 représente l'évolution du déphasage en valeur absolue qu'offre la cellule en fonction de l'épaisseur (allant de 1 μm à 6 μm par pas de 0,2 μm). Nous verrons, par la suite, que pour certaines épaisseurs, le déphasage fourni par la cellule est négatif. L'origine de ce déphasage négatif sera expliquée dans la suite du chapitre. Nous nous intéressons ici qu'à la valeur absolue du déphasage.

Une analyse rapide de la courbe de la figure 43 nous indique un comportement non linéaire du déphasage. Nous nous éloignons donc du déphasage supposé linéaire (chapitre 1) en fonction de l'épaisseur.

Aucune explication n'est présente dans la littérature pour expliquer ce comportement. La plupart des articles existant traitent de la modulation d'amplitude. Nous allons donc utiliser les différents outils mathématiques mis à notre disposition pour expliquer le comportement du déphasage sur la figure 43.

Au vu de ce comportement et pour une analyse plus détaillée, nous avons divisé ce graphique en 5 zones d'analyses indiquées sur le graphique.

- Zone 1 : de 1 μm à 1,6 μm ;
- Zone 2 : de 1,8 μm à 2,6 μm ;
- Zone 3 : de 2,8 μm à 3,6 μm ;
- Zone 4 : de 3,8 μm à 5 μm ;
- Zone 5 : de 5 μm à 6 μm .

Chaque zone sépare des maximums ou des sauts de phase. Pour chaque zone, nous avons étudié l'évolution du déphasage et de l'amplitude des ondes incidentes qui sortent de la cellule en fonction de la tension d'adressage.

Par soucis de clarté et si nécessaire, l'étude de chaque zone se fera en séparant l'étude pour des tensions faibles entre 0 et 10V puis de 10V à 60V.

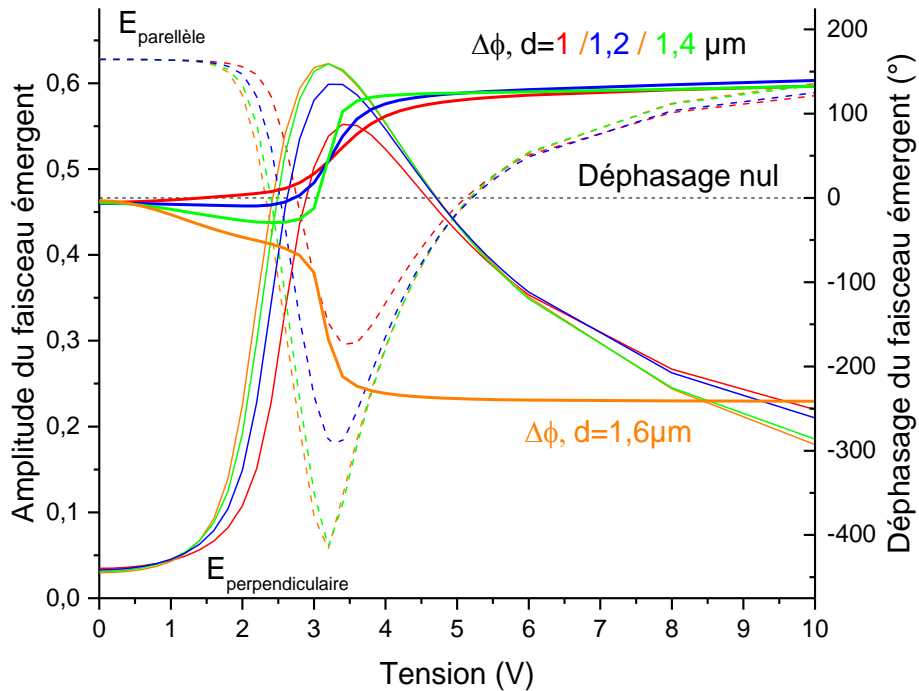


Figure 44 : Évolution du déphasage et de l'amplitude des ondes incidentes en fonction de la tension pour la zone 1

La figure 44, se concentre sur les déphasages de la zone 1. Elle représente les déphasages en gras et les amplitudes des deux composantes du champ \vec{E} de la lumière incidente et en traits fins. Le tout sur une plage de tension comprise entre 0 et 10V mettant en évidence les comportements.

Nous avons : $E_{\text{parallèle}}$ tracée en traits fins pointillés et $E_{\text{perpendiculaire}}$ tracée en traits fins continus en fonction de la tension. Une première analyse des courbes montre que la tension de seuil est ici relativement faible. Avec la formule (3.7), la théorie donne ici pour $d = \{1, 1.2, 1.4, 1.6\} \mu\text{m}$:

$$V_{th} = \frac{\pi(P - w)}{d} \sqrt{\frac{K_2}{|\Delta\varepsilon|}} = \{3.22, 2.69, 2.30, 2.01\} V$$

La tension de seuil diminue avec l'augmentation de l'épaisseur « d » et les valeurs obtenues sont bien cohérentes avec la simulation. Nous avons donc repéré les valeurs de tensions permettant de mettre en mouvement les molécules mais ce ne sont pas les tensions permettant d'obtenir le déphasage maximal permis par la cellule.

En analysant l'évolution des déphasages et des amplitudes, nous observons deux comportements distincts. L'un avant et l'un après la tension de seuil.

Premier cas : Avant la tension de seuil.

$E_{\text{parallèle}}$ possède une valeur élevée, car dans un premier temps, celle-ci peut passer au travers du polariseur contrairement à $E_{\text{perpendiculaire}}$. Dans un deuxième temps, $E_{\text{parallèle}}$ est guidée sans modification à travers la couche de CL, car l'axe de transmission du polariseur est parallèle à l'axe long des molécules, c'est-à-dire l'axe extraordinaire.

Le fait d'avoir $E_{perpendiculaire}$ proche de zéro, mais non nul est liée au polariseur qui ne génère pas une lumière parfaitement linéaire. Dans un cas idéal $E_{perpendiculaire}$ devrait être nulle car la lumière n'est pas modifiée lorsque les molécules sont au repos. Nous sommes dans le cas d'un dichroïsme linéaire (capacité à absorber une composante de la lumière). Néanmoins à cause de la composante $E_{perpendiculaire}$ non nulle, mais quand même très proche de zéro, l'absorbance du polariseur n'est pas optimale.

Nous pouvons également observer une croissance de l'amplitude de $E_{perpendiculaire}$ pendant que $E_{parallèle}$ reste constant ce qui fait évoluer la polarisation et le déphasage.

L'évolution du déphasage subit également plusieurs comportements en fonction de l'épaisseur.

- Pour $d= 1 \mu\text{m}$, le déphasage est croissant pour toutes les valeurs de tension et la croissance est plus importante autour de la tension de seuil (lors de l'inversion des deux composantes) et se stabilise par la suite.
- Pour $d= 1,2 \mu\text{m}$ et $1,4 \mu\text{m}$, le déphasage décroît avant la tension de seuil et redevient croissant après la tension de seuil de la même manière que le cas précédent.
- Pour $d= 1,6 \mu\text{m}$, le déphasage décroît constamment et contrairement aux cas précédents, au niveau de la tension de seuil, un retard de phase important apparaît entre les deux composantes.

L'évolution différente des déphasages peut s'expliquer en analysant le comportement des deux composantes $E_{parallèle}$ et $E_{perpendiculaire}$.

Une analyse directe du graphique ne nous donne pas plus d'informations. L'analyse de l'état de polarisation à une tension donnée ne nous permettra pas non plus de distinguer les comportements particuliers, car en dessous de 1,5V, il est difficile d'analyser les courbes de la figure 44. L'analyse directe des ellipses de polarisation est également impossible, car elles sont très proches l'une de l'autre.

Pour avoir plus d'information, nous analysons l'évolution de l'état de polarisation (rapport entre le petit axe et le grand axe). Il se définit par l'équation suivante avec la notation de LCDMaster :

$$\text{"Ratio de l'ellipse de polarisation"} = \left| \frac{\text{Petit axe}}{\text{Grand axe}} \right| \quad (3.8)$$

Pour rappel, la valeur du grand axe est différente de $E_{parallèle}$ (respectivement $E_{perpendiculaire}$) pour le petit axe. La définition mathématique du grand axe et du petit axe est rappelé en annexe 1. Ce qui nous intéresse dans notre étude se sont les variations et les valeurs remarquables. Celles-ci pourront permettre d'analyser le comportement de la polarisation et du déphasage.

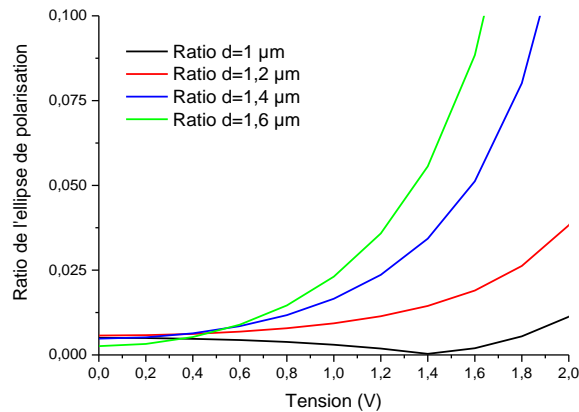


Figure 45 : Ratio de l'ellipse de polarisation pour la zone 1 et des épaisseurs de 1 µm à 1,6 µm (entre 0V et 2V)

La figure 45 représente donc le ratio de l'ellipse de polarisation pour une plage de tension en dessous de la tension de seuil. Les 4 courbes représentent l'évolution du ratio des ellipses de polarisation avec pour chacune une valeur initiale proche de zéro.

Un comportement particulier apparaît pour $d=1\ \mu\text{m}$. En effet la polarisation tend à devenir linéaire autour de 1,4V, car le ratio devient nul. Au vu de la valeur du ratio (de l'ordre de 10^{-2}), ce comportement n'aurait pas pu être mis en évidence sur les autres courbes.

Dans l'annexe 1, nous avons démontré qu'un déphasage passant d'une valeur négative (entre 0 et $-\frac{\pi}{2}$) à une valeur positive correspond au passage d'une polarisation elliptique à une polarisation linéaire, ce qui est le cas sur la figure 44 où le déphasage devient positif pour $d=1\ \mu\text{m}$ (autour de 1,4V).

Pour des épaisseurs comprises entre 1,2 µm à 1,6 µm, le phénomène inverse se produit. L'analyse des courbes nous indique une polarisation elliptique (ratio non nul) mais au vu de la croissance du ratio, nous pouvons observer que l'ellipticité augmente de plus en plus. Pour ces épaisseurs, le déphasage est toujours négatif à l'état initial, car il est compris entre 0 et $-\frac{\pi}{2}$. Toujours d'après l'annexe 1, l'augmentation du ratio de l'ellipse induit ici un retard de phase et donc une décroissance du déphasage.

Deuxième cas : Autour de la tension de seuil et au-delà.

Autour de la tension de seuil, nous pouvons observer une quasi-inversion des valeurs de $E_{\text{parallèle}}$ et $E_{\text{perpendiculaire}}$ entre 2V et 5V.

Cette inversion est de plus en plus marquée lorsque l'épaisseur augmente. En effet, $E_{\text{parallèle}}$ et $E_{\text{perpendiculaire}}$ atteignent des extremums de plus en plus élevés lorsque l'épaisseur augmente. Ce qui augmente la pente de la fonction de déphasage. Nous pouvons également observer une différence de comportement entre $d=1,4\ \mu\text{m}$ et $d=1,6\ \mu\text{m}$.

Au-delà de 5V, les deux composantes ainsi que le déphasage tendent vers un palier. Ce palier nous donne donc une indication concernant la tension permettant d'obtenir le déphasage maximum. Une première étude du ratio de l'ellipse de polarisation permettra d'expliquer ces différents comportements.

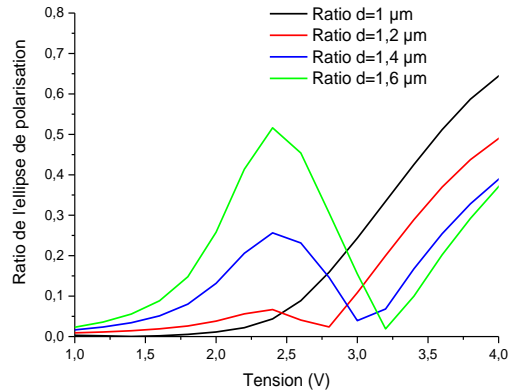


Figure 46 : Ratio de l'ellipse de polarisation pour des épaisseurs de 1 μm à 1.6 μm (entre 1V et 4V)

La figure 46 reprend donc les mêmes données que la figure 45 mais pour une plage de tension entre 1V et 4V. Cette plage de tension correspond aux tensions de seuil des différentes épaisseurs.

Le cas $d = 1 \mu\text{m}$ possède un comportement différent des autres courbes. À partir de 1,4 V, le ratio augmente de plus en plus. Or d'après l'annexe 1, et l'évolution du déphasage sur la figure 44, nous passons d'un état de polarisation linéaire à elliptique.

Les autres épaisseurs quant à elles ont un autre comportement. La polarisation est elliptique à l'état initial et l'ellipticité croît jusqu'aux tensions de seuils respectives de chaque épaisseur.

En partant d'un déphasage négatif (entre 0 et $-\frac{\pi}{2}$), celui-ci continue à décroître lorsque l'ellipticité augmente.

Par la suite, autour des tensions de seuil des épaisseurs comprises entre 1,2 μm et 1,6 μm, l'ellipticité chute en tendant vers 0. Or, la valeur du déphasage avant la chute étant négative (entre 0 et $-\frac{\pi}{2}$), toujours d'après l'annexe 1, la polarisation passe d'un état elliptique à linéaire, cela permet d'augmenter le déphasage. De plus, nous pouvons noter que la valeur d'ellipticité la plus faible est atteinte pour $d=1,6 \mu\text{m}$.

Ce minimum atteint par la courbe est très proche de celui atteint pour $d = 1,2 \mu\text{m}$. La figure 46 ne nous permet donc pas d'expliquer la différence de comportement entre $d = 1,4 \mu\text{m}$ et $d = 1,6 \mu\text{m}$. Pour comprendre leurs différences de comportement entre $d = 1,4 \mu\text{m}$ et $d = 1,6 \mu\text{m}$, nous nous aidons ici de l'évolution de l'ellipse de polarisation en fonction de la tension.

L'ellipse de polarisation consiste à tracer, sur un système d'axe, l'évolution de $E_{\text{parallèle}}$ (E_p) en fonction de $E_{\text{perpendiculaire}}$ (E_s) en ordonnée. D'après l'annexe 1, l'étude de cette ellipse nous donne plusieurs informations sur la polarisation. L'étude en fonction de la tension, nous permet d'observer si la polarisation a subi une rotation ou est passée d'un état A à un état B.

D'après l'annexe 1, les différentes dégénérescences de l'ellipse sont représentées par :

- Une ligne, correspondant à une polarisation linéaire ;
- Un cercle correspondant à une polarisation circulaire ;
- Les autres états correspondant à une polarisation elliptique.

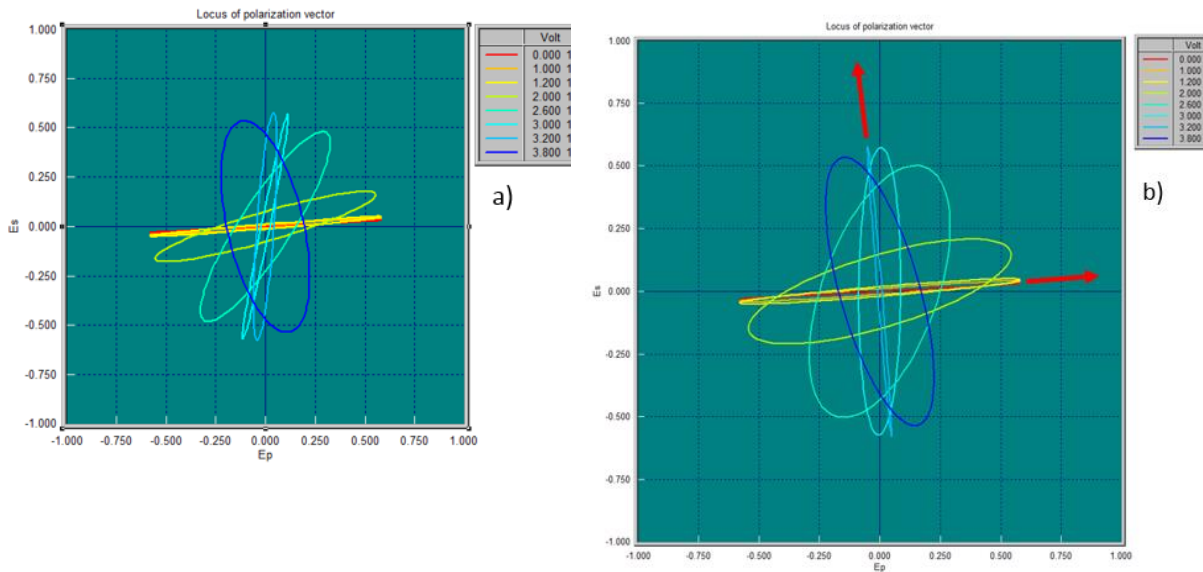


Figure 47 : Évolution de l'ellipse de polarisation pour des tensions différentes (IPS-HA, $\Delta\epsilon > 0$, $d = 1,4 \mu\text{m}$) (a) / Évolution de l'ellipse de polarisation pour des tensions différentes (IPS-HA, $\Delta\epsilon > 0$, $d = 1,6 \mu\text{m}$) (b)

Sur les figure 47a et b, les ellipses de polarisation sont tracées pour différentes tensions avant et au-delà de la tension de seuil.

Sur la figure 47a, jusqu'à 1,2 V, la polarisation est légèrement elliptique. Pour 0V et 1V, les ellipses sont très proches d'une ligne mais ne sont pas complètement aplaties.

Lorsque la tension augmente, deux phénomènes apparaissent. Dans un premier temps, l'ellipse tourne dans le sens trigonométrique et dans un second temps, l'ellipticité diminue autour de 3V pour augmenter de nouveau par la suite. Ce comportement est cohérent avec les observations réalisées à partir de la figure 46.

Sur la figure 47b, le même comportement apparaît. Un cas particulier est cependant visible pour une tension de 3,2V. Dans ce cas précis, indiqué par la flèche rouge sur la figure 47, la polarisation est quasiment linéaire et est à environs 90° de la polarisation de la lumière incidente à tension nulle.

Pour rappel, sur la figure 46, en analysant l'évolution du ratio pour $d = 1,6 \mu\text{m}$, celui-ci tend vers 0 et est inférieur au minimum de la courbe pour $d = 1,4 \mu\text{m}$. D'où l'apparition de la polarisation quasi-linéaire sur la figure 47b. Le déphasage supplémentaire proche de -180° s'explique donc par le passage d'un état elliptique à rectiligne.

Nous avons mis en évidence pour $d = 1,4 \mu\text{m}$ un comportement particulier. Pour cette épaisseur, la polarisation d'entrée est guidée à travers la cellule car d'après la figure 47b, nous obtenons une polarisation linéaire tournée de 90° par rapport à la polarisation d'entrée.

Ce phénomène peut s'expliquer par l'orientation des molécules. En particulier par la présence de twist sur les bords des substrats. Pour les cellules TN classiques, il existe un phénomène nommé « guide d'onde » qui se produit sous certaines conditions [26]. Expliquons ce phénomène grâce au schéma ci-dessous :

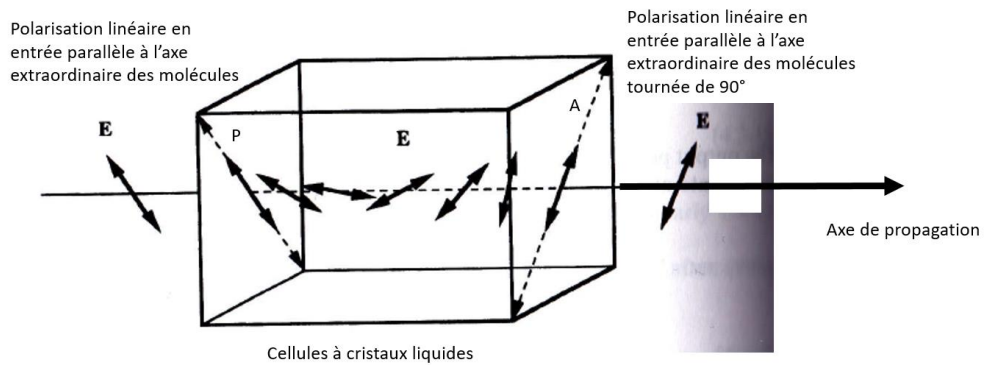


Figure 48 : Schéma simplifié d'une cellule à cristaux liquides de type TN 90° en modulation d'amplitude permettant l'effet "guide d'ondes"

La figure 48 représente une lumière polarisée rectilignement schématisé par la valeur de son champ électrique E. Cette lumière polarisée traverse ensuite une cellule dont le polariseur « P » est parallèle à la polarisation de la lumière. Ce type de cellule est de type TN 90°, c'est-à-dire que les molécules possèdent un twist de 90°, comme la cellule décrite dans le chapitre 1.

Dans cet exemple, les conditions sont requises pour que la polarisation entrante suive le twist des molécules et ressort tournée de 90° en passant par l'analyseur « A ». Ce phénomène présent dans les cellules TN est appelé « guide d'onde » apparaissant pour des champs électriques faibles.

Ce phénomène se produit uniquement sous la condition suivante :

$$\phi \ll \Delta\varphi = f(V, \lambda, \Delta n, d) \quad (3.9)$$

- ϕ : angle de twist des molécules pour une cellule TN classique ;
- $\Delta\varphi$: déphasage de la cellule tel qu'il a été défini dans le chapitre 1 dépendant de l'épaisseur.

La condition de l'équation (3.9) est appelée condition de Mauguin valable pour une tension V supérieure à la tension de seuil.

Comme nous l'avons indiqué au début de notre étude, aucune étude dans la littérature ne traite de la problématique de modulation de phase dans les cellules de types IPS-HA.

En prenant en compte le phénomène de guide d'onde, expliquons le comportement de la polarisation grâce aux observations suivantes :

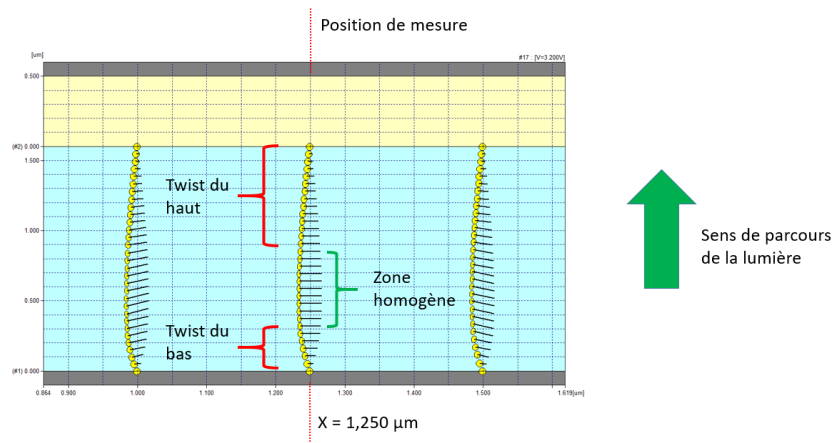


Figure 49 : Position des molécules pour $d = 1.6 \mu\text{m}$ pour une tension d'adressage de 3,2 V / Zoom sur la zone de mesure

La figure 49 représente le comportement des molécules pour une épaisseur de CL de 1,6 μm et une tension d'adressage de 3,2V. Ces conditions sont identiques à celles de la figure 47b où la polarisation linéaire en entrée a tourné de 90°.

Comme nous l'avons introduit dans le chapitre 2, une cellule de type IPS-HA, génèrent des parties twistées sur le bord de la cellule lorsque la tension est activée.

Dans ce cas, la cellule se comporte comme une cellule hybride entre une cellule à alignement homogène et une cellule à alignement twisté. C'est ce que nous observons sur la figure 49.

La partie centrale de la cellule est homogène, elle guide la lumière sans acquisition de déphasage, nous avons donc un mode guidé à travers la cellule. Deux twists d'un angle donné sont induits par la tension d'adressage, l'équation (3.10) devient donc :

$$\phi(V) \ll \frac{2\pi}{\lambda} \Delta n(V)d \quad (3.10)$$

Pour que cette équation soit respectée, il faut que le déphasage maximal soit beaucoup plus grand que le twist induit par la tension. Ce qui se produit lorsque l'on passe d'une épaisseur de 1,4 μm à une épaisseur de 1,6 μm .

Analysons maintenant le comportement de la cellule pour des tensions plus élevée (supérieures à 10V). Nous nous concentrerons sur le cas de $d=1.6 \mu\text{m}$ où nous avons un déphasage supérieur à 2π ainsi qu'une évolution différente des autres épaisseurs qui atteignent tout simplement un palier.

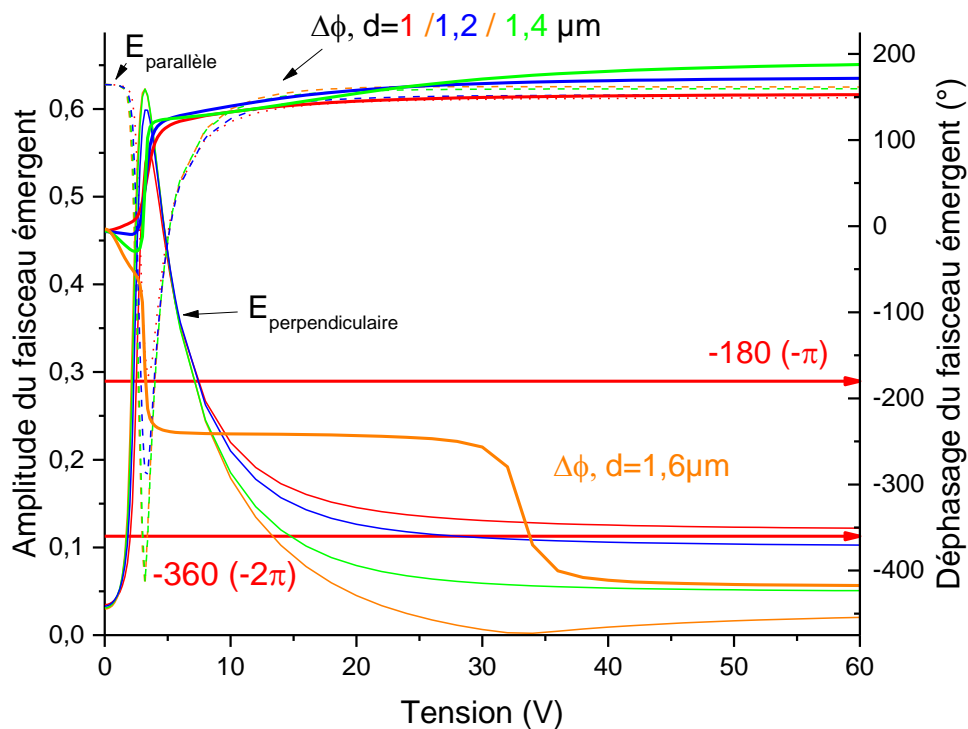


Figure 50 : Évolution du déphasage et de l'amplitude des ondes incidentes en fonction de la tension pour la zone 1 (Tension entre 0 et 60V) (IPS-HA, $\Delta\epsilon > 0$)

La figure 50, représente les mêmes courbes que sur la figure 44 mais entre 0 et 60V. Elle représente le déphasage entre les deux composantes du champ électrique de la lumière incidente ainsi que les

amplitudes de celles-ci. Nous nous concentrons cette fois-ci sur une plage de tension allant jusqu'à 60V. Pour les épaisseurs inférieures à 1,6 μm , le déphasage se stabilise à un palier.

Pour $d=1,6 \mu\text{m}$, le déphasage n'évolue pas énormément entre 5V et 30V. La phase reste elliptique. Entre 30V et 40V, une seconde chute de phase est visible.

Cette seconde chute de phase est liée à l'amplitude de $E_{perpendiculaire}$ qui est quasiment nulle autour de 35V. Nous avons une preuve supplémentaire de la relation entre déphasage et modification de la polarisation pour ce type de configuration. La figure suivante met en évidence l'origine de cette chute de phase. Une des composantes du champ électrique nulle et couplée à la chute de phase d'environ -180° doit produire une polarisation rectiligne, ce qui est vérifié sur la figure 51.

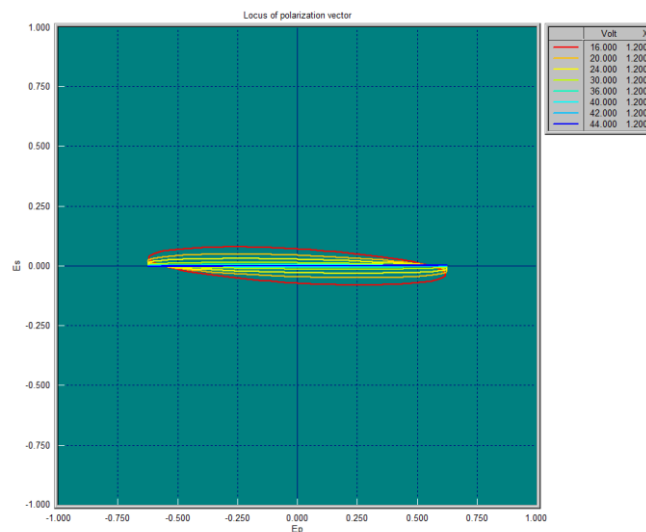


Figure 51 : Évolution de l'ellipse de polarisation pour différentes tensions (IPS-HA, $\Delta\epsilon > 0$, $d=1.6 \mu\text{m}$)

La figure 51, représente l'ellipse de polarisation pour différentes tensions avant et après la chute de phase avec le système d'axe pour l'épaisseur $d=1,6 \mu\text{m}$ avec $E_{parallèle}$ (E_p) représentée en abscisse et $E_{perpendiculaire}$ (E_s) représentée en ordonnée.

Pour les ellipses tracées entre 16V et 44V, une analyse rapide montre que nous passons d'une polarisation elliptique pour les tensions inférieures à 40V à une polarisation linéaire pour une tension de 44V : où l'apparition de la chute de phase. Les raisons de l'apparition d'un retard de phase et non d'une avance est similaire à la première chute de phase.

Contrairement au cas précédent, l'orientation des molécules pour une tension élevée permet d'avoir la composante $E_{perpendiculaire}$ (E_s) complètement absorbée et de laisser passer uniquement la composante $E_{parallèle}$ (E_p). Comme cette composante est linéaire, nous pouvons observer une ligne bleue à 44V correspondant à une polarisation linéaire.

La valeur d'épaisseur $d=1,6 \mu\text{m}$ permet d'atteindre un déphasage de 2π mais pour une valeur de tension autour de 35V.

Comme nous avons pu observer pour l'épaisseur $d=1,6 \mu\text{m}$, la cellule offre un déphasage négatif. Le déphasage est lié à la polarisation et donc à l'amplitude de la lumière incidente. Jusqu'à maintenant, nous avons pu observer que pour la configuration IPS-HA, le déphasage n'est pas une fonction linéaire de l'épaisseur. Lorsque l'on fait varier la tension, cela fait varier le déphasage et donc la polarisation.

Nous avons démontré en annexe 1 qu'un changement de polarisation induit un changement de phase et que l'évolution de celle-ci dépend de sa valeur et son signe avant le changement de polarisation. Dans cette configuration, nous avons un contrôle direct sur l'état de polarisation, l'épaisseur de la cellule ainsi que l'état du déphasage à l'état initial. L'état du déphasage à l'état initial influence son évolution par la suite.

De la même manière que pour la zone 1, nous allons analyser l'évolution de la phase pour la zone 2 (de 1,8 μm à 2,6 μm) en commençant par les tensions allant jusqu'à 10V.

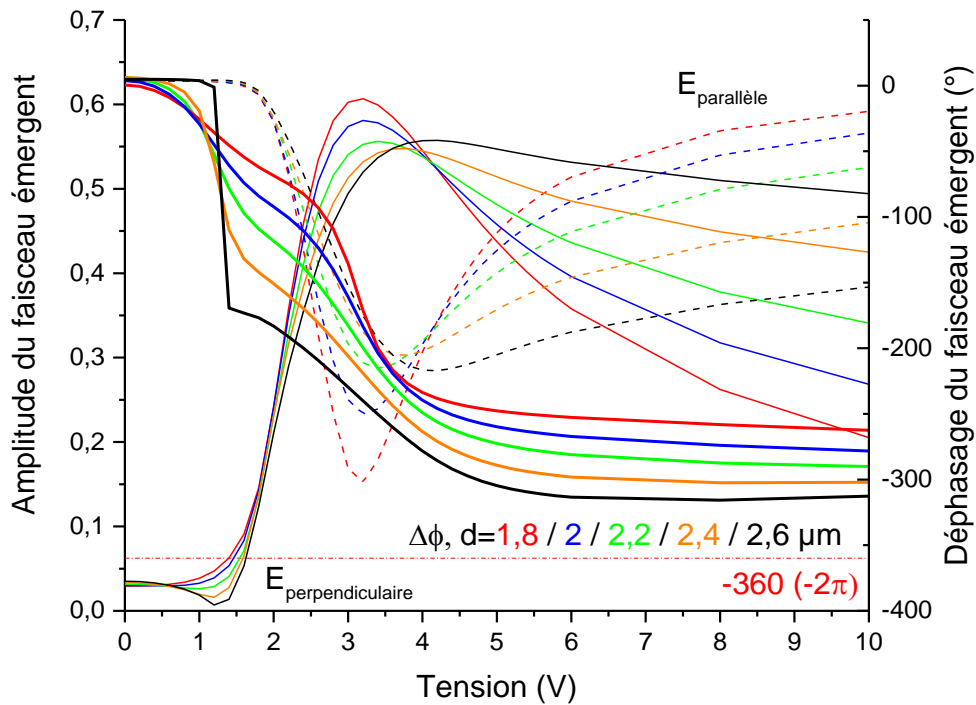


Figure 52 : Évolution du déphasage et de l'amplitude des ondes incidentes en fonction de la tension pour la zone 2 (IPS-HA, $\Delta\epsilon > 0$)

La figure 52 représente la variation du déphasage et des amplitudes de la lumière incidente entre 0 et 10V pour la zone 2 (entre 1,8 μm et 2,6 μm). L'analyse rapide de celle-ci, montre des déphasages décroissants mais aucun n'atteignant les -360° . L'origine de la décroissance a déjà été expliquée pour $d = 1,6 \mu\text{m}$ dans la zone précédente.

Les valeurs de $E_{\text{perpendiculaire}}$ et $E_{\text{parallèle}}$ tendent à s'inverser au niveau de la tension de seuil comme pour la zone 1 mais plus faiblement.

Encore une fois, nous passons d'un état linéaire à un état elliptique sans que la polarisation redevienne linéaire. La tension de seuil, diminue encore. En utilisant la formule (3.7), nous obtenons les résultats suivants pour la plage d'épaisseur de la zone 2 :

$$V_{th} = \frac{\pi(P - w)}{d} \sqrt{\frac{K_2}{|\Delta\epsilon|}} = \{1.79, 1.61, 1.46, 1.34, 1.24\} V$$

Un cas particulier apparaît pour $d = 2,6 \mu\text{m}$, un saut de phase est visible pour cette épaisseur car en analysant l'amplitude du champ $E_{\text{perpendiculaire}}$, celle-ci tend vers 0 entre 1V et 1,5V.

Une composante du champ électrique nulle indique une polarisation linéaire qui produit un saut de phase de 180° . Les raisons de la chute de phase sont encore une fois identiques au cas 1 pour l'épaisseur $d=1,6 \mu\text{m}$.

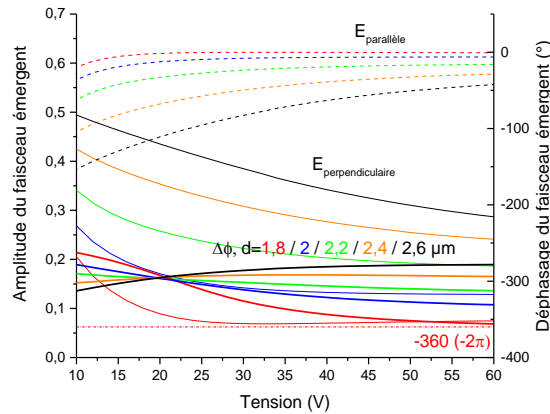


Figure 53 : Évolution du déphasage et de l'amplitude des ondes incidentes en fonction de la tension pour la zone 2 (IPS-HA, $\Delta\epsilon > 0$, entre 10V et 60V)

Par soucis de lisibilité, la figure 53 commence à 10V. Une première analyse indique que le cas $d=1,8 \mu\text{m}$ est un bon candidat pour obtenir un déphasage de 2π . Cette valeur de déphasage est quasiment atteinte pour 60V. Une optimisation du design de la cellule sera réalisée plus loin pour tenter de diminuer la tension d'adressage.

Par la suite, nous observons une légère croissance du déphasage pour $d=2,4 \mu\text{m}$ et $2,6 \mu\text{m}$. Pour comprendre ce phénomène, analysons l'évolution de l'ellipticité des ellipses de polarisation comme cela a été fait pour le cas de la zone 1.

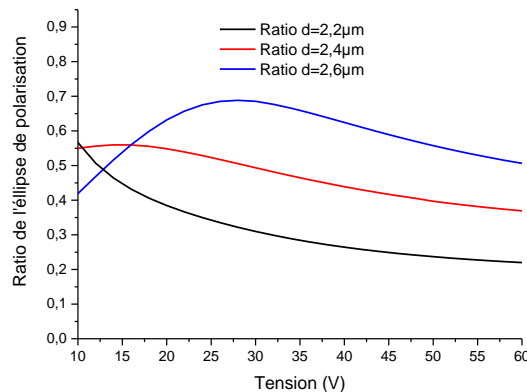


Figure 54 : Ratio de l'ellipse de polarisation pour des épaisseurs de $2.4 \mu\text{m}$ à $2.6 \mu\text{m}$ (entre 5V et 60V)

La figure 54, représente l'évolution du ratio de l'ellipse de polarisation entre 10V et 60V au moment où le déphasage commence à redevenir croissant.

Nous pouvons d'abord observer une décroissance constante de l'ellipticité pour le cas 2,2 μm , cela correspond ici à la décroissance du déphasage. D'après l'annexe 1, cela est dû au déphasage négatif entre $-\frac{\pi}{2}$ et $-\pi$ et l'ellipticité décroît.

Pour 2,4 μm et 2,6 μm , nous observons un autre phénomène. L'ellipticité est d'abord croissante puis décroît de nouveau. Ce qui entraîne une avance de phase donc une augmentation du déphasage jusqu'à une stabilisation de celui-ci lorsque l'ellipticité se remet à chuter.

Analysons maintenant le comportement au niveau de la zone 3 pour les épaisseurs allant de 2.8 μm à 3,6 μm .

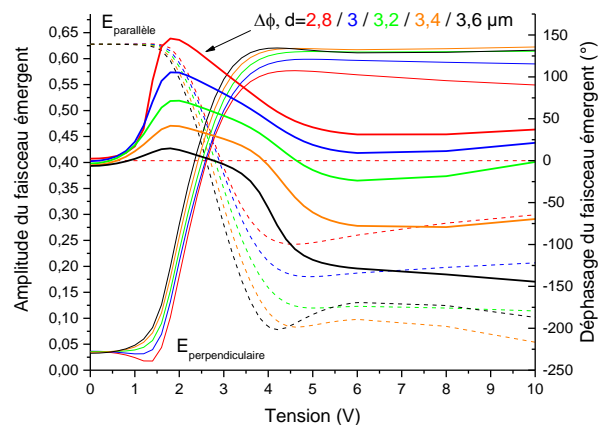


Figure 55 : Évolution du déphasage et de l'amplitude des ondes incidentes en fonction de la tension pour la zone 3 (Tension entre 0 et 10V) (IPS-HA, $\Delta\epsilon > 0$)

La figure 55 représente le comportement de la lumière (amplitude et déphasage) pour des tensions entre 0V et 10V. Tout d'abord, nous observons que le comportement des déphasages change drastiquement par rapport à ceux obtenus dans les zones 1 et 2. Nous allons séparer notre étude pour des tensions situés avant et après la tension de seuil.

Une avance de phase apparaît au niveau de la tension de seuil suivie par un retard de phase pour toutes les épaisseurs au-delà de la tension de seuil. Comme pour l'étude de la zone 1, nous décomposons celle-ci en deux parties : avant et après la tension de seuil.

Premier cas : avant la tension de seuil.

Avant la tension de seuil, nous pouvons observer une croissance du déphasage pour toutes les épaisseurs. L'origine de cette avance de phase a déjà été expliquée pour $d = 1 \mu\text{m}$ mais une variante apparaît ici.

Nous avons également tracé une ligne horizontale rouge pointillée indiquant le déphasage nul.

Pour $d = 2,8 \mu\text{m}$ et $3 \mu\text{m}$ le déphasage à 0V est légèrement supérieur à 0 mais cela ne change pas les causes de la croissance du déphasage (identique au cas $d = 1 \mu\text{m}$). Pour ces deux épaisseurs, le déphasage est positif. Dans ce cas, une augmentation de l'ellipticité induit une augmentation du déphasage.

Dans les autres cas, le déphasage à 0V est négatif et la polarisation redevient linéaire avant de redevenir elliptique comme il a été explicité pour l'épaisseur $d = 1 \mu\text{m}$ sur la figure 45.

La pente du déphasage est de plus en plus élevée lorsque $E_{perpendiculaire}$ tend vers 0. Cela signifie que nous tendons vers une polarisation linéaire.

Deuxième cas : après la tension de seuil.

L'évolution des amplitudes pour des tensions au-delà de la tension de seuil diffère également des deux cas précédents car $E_{parallèle}$ et $E_{perpendiculaire}$ subissent toujours une quasi-inversion mais aucune variation n'apparaît après l'inversion

Pendant l'inversion des composantes, nous pouvons déduire que l'origine de la chute du déphasage est due à un changement de l'ellipticité de la polarisation. Analysons celle-ci plus en détail sur la figure suivante :

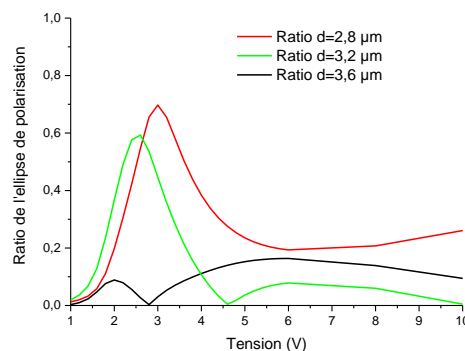


Figure 56 : Ratio de l'ellipse de polarisation pour des épaisseurs de 2.8 µm à 3.6 µm (entre 1V et 10V)

La figure 56, représente l'évolution de l'ellipticité de l'ellipse de polarisation pour 3 épaisseurs différentes jusqu'à une tension de 10V. Pour ne pas surcharger le graphique, les ellipticités correspondantes aux épaisseurs 2,8 µm, 3,2µm et 3,6 µm.

Le comportement pour $d= 3 \mu\text{m}$ (respectivement $3,4 \mu\text{m}$) peut être expliqué en extrapolant les explications pour $2,8 \mu\text{m}$ (respectivement $3,6 \mu\text{m}$). La croissance des 3 courbes pour les tensions inférieures à la tension de seuil est similaire aux cas expliqués à la figure 46.

Pour $d= 2,8 \mu\text{m}$, le comportement du déphasage a plusieurs causes :

- Entre 1V et 2V, la croissance de l'ellipticité fait croître le déphasage ;
- Au-delà de 2V, l'ellipticité est toujours croissante mais le déphasage se trouve entre 90° et 180° . Au vu de sa valeur, la croissance de l'ellipticité le fait décroître.
- Au-delà de 3V, le déphasage passe en dessous de 90° . Cette fois-ci une décroissance de l'ellipticité le fait décroître.

Le raisonnement est donc identique pour $d= 3 \mu\text{m}$.

Pour $d= 3,2 \mu\text{m}$, malgré un comportement similaire au niveau de la phase et une croissance moins importante avant 1.5V, les raisons de l'évolution de la phase changent. En effet, une annulation de l'ellipticité est présente entre 4,5V et 5V, ce qui entraîne une polarisation linéaire (moment où le déphasage passe par 0).

Le déphasage étant nul, l'augmentation de l'ellipticité entre 5V et 6V fait diminuer le déphasage. Lorsque que l'ellipticité diminue, le déphasage augmente de nouveau car celui-ci était au départ négatif.

Ce raisonnement s'applique également pour les épaisseurs $3,4 \mu\text{m}$ et $3,6 \mu\text{m}$

Analysons maintenant le comportement du déphasage pour des tensions supérieures à 10V.

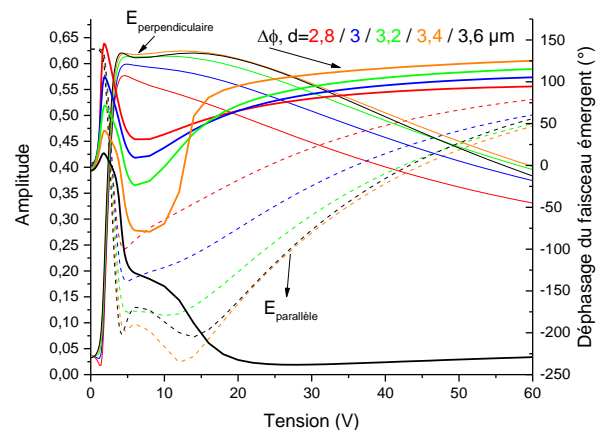


Figure 57 : Évolution du déphasage et de l'amplitude des ondes incidentes en fonction de la tension pour la zone 3 (Tension entre 0 et 60V) (IPS-HA, $\Delta\epsilon > 0$)

La figure 57 trace l'évolution des amplitudes et le déphasage des ondes incidentes pour la zone 3 où nous concentrons sur toute la plage de tension. Notons que les amplitudes des deux composantes tendent à revenir à leur valeur initiale. Les déphasages pour les épaisseurs de 2,8 μm à 3,2 μm sont croissants pour des tensions au-delà de 5V. Les raisons de ces déphasages sont expliquées dans les raisonnements des paragraphes précédents.

Nous remarquons ici un phénomène particulier pour les épaisseurs 3,4 μm et 3,6 μm . Les composantes $E_{\text{parallelèle}}$ et $E_{\text{perpendiculaire}}$ atteignent respectivement un maximum et un minimum local pour 3,4 μm et 3,6 μm entre 10V et 15V. Cela permet de faire varier le déphasage pour ces deux épaisseurs. L'influence de la composante $E_{\text{parallelèle}}$ tendant vers 0 sur le déphasage a déjà été expliquée dans les études précédentes.

Nous retrouvons également le même comportement pour $d= 1,4 \mu\text{m}$ et $1,6 \mu\text{m}$ où le déphasage suit deux évolutions différentes. Ces deux variations différentes sont dues à plusieurs facteurs.

- Comme nous l'avons expliqué dans le cas 1, cela est dû à l'évolution de $E_{\text{parallelèle}}$ qui diffère entre les deux épaisseurs. Pour les deux épaisseurs, les amplitudes tendent vers 0. Ce qui indique ici une polarisation linéaire et donc un saut de phase.
- La valeur de la phase avant le saut de phase est importante. Comme il a été plusieurs fois indiqué, le déphasage à une tension U évolue différemment en fonction de son état antérieur.
- Pour $d= 3,4 \mu\text{m}$, le déphasage est compris entre 0 et -90° avant le passage à la polarisation linéaire. Dans ce cas précis, le passage d'elliptique à linéaire se fait en augmentant le déphasage.
- Pour $d= 3,6 \mu\text{m}$, le déphasage est compris entre -90° et -180° , cette fois-ci le passage d'elliptique à linéaire s'effectue par une diminution du déphasage.

L'étude de cette gamme d'épaisseur nous montre des similitudes au niveau des variations de phase (apparition de polarisation linéaire) par rapport à l'étude de la zone 1. Néanmoins, nous avons dans le meilleur des cas, un déphasage accumulé se situant à une valeur relativement faible (environ 150° en valeur absolue).

Analysons maintenant la zone 4 de la même manière que précédemment en séparant la zone d'analyse en deux zones (les tensions de 0 à 10V et 0 à 60V).

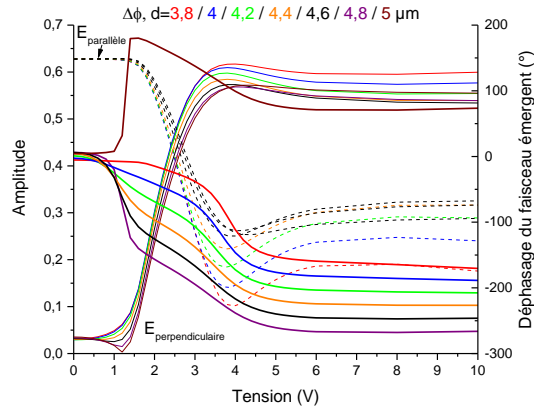


Figure 58 : Évolution du déphasage et de l'amplitude des ondes incidentes en fonction de la tension pour la zone 4 (Tension entre 0 et 10V) (IPS-HA, $\Delta\epsilon > 0$)

L'étude de la zone 4 balaye les épaisseurs allant de 3,8 μm à 5 μm . Nous commençons par étudier la gamme des faibles tensions sur la figure 58.

De manière globale, nous retrouvons un comportement similaire à la zone 2. Un comportement particulier apparaît pour $d = 5 \mu\text{m}$. Cette fois-ci, $E_{\text{perpendiculaire}}$ est égale à 0 entre 1V et 1,5V. Cela permet d'obtenir une polarisation linéaire d'où une évolution du déphasage brusque d'environ 180° .

Quant à la variation des amplitudes des deux composantes, nous retrouvons un comportement similaire à la figure 55 (étude de la zone 3) mais les extremums de $E_{\text{perpendiculaire}}$ et $E_{\text{parallèle}}$ sont moins élevées en valeur absolue que dans le cas de la zone 3.

Pour les tensions supérieures à 10V, le déphasage reste relativement constant et aucun comportement particulier n'apparaît.

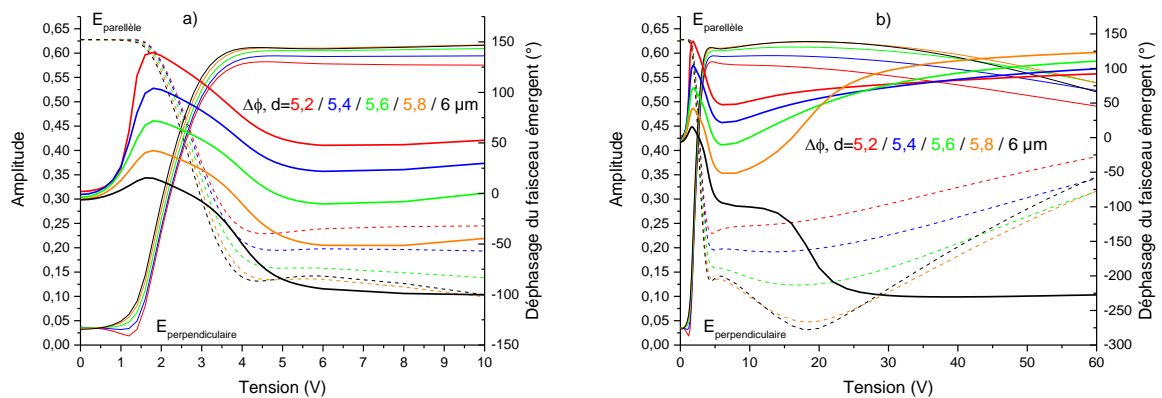


Figure 59 : Évolution du déphasage et de l'amplitude des ondes incidentes en fonction de la tension pour la zone 5 (Tension entre 0 et 10V) (IPS-HA, $\Delta\epsilon > 0$) (a) / Évolution du déphasage et de l'amplitude des ondes incidentes en fonction de la tension pour la zone 5 (Tension entre 0 et 60V) (IPS-HA, $\Delta\epsilon > 0$) (b)

Terminons maintenant par le dernier cas, le cas n°5 en analysant la figure 59a et la figure 59b. Dans le cas de la figure 59a, nous retrouvons un comportement strictement identique à la zone qui a déjà été étudié. L'épaisseur 5,2 μm , correspond au cas où la pente du déphasage est la plus élevée. Cela est dû à $E_{\text{perpendiculaire}}$ qui tend vers 0. C'est d'ailleurs cette épaisseur qui présente le déphasage le plus élevé de tous pour cette zone. Le comportement est le même pour les autres épaisseurs mais de manière moins prononcée car $E_{\text{perpendiculaire}}$ ne tend plus vers 0.

Analysons maintenant les différentes évolutions entre 0V et 60V sur la figure 59b.

L'analyse de la figure 59b, indique également une évolution des déphasages pour les épaisseurs 5,8 μm et 6 μm proches de celle de la zone 3 étudiée sur la figure 57 pour les épaisseurs 3,4 μm et 3,6 μm . Leurs évolutions différentes possèdent les mêmes causes que pour le cas 3,4 μm et 3,6 μm . Néanmoins le cas $d=5,8 \mu\text{m}$ n'a pas une évolution aussi nette que pour $d=3,4 \mu\text{m}$. Pour $d=6 \mu\text{m}$ le comportement est identique à $d=3,6 \mu\text{m}$ (expliqué précédemment)

Expliquons le comportement $d=5,8 \mu\text{m}$ plus en détail en analysant les ellipses de polarisation sur la figure suivante.

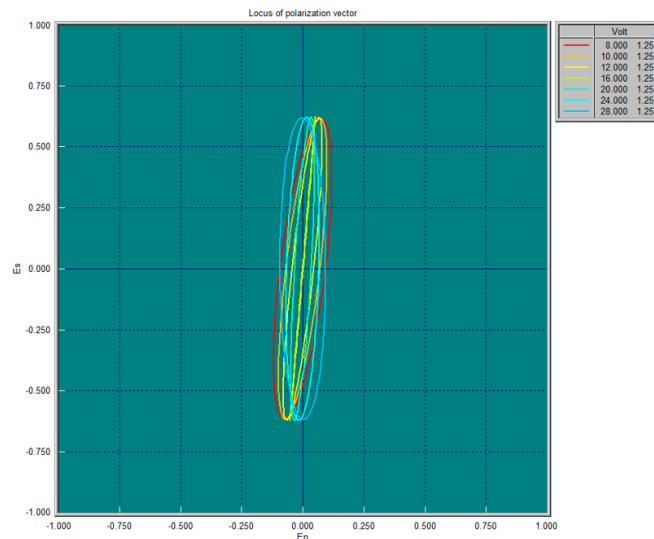


Figure 60 : Évolution de l'ellipse de polarisation entre 8V et 28V pour $d=5.8 \mu\text{m}$

La figure 60 montre l'évolution de l'ellipse de la polarisation pour $d=5,8 \mu\text{m}$ pour une plage de tensions correspondant à la zone d'inflexion de la courbe de déphasage sur la figure 59b.

L'analyse de cette figure nous montre des polarisations elliptiques. Ces polarisations sont néanmoins très proches d'une polarisation linéaire avec une ellipticité relativement faible.

En se basant sur l'annexe 1 et en observant l'augmentation du déphasage présentant une pente douce sur la figure 59b nous avons une polarisation devient très proche d'une polarisation linéaire (ellipticité de l'ellipse faible). Le fait que l'évolution soit moins marquée pour $d=3,4 \mu\text{m}$ vient du fait que la polarisation n'est pas réellement linéaire et possède une ellipticité plus grande que dans le cas précédent.

Bilan partiel :

Nous avons donc analysé comment le déphasage évolue en fonction de l'épaisseur pour la configuration homogène en séparant l'étude en 5 parties.

Dans un premier temps, nous avons fait le choix avec la figure 43 d'afficher l'évolution du déphasage en fonction de l'épaisseur en valeur absolue. Mais pour ce type d'alignement, nous avons observé que pour plusieurs gammes d'épaisseur, il y avait des retards de phase dont nous avons expliqué l'origine.

En étudiant les 5 cas, nous avons mis en évidence la dépendance entre le déphasage et changement de polarisation par la modification de l'amplitude des ondes incidentes dans le cas d'une cellule IPS-HA. Dans tous les cas, l'évolution du déphasage la plus conséquente (en avance ou en retard de phase) se produit surtout pour les changements brusques des amplitudes de $E_{perpendiculaire}$ et $E_{parallèle}$ ou lorsqu'ils atteignent un minimum ou maximum. Cela fait évoluer de manière significative la

polarisation de la lumière traversant la cellule, ce que nous avons pu observer dans certains cas particuliers grâce à l'analyse de l'évolution de l'état de polarisation.

C'est d'ailleurs grâce à ces effets que nous avons pu obtenir un déphasage de 2π pour une tension élevée avec une épaisseur $d=1,6 \mu\text{m}$ et un déphasage proche de 2π pour $d= 1,8 \mu\text{m}$. Ces effets se répètent pour différentes plages d'épaisseurs, mais en moyenne le déphasage permis par la cellule est de plus en plus faible pour des épaisseurs élevées.

Nous nous concentrerons par la suite sur l'épaisseur $d= 1,6 \mu\text{m}$ et $1,8 \mu\text{m}$ car elles permettent de se rapprocher voire d'atteindre un déphasage de 2π en valeur absolue. Cependant le déphasage optimal est atteint pour des valeurs de tension trop élevées pour un circuit intégré.

Optimisation du design :

Pour tenter de diminuer la tension d'adressage pour les épaisseurs de CL dont les résultats sont les plus prometteurs, nous nous inspirons d'un brevet de U. Rossini [5]. Ce brevet propose une architecture de SLM à CL utilisant la technologie IPS-VA qui sera étudiée la suite. Ce brevet permet de supprimer des défauts d'alignement des CL.

Nous allons donc utiliser cette architecture pour vérifier s'il est possible de diminuer la tension d'adressage pour les épaisseurs de CL proposant un déphasage optimal.

Ce nouveau design est schématisé sur figure 61 ci-dessous :

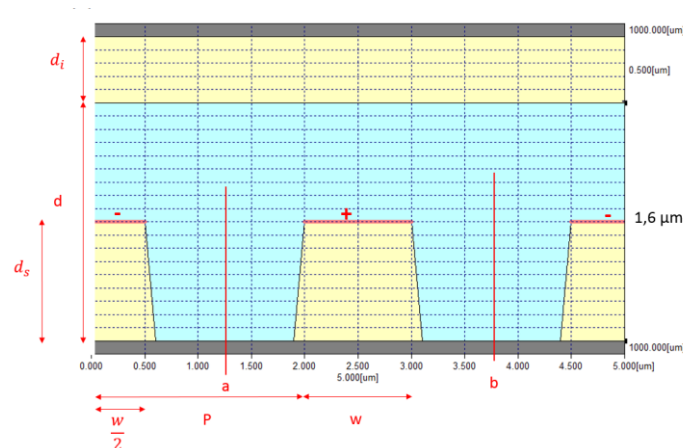


Figure 61 : Schéma de la cellule étudiée en simulation avec des électrodes surélevées (IPS-HA $\Delta\epsilon > 0$)

La figure 61 reprend la figure 41 en y ajoutant le paramètre « d_s ». Ce paramètre correspond à la surélévation des électrodes d'adressage « + » et « - » qui sont surélevées grâce à un oxyde.

Pour rappel, « w » correspond à la largeur des électrodes. L'épaisseur de CL « d » est ici constante et est fixé à $1,6 \mu\text{m}$ puis $1,8 \mu\text{m}$.

Nous nous plaçons donc entre 0 et 60V et nous comparerons les déphasages en fonction des deux paramètres cités précédemment.

Le protocole de simulation est le suivant :

- Nous fixons tout d'abord w , et nous faisons varier d_s à $d/2$, $d/4$ et $d/6$ et le résultat sera comparé au déphasage obtenu lorsque les électrodes seront au niveau zéro de la cellule.
- Une fois la valeur de d_s donnant le déphasage optimal, nous fixons ce paramètre et nous faisons varier w en le faisant varier de $1 \mu\text{m}$ à $0,4 \mu\text{m}$ par pas de $0,2 \mu\text{m}$.

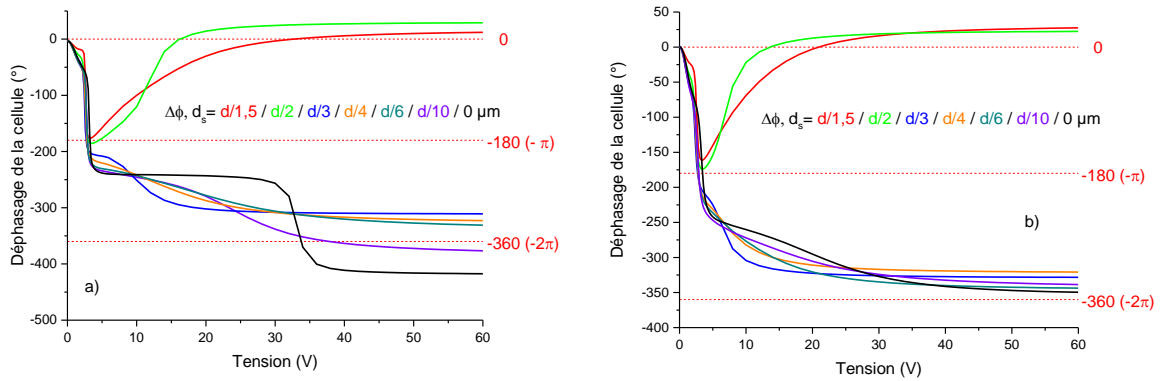


Figure 62 : Évolutions du déphasage pour plusieurs élévations d'électrodes pour $d = 1.6 \mu\text{m}$ (a) / Évolutions du déphasage pour plusieurs élévations d'électrodes pour $d = 1.8 \mu\text{m}$ (b)

Sur les figure 62a et b, nous observons effectivement l'évolution du déphasage que peut fournir la cellule pour différentes hauteurs d'électrodes pour les épaisseurs de $1,6 \mu\text{m}$ et $1,8 \mu\text{m}$. Nous avons également tracé deux hauteurs supplémentaires qui sont $d_s = d/1.5$ et $d_s = d/10$. Ces deux épaisseurs nous permettront d'analyser plus en détail comment le déphasage évolue en fonction de l'élévation des électrodes.

Le comportement des déphasages est quasiment identique sur les deux graphiques sauf pour le cas des électrodes à $0 \mu\text{m}$ pour $d = 1,6 \mu\text{m}$. En effet, nous retrouvons le déphasage calculé précédemment pour $d = 1,6 \mu\text{m}$ avec les électrodes au niveau du substrat (courbe en noir) avec son point d'inflexion à environ 30V.

L'analyse des courbes nous montre tout d'abord, lorsque $d_s = d/2$, un comportement du déphasage complètement différent par comparaison aux autres élévations d'électrodes. Ce comportement apparaît pour les deux épaisseurs de CL. Nous observons donc deux comportements différents en fonction de l'élévation des électrodes. Pour $d_s = d/1.5$ et $d/2$ le déphasage décroît puis croît alors que pour des élévations inférieures, le déphasage ne fait que décroître jusqu'à tendre vers le comportement obtenu lorsque les électrodes sont à plat.

Avant d'expliquer les différents comportements pour chaque élévation d'électrode, analysons le comportement du déphasage pour $d_s = d/2$ en détail en la comparant à $d/3$ et en ajoutant les courbes des amplitudes des ondes incidentes.

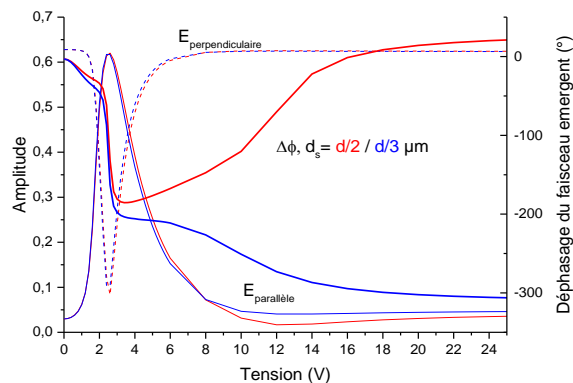


Figure 63 : Comparaison du comportement pour deux élévations d'électrodes pour $d = 1.6 \mu\text{m}$ ($d/2$ et $d/3$)

La figure 63 représente l'évolution des amplitudes de $E_{\text{parallèle}}$ et $E_{\text{perpendiculaire}}$ ainsi que le déphasage de la cellule sur une plage de tensions restreinte de 0V à 25V et pour des électrodes à une hauteur de $d/2$ et $d/3$. La hauteur des électrodes a donc bien une influence sur le mouvement global des molécules et donc du déphasage.

Les évolutions des amplitudes des ondes traversant les cellules sont quasiment identiques en particulier pour des tensions faibles. Les déphasages évoluent de manière quasiment identique jusqu'à environ 3V.

Pour une hauteur d'électrode de $d/2$, $E_{\text{perpendiculaire}}$ tend vers 0 autour de 12V. Ce phénomène expliqué précédemment signifie que la polarisation tend à être linéaire, ce qui crée une variation rapide du déphasage. Dans ce cas, la position des molécules permet l'établissement de cet état de polarisation. Les positions des molécules n'étant pas les mêmes lorsque les électrodes ont une hauteur moindre, la polarisation reste elliptique et le déphasage continue à décroître jusqu'à se stabiliser.

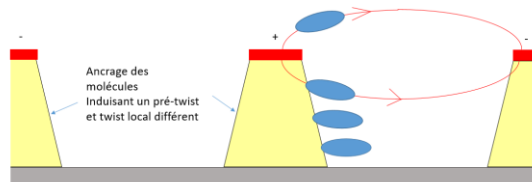


Figure 64 : Influence de l'élévation des électrodes sur l'ancrage des molécules ainsi que sur l'évolution du champ électrique

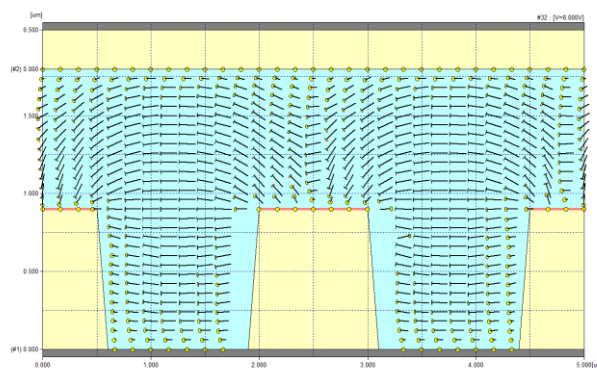


Figure 65 : Exemple de l'influence de la surélévation des électrodes pour $d=1.8\mu\text{m}$ / $ds=d/2$ / Tension d'adressage 8V

La figure 64 représente de façon simplifiée une cellule LCD avec des électrodes surélevées et l'influence qu'elles ont sur la répartition du champ électrique et sur l'ancrage des molécules. Sur les pentes des piliers représentés en jaune, l'ancrage des molécules induit des pré-twists et donc des twists différents. La figure 65 met ce phénomène en évidence. Les molécules proches des pentes possèdent des orientations différentes. De plus sur cette figure la proportion de molécules possédant une orientation homogène est plus grande.

Le champ électrique a toujours la même trajectoire qu'une cellule IPS-HA classique, mais cette fois-ci, il peut passer en dessous des électrodes. Tous ces effets combinés génèrent des orientations de molécules différentes sur toute la cellule. Les différentes orientations influent sur les performances électro-optiques de la cellule comme nous avons pu observer sur les figures précédentes.

En analysant les autres hauteurs d'électrodes (de $d/3$ à $d/6$) sur les figure 62a et b, nous pouvons observer que la tension à laquelle le déphasage atteint un minimum est de plus en plus faible lorsque

la hauteur des électrodes augmente.

La tension la plus faible est atteinte pour $d/3$, mais le déphasage maximum en valeur absolue est légèrement faible.

La surélévation a donc permis de diminuer la tension correspondant au déphasage maximal permis par la cellule. Néanmoins, l'élévation des électrodes couplée aux effets qu'elle génère sur le mouvement des molécules ont dégradé les performances en termes de déphasage. Sur les deux épaisseurs étudiées, les différentes hauteurs d'électrodes conduisent donc à des performances moins bonnes que celles proposées par les électrodes à plat.

Les électrodes à $d/3$ auraient été le meilleur candidat si un cristal liquide avec une biréfringence plus élevée était disponible. Dans l'étude avec le cristal liquide E7, un déphasage de 360° est atteint pour une épaisseur de $1,6 \mu\text{m}$ et lorsque les électrodes ne sont pas surélevées. C'est donc cette configuration qui sera gardée par la suite.

Nous allons étudier ce cas en faisant varier la largeur des électrodes « w » entre $1 \mu\text{m}$ et $0,4 \mu\text{m}$. Si nous réduisons la largeur de celles-ci, l'espace interélectrodes augmente, ce qui aura pour effet d'augmenter le taux d'ouverture et donc la transmission. À l'inverse, en analysant les formules des tensions de seuil, celles-ci augmenteront ainsi que les tensions d'adressage.

Il faut donc trouver un compromis entre le taux d'ouverture du pixel et les tensions de fonctionnement qui doivent être les plus faibles possible.

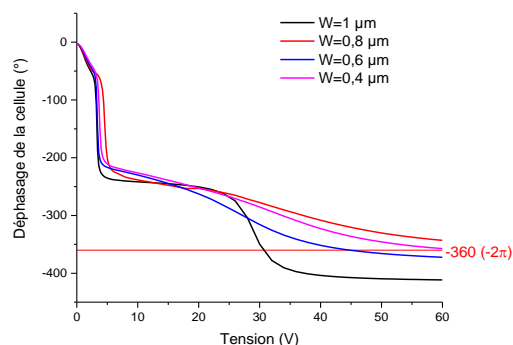


Figure 66 : Comparaison du déphasage pour plusieurs largeurs d'électrodes pour $d= 1.6 \mu\text{m}$ / Électrodes à plats

La figure 66, montre l'évolution du déphasage de la cellule pour différentes largeurs d'électrodes « w » allant de $1 \mu\text{m}$ à $0,4 \mu\text{m}$.

Nous pouvons observer que la largeur des électrodes possède une influence sur la tension correspondante au déphasage maximum ainsi que sur sa valeur. Lorsque nous diminuons la largeur des électrodes, le saut de phase disparaît et la décroissance du déphasage devient plus faible. Nous perdons ici l'avantage du saut de phase où le déphasage maximum est atteint pour une tension d'environ 35V.

Pour résumer, la diminution de la largeur des électrodes n'apporte pas d'avantages.

Bilan de l'IPS-HA avec $\Delta\epsilon > 0$:

Nous avons mis en évidence la fonction de rotateur de polarisation de la cellule IPS-HA avec des molécules possédant un $\Delta\epsilon > 0$ et pour une grande plage de tension. Dans cette configuration, le mouvement des molécules agit directement sur l'amplitude des composantes du champ électrique de

la lumière incidente agissant indirectement sur la phase. Les différents sauts de phase observés qui sont proches de 180° (π) montrent que la cellule se rapproche du comportement d'une lame $\frac{\lambda}{2}$.

Le déphasage accumulé par la cellule a été simulé en fonction de l'épaisseur et a été étudié plus en détail en fonction de la tension. Ce travail nous a permis de définir les paramètres de la cellule ainsi que la tension d'adressage pour obtenir un déphasage maximal.

Néanmoins nous n'avons pas atteint la valeur de 2π nécessaire pour un déphasage optimal avec une tension faible. Elle ne peut être atteinte qu'avec une tension d'adressage de l'ordre de 35V.

Ici la plupart des paramètres influençant le déphasage ont été étudiés. Le dernier paramètre qui peut encore être modifié est la biréfringence des cristaux liquides.

3.3.2. Configuration avec des molécules possédant un $\Delta\varepsilon < 0$

D'après le chapitre 2, les molécules avec un $\Delta\varepsilon < 0$ pourront nous offrir un avantage sur la répartition spatiale des molécules. La même étude que dans la partie 3.3.1 est utilisée pour évaluer l'influence de ce paramètre sur le déphasage.

- Le CL choisi pour cette nouvelle étude est le MLC-6682. Il possède une biréfringence de 0,098 pour 550nm et un Δn plus faible que pour les CL avec $\Delta\varepsilon > 0$.
- Précédemment, il a été indiqué que les molécules avec un $\Delta\varepsilon < 0$ possèdent un $\Delta\varepsilon$ plus faible en valeur absolue, il faut donc nous attendre à une tension de seuil plus élevée, car celle-ci est proportionnelle à $\sqrt{\frac{1}{|\Delta\varepsilon|}}$.
- L'architecture de la cellule est identique à celle étudiée dans la partie précédente. Le protocole de simulation est également le même. Seul l'alignement des molécules change.

Commençons donc par l'étude du déphasage maximal que fournit la cellule en fonction de l'épaisseur de CL avec la méthode utilisée dans la partie précédente et pour une tension variant de 0V et 60V.

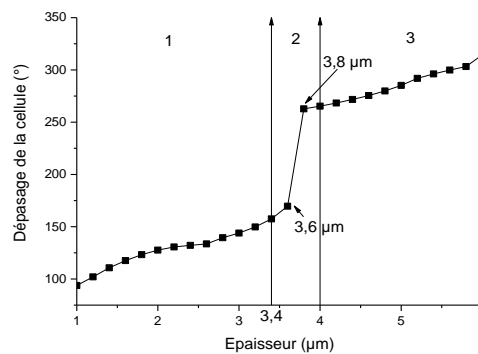


Figure 67 : Évolution du déphasage maximum de la cellule en fonction de l'épaisseur de celle-ci (IPS-HA, $\Delta\varepsilon < 0$)

La figure 67 représente l'évolution en valeur absolue que peut fournir le SLM pour différentes épaisseurs pour un pas de $0.2 \mu\text{m}$. Cette figure est très différente de la figure 43. Contrairement au cas précédent, nous avons ici deux comportements (cas 1 et 3) que nous pouvons approximer à des évolutions linéaires et un saut de phase (cas 2). Ici les paramètres géométriques de la cellule sont identiques à ceux utilisés dans l'étude précédente, seul le CL a changé. De plus, le $\Delta\varepsilon$ étant négatif, nous avons vu au chapitre 2 que l'orientation des molécules est homogène sur toute la largeur du pixel.

Cette homogénéité génère un déphasage en fonction de l'épaisseur qui est plus linéaire que dans l'étude précédente.

Comme dans le cas précédent, nous séparons l'étude en différentes zones correspondantes aux 3 cas :

- Zone 1 : de 1 μm à 3,4 μm ;
- Zone 2 : de 3,4 μm à 4 μm ;
- Zone 3 : de 4 μm à 6 μm .

Commençons par une étude détaillée du cas 1 en analysant l'évolution des déphasages et des amplitudes des composantes du champ électrique de la lumière traversant la cellule.

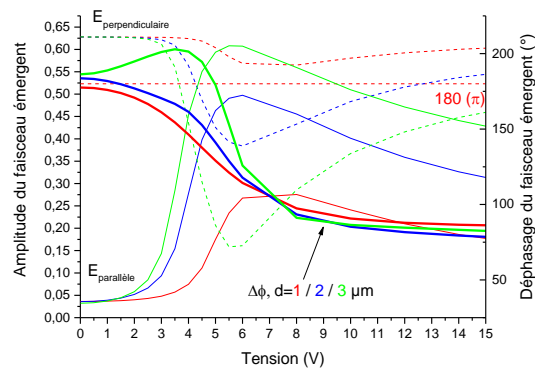


Figure 68 : Évolution du déphasage et de l'amplitude des ondes incidentes en fonction de la tension pour la zone 1 (étude entre 10 et 15V) (IPS-HA, $\Delta\epsilon < 0$)

La figure 68 représente le comportement de 3 épaisseurs représentatives des différentes épaisseurs de l'intervalle d'étude (entre 1 et 3.4 μm).

Premièrement, nous pouvons observer que la tension de seuil a augmenté. En effet, les valeurs théoriques pour $d = \{1, 2, 3\} \mu\text{m}$ sont :

$$V_{th} = \frac{\pi(P - w)}{d} \sqrt{\frac{K_2}{|\Delta\epsilon|}} = \{8.75, 4.37, 2.91\} V$$

Nous pouvons observer comme pour l'étude de la partie 3.3.1, avec $E_{\text{perpendiculaire}}$ et $E_{\text{parallèle}}$ qui ont tendance à s'inverser. Notons que comme sur le cas précédent, plus l'épaisseur augmente, plus la variation d'amplitude des ondes est importante, car $E_{\text{perpendiculaire}}$ tend de plus en plus vers 0 autour de la tension de seuil.

De plus avec la nouvelle orientation des molécules étant différentes, $E_{\text{perpendiculaire}}$ est ici la composante qui est dominante qui passe par le polariseur et l'axe ordinaire des molécules. A l'inverse $E_{\text{parallèle}}$ est la composante qui est quasiment absorbée. Cela ne change pas l'équation (3.9), en particulier l'analyse de l'évolution du ratio.

Le déphasage à l'origine est également différent du cas avec les molécules possédant un $\Delta\epsilon > 0$. Les valeurs oscillent entre 168° et 190° . Pour comprendre en détails son évolution, étudions l'évolution du ratio de l'ellipse de polarisation.

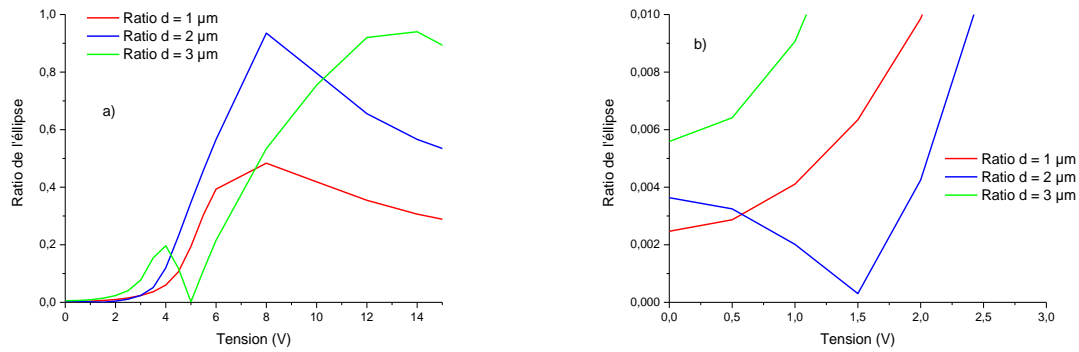


Figure 69 : Ratio de l'ellipse de polarisation pour des épaisseurs de 1 μm à 3 μm (entre 0V et 15V) (a) / Entre 0 et 3V (b)

La figure 69a et b montrent 3 évolutions possibles de l'ellipticité pour la zone 1, avec un zoom sur la plage de tension comprise entre 0 et 3V pour la figure 69b.

Une première analyse des courbes nous indique que pour cette configuration de SLM, l'ellipticité globale est plus élevée, car les courbes sont très proches de 1.

En appliquant le même raisonnement que pour le paragraphe précédent et en se basant toujours sur l'annexe 1, nous allons expliquer le comportement du déphasage.

Pour $d = 1 \mu\text{m}$, le déphasage est inférieur à 180° et l'ellipticité augmente constamment jusqu'à 8V, cela induit une décroissance du déphasage. Après 8V, le déphasage continue de décroître, car il est en dessous de 90° et l'ellipticité décroît elle aussi.

Pour $d = 2 \mu\text{m}$ et $d = 3 \mu\text{m}$, le déphasage à l'origine est supérieur à 180° mais ils ont deux comportements différents. Pour comprendre ces différences, nous analysons le comportement de l'ellipticité pour de faibles tensions.

Nous pouvons observer que le comportement pour $d = 2 \mu\text{m}$ s'explique par la chute de l'ellipticité qui tend vers 0 à 1,5V. En effet, pour un déphasage supérieur à 180° , une chute de l'ellipticité induit une décroissance du déphasage. Au-delà de 1,5V, l'ellipticité se remet à croître, mais le déphasage est passé sous la barre des 180° , d'où la décroissance de celui-ci.

Enfin pour $d = 3 \mu\text{m}$, un comportement différent apparaît. Tout d'abord, le déphasage est également supérieur à 180° . En analysant la figure 69a, nous pouvons observer une croissance constante de l'ellipticité jusqu'à environ 4V, cela entraîne une augmentation du déphasage.

Entre 4V et 5V, l'ellipticité se met à décroître jusqu'à s'annuler d'où la chute du déphasage jusqu'à 180° ce qui correspond à une polarisation linéaire. Au-delà de 5V, l'ellipticité se remet à croître, la polarisation est cependant en dessous de 180° , celle-ci décroît.

Par la suite, nous allons étudier le comportement de ces épaisseurs pour des tensions au-delà de 15V.

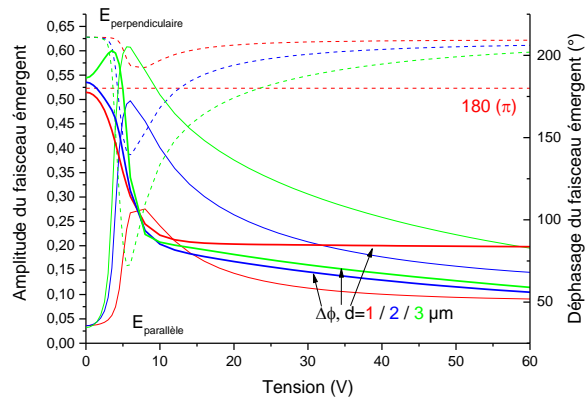


Figure 70 : Évolution du déphasage et de l'amplitude des ondes incidentes en fonction de la tension pour le cas 1 (étude entre 0 et 60V) (IPS-HA, $\Delta\epsilon < 0$)

Comme le montre la figure 70, qui représente les amplitudes et la phase de l'onde traversant la cellule en fonction de la tension jusqu'à 60 V, la valeur des amplitudes tend à se stabiliser.

Pour résumer, nous avons ici les mêmes comportements observés lors de l'étude précédente avec les molécules E7 (cf figure 52) dont les causes ont déjà été expliquées. Cependant les valeurs d'amplitudes ne tendent pas vers 0 pour les tensions élevées, cela ne génère donc aucun saut de phase pour ces valeurs. Sans saut de phase, nous avons donc une faible évolution du déphasage.

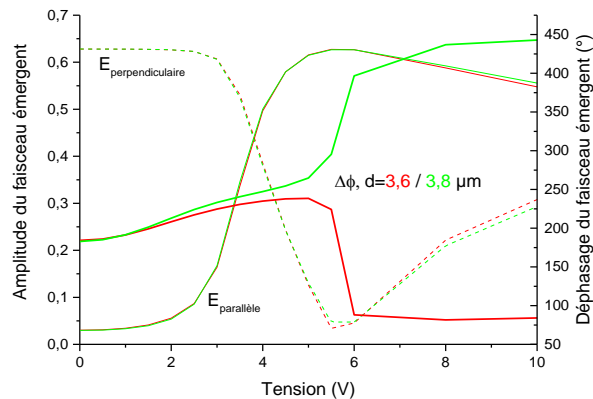


Figure 71 : Évolution du déphasage et de l'amplitude des ondes incidentes en fonction de la tension pour la zone 2 (étude entre 0 et 10V) (IPS-HA, $\Delta\epsilon < 0$)

La figure 71, présente l'évolution du déphasage et des amplitudes des deux composantes du champ électrique incident pour les épaisseurs 3,6 μm et 3,8 μm . Nous nous restreignons ici à des tensions comprises entre 0 et 10V. Au-delà de 10V la phase reste constante. Les amplitudes se stabilisent à un palier et aucun phénomène particulier ne se produit.

Nous retrouvons ici des sauts de phase pour les deux épaisseurs mais chaque épaisseur à un comportement distinct. Nous avons ici des comportements similaires à ceux observés dans la partie précédente. Expliquons en se basant sur les ellipses de polarisation, l'origine de ces sauts de phase.

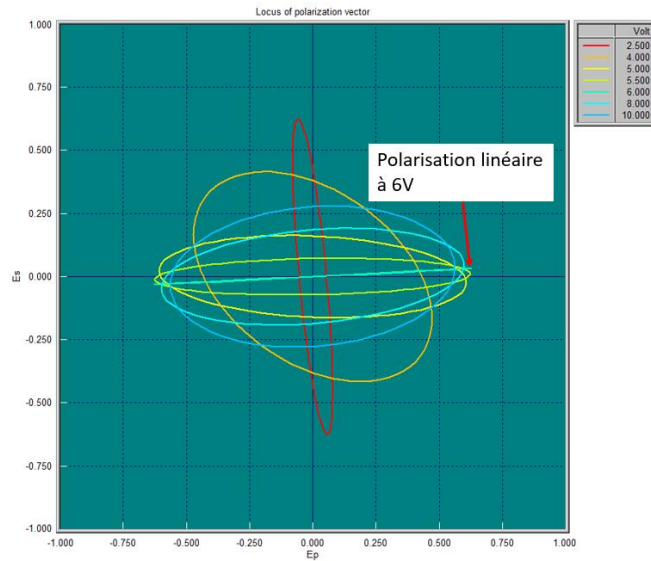


Figure 72 : Évolution de l'ellipse de polarisation pour $d=3.6 \mu\text{m}$

La figure 72, représente l'évolution de l'ellipse de polarisation pour différentes tensions comprises entre 2,5V et 10V pour l'épaisseur $d = 3,6 \mu\text{m}$. Ces tensions correspondent à des tensions avant et après la tension de seuil.

En analysant les ellipses, nous pouvons observer une ellipticité qui augmente en fonction de la tension jusqu'à se réduire à partir de 5V. Pour $U=6\text{V}$, la polarisation est parfaitement linéaire et redevient elliptique par la suite. Cette polarisation linéaire génère une chute de phase comme nous pouvons l'observer sur la figure 71.

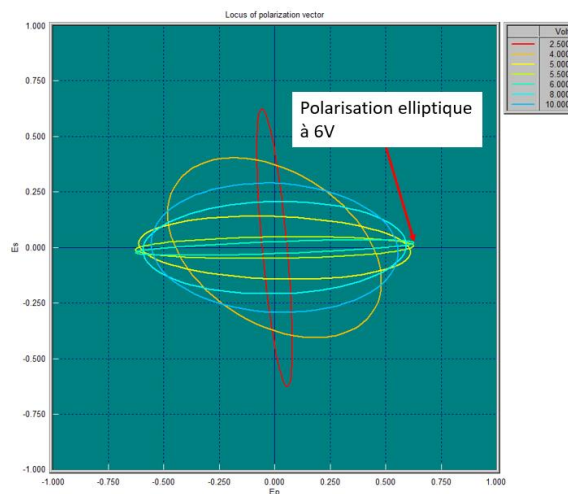


Figure 73 : Évolution de l'ellipse de polarisation pour $d=3.8 \mu\text{m}$

La figure 73 décrit l'évolution des ellipses de polarisation entre 2,5V et 10V pour l'épaisseur $d = 3,8 \mu\text{m}$. A l'instar de la figure 72, aucune polarisation linéaire n'apparaît. Nous sommes dans un cas similaire à la partie précédente (cf figure 57) où une épaisseur particulière ($3,6 \mu\text{m}$) permet de respecter la condition de Mauguin et l'effet « guide d'onde ». De plus, nous avons vu qu'une autre épaisseur ($3,8 \mu\text{m}$), permet de s'approcher de l'effet « guide d'onde » expliqué dans l'étude précédente.

Analysons maintenant la dernière zone correspondant à la zone traitant des épaisseurs supérieures à 4 μm .

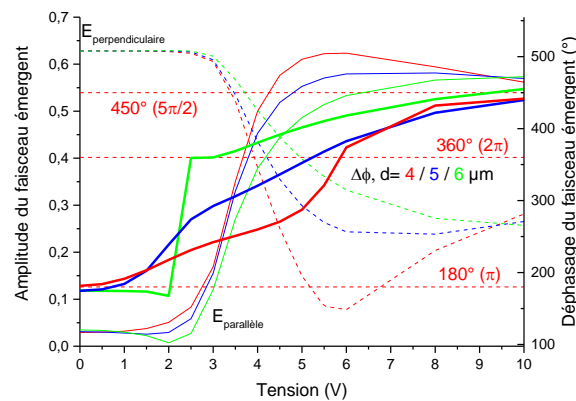


Figure 74 : Évolution du déphasage et de l'amplitude des ondes incidentes en fonction de la tension pour le cas 3 (étude entre 0 et 10V) (IPS-HA, $\Delta\epsilon < 0$)

La figure 74 représente également le comportement de 3 épaisseurs (4 μm , 5 μm et 6 μm) représentatives de l'intervalle étudié pour des tensions inférieures à 10V. Les autres épaisseurs ont des comportements intermédiaires entre les cas présentés pour $d = 4 \mu\text{m}$ et $d = 6 \mu\text{m}$ et nous pouvons extrapoler en analysant les courbes présentées sur ce graphique.

Dans un premier temps, les déphasages sont tous croissant contrairement à l'étude de la zone 1. Ce comportement est dû aux différentes variations de l'ellipticité, ce que nous allons étudier en analysant les différents ratios d'ellipse.

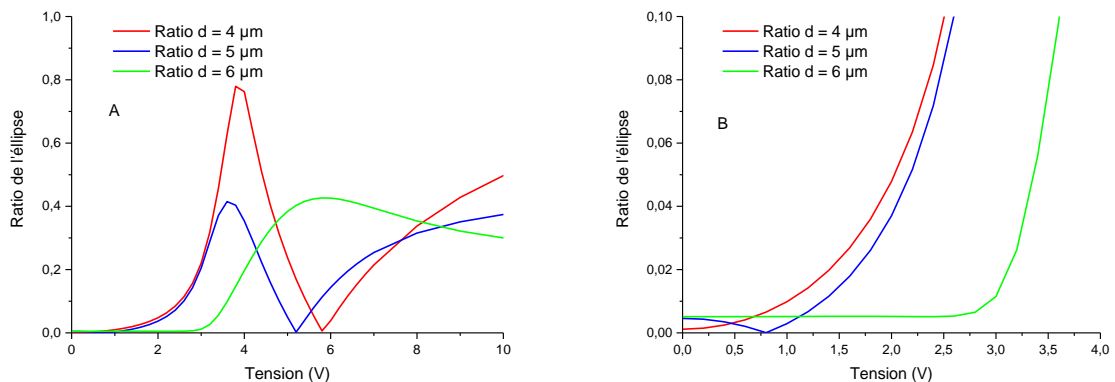


Figure 75 : Ratio de l'ellipse de polarisation pour des épaisseurs de 4 μm à 6 μm (entre 0V et 10V)

La figure 75a représente l'évolution de l'ellipticité des ellipses de polarisation pour des épaisseurs allant de 4 μm à 6 μm pour des tensions allant de 0V à 10V. De plus, nous nous sommes également restreints à des tensions allant jusqu'à 4V (figure 75b) afin de mieux analyser l'évolution du déphasage.

Pour $d = 4 \mu\text{m}$, le déphasage à l'origine est supérieur à 180°, une croissance de l'ellipticité crée ici une croissance du déphasage. Ce phénomène se poursuit jusqu'à 4V où le déphasage atteint environ 270°. À partir d'une valeur de déphasage valant 270°, la décroissance de l'ellipticité jusqu'à environ 6V fait croître le déphasage. Au-delà de 6V, la croissance de l'ellipticité fait croître le déphasage car celui-ci est supérieur à 360°.

Pour $d = 5 \mu\text{m}$, le déphasage à l'origine est inférieur à 180° mais avant 1V, l'ellipticité décroît ce qui fait croître le déphasage. Par la suite, le même raisonnement que pour $d = 4 \mu\text{m}$ peut être appliqué.

Pour $d = 6 \mu\text{m}$, Le déphasage à l'origine est inférieur à 180° , en se basant uniquement sur la figure 74, nous pouvons observer que $E_{\text{parallèle}}$ tend vers 0 autour de 2V. Cette décroissance de $E_{\text{parallèle}}$ crée une polarisation linéaire qui fait augmenter le déphasage d'environ 180° .

De 3V à 6V, nous nous basons sur la figure 75a. L'ellipticité est croissante, ce qui fait croître également le déphasage car il est supérieur à 360° . Une légère baisse de de l'ellipticité entre 6V et 10V apparaît mais cela diminue uniquement la pente du déphasage (la croissance est moins forte). En effet la diminution de l'ellipticité n'est pas assez significative pour faire décroître le déphasage.

Analysons maintenant le comportement pour des tensions élevées.

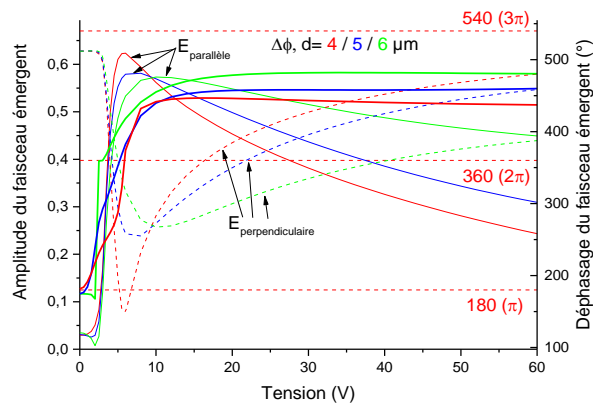


Figure 76 : Évolution du déphasage et de l'amplitude des ondes incidentes en fonction de la tension pour le cas de la zone 3 (étude entre 0 et 60V) (IPS-HA, $\Delta\epsilon < 0$)

La figure 76 est identique à la figure 74 mais s'étend sur une plage de tensions de 0V à 60V. Nous pouvons observer que les amplitudes de $E_{\text{perpendiculaire}}$ et $E_{\text{parallèle}}$ tendent à revenir à leur valeur initiale. Le déphasage quant à lui est quasiment constant.

L'étude du déphasage en fonction de l'épaisseur présentée sur la figure 67 a été étudiée en détail en analysant les 3 cas. Nous avons retrouvé des comportements similaires aux comportements engendrée par les molécules E7 de la partie précédente. Sauf que cette fois-ci le déphasage maximal est beaucoup plus faible mais à l'inverse son évolution en fonction de l'épaisseur est plus linéaire que dans la partie précédente.

Pour cette configuration, le plus grand déphasage s'obtient pour $d=6 \mu\text{m}$ mais l'intervalle du déphasage n'atteint pas 2π .

Optimisation du design :

Comme pour la configuration IPS-HA avec les molécules E7, nous allons récupérer la structure du brevet présenté dans la partie précédente pour tenter de diminuer la tension d'adressage et/ou d'augmenter le déphasage. Étudions maintenant l'influence des caractéristiques de la cellule sur la valeur du déphasage.

Nous reprenons la figure 61 en plaçant les électrodes à mi-hauteur et nous faisons varier la hauteur de celles-ci (d_s) :

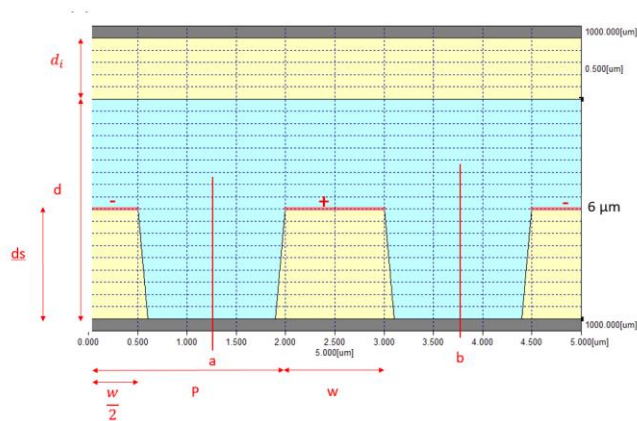


Figure 77 : Schéma de la cellule étudiée en simulation avec des électrodes surélevées (IPS-HA $\Delta\epsilon < 0$)

La figure 77 introduit comme dans la partie précédente, les paramètres « d_s » et « w » correspondant respectivement à la hauteur des électrodes et à la largeur des électrodes. L'épaisseur de la cellule « d » est ici constante et est fixée à 6 μm .

Nous nous plaçons donc entre 0 et 60V et nous comparons les déphasages en fonction des deux paramètres cités précédemment.

Le protocole de test est le suivant :

- Nous fixons tout d'abord w , et nous faisons varier d_s à $d/2$, $d/4$ et $d/6$ et le résultat sera comparé au déphasage lorsque les électrodes seront au niveau zéro de la cellule.
- Une fois la valeur de d_s permettant d'obtenir un déphasage optimal est trouvée, nous fixons ce paramètre et nous faisons varier w de 1 μm à 0,4 μm par pas de 0,2 μm .

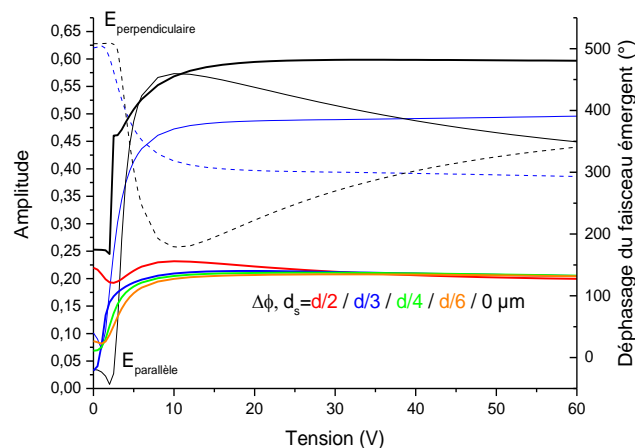


Figure 78 : Évolution du déphasage en fonction de la tension pour différentes hauteurs d'électrodes (IPS-HA $\Delta\epsilon < 0$)

La figure 78 représente l'évolution du déphasage lorsque les électrodes sont au niveau du substrat (courbe en noir) ainsi que pour différentes élévations d'électrodes allant jusqu'à $d/2$.

Lorsque nous surélevons les électrodes, le saut de phase disparaît et le déphasage est beaucoup plus faible. Encore une fois, nous retrouvons un cas similaire à la partie précédente. Ce saut de phase nous permet donc d'obtenir un déphasage plus élevé et tout en gardant les électrodes au niveau du substrat. Analysons maintenant l'influence de la largeur des électrodes.

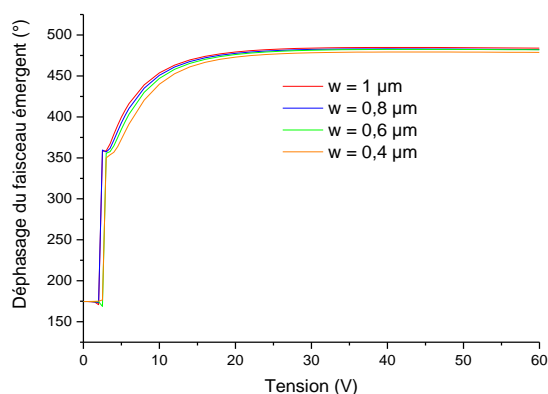


Figure 79 : Comparaison du déphasage pour plusieurs largeurs d'électrodes (w) (IPS-HA $\Delta\epsilon < 0$)

La figure 79 représente l'évolution du déphasage pour différentes largeurs d'électrodes allant de $0,4 \mu\text{m}$ à $1 \mu\text{m}$. Nous observons que son évolution reste inchangée malgré la réduction de la taille des électrodes.

Un léger offset est présent pour $w = 0,4 \mu\text{m}$ où nous pouvons observer une diminution du déphasage maximal de la cellule et une légère augmentation de la tension de seuil. Dans tous les cas, l'impact de la largeur des électrodes est ici négligeable.

Dans cette configuration, nous pouvons donc diminuer au maximum la largeur des électrodes pour augmenter la quantité de lumière qui traverse l'électrode et donc augmenter la transmittance moyenne de la cellule.

Le choix des molécules avec un $\Delta\epsilon < 0$ ne nous a pas permis de trouver une configuration permettant d'obtenir un déphasage de 2π . Le déphasage le plus élevé est proposé pour une épaisseur de $6 \mu\text{m}$. Cette épaisseur entrainera un temps de réponse trop élevée et la tension permettant d'obtenir ce déphasage est également trop élevée (autour de 30V).

Bilan de l'IPS-HA avec $\Delta\epsilon < 0$:

Pour une cellule IPS-HA avec des molécules $\Delta\epsilon < 0$, nous avons pu mettre en évidence encore une fois le comportement modificateur de polarisation via la modification des amplitudes du champ électrique.

La polarisation est modifiée par le changement d'amplitude des ondes incidentes et nous obtenons une polarisation elliptique en sortie de la cellule. L'évolution du déphasage est très différente de l'étude précédente.

En effet, malgré un déphasage maximal plus faible, les sauts de phases sont moins nombreux que pour le cas $\Delta\epsilon > 0$.

La tension permettant d'atteindre ce déphasage est ici plus faible (entre 20V et 30V) mais l'épaisseur de $6 \mu\text{m}$ entrainera un temps de réponse plus élevé.

Dans la partie suivante nous passerons à l'analyse de la configuration IPS-VA uniquement compatible avec des cristaux liquides possédant un $\Delta\epsilon > 0$.

3.4. Configuration IPS-VA

Comme pour la configuration homogène, pour pouvoir analyser les résultats, nous devons définir des paramètres inhérents à ce type de cellules.

Nous avons pour objectif d'obtenir une tension d'adressage et une épaisseur de cellule faible pour obtenir un temps de réponse et une tension de seuil faibles. Pour cela, nous devons définir les temps de montée et de descente d'une cellule IPS-VA en modulation d'amplitude.

Pour ce type de cellule, avec l'orientation des molécules, les formules de l'IPS s'appliquent mais K_2 est remplacé par K_3 qui est la constante de Bend car les molécules sont alignées à la verticale à l'état initial.

Lors de l'établissement du champ électrique, le mouvement de torsion n'apparaît pas mais celui-ci est remplacé par un mouvement de tilt qui est lié à la constante K_3 . Cette constante est également utilisée pour les cellules VA classique [26].

De la même manière que pour l'étude de l'IPS-HA, nous rappelons les définitions des temps de montée et de descente [74] :

$$t_{on} = \frac{\gamma_1}{\epsilon_0 |\Delta\epsilon| E^2 - \frac{\pi^2}{d^2} K_3} \quad (3.11)$$

Et

$$t_{off} = \frac{\gamma_1 d^2}{\pi^2 K_3} \quad (3.12)$$

Le temps de réponse est défini par $t_{réponse} = t_{on} + t_{off}$ et E représente la valeur du champ électrique en (V/m).

Pour ce type de cellule et en utilisant les paramètres de la figure 41, la tension de seuil se définit par :

$$V_{th} = \frac{\pi(P-w)}{d} \sqrt{\frac{K_3}{\epsilon_0 |\Delta\epsilon|}} \quad (3.13)$$

En appliquant la simplification introduite pour le cas IPS-HA, les définitions des constantes diélectriques dans LCDMaster nous permet d'omettre la constante ϵ_0 .

En analysant l'équation (3.13), nous avons donc toujours une dépendance avec le coefficient de Bend (K_3) et de l'espace interélectrodes ($P-w$).

Notons également que, d'après l'étude du cas précédent, il se pourrait que la largeur des électrodes ait une influence sur les performances en déphasage ou sur la tension de seuil.

Nous obtenons donc les mêmes équations que pour l'alignement homogène, avec un changement au niveau du coefficient élastique. Nous pourrions donc nous attendre à une tension de seuil relativement faible (dû au petit pixel).

Pour rappel, l'analyse se fera avec les molécules E7, car ce genre de configuration fonctionne uniquement pour des molécules avec un $\Delta\epsilon > 0$.

Reprenons donc le même protocole d'analyse utilisé dans les parties précédentes :

- L'architecture de la cellule est ici identique aux études de cas précédentes (cf figure 41).
- La largeur des électrodes pour l'étude est fixée à $1\ \mu\text{m}$. Par la suite une étude du déphasage en fonction de l'épaisseur (allant de $1\ \mu\text{m}$ à $6\ \mu\text{m}$) sera effectuée.
- Pour terminer, une étude sur la hauteur et la largeur des électrodes sera effectuée pour optimiser la tension de seuil et le déphasage.

Analysons donc l'évolution du déphasage en fonction de la hauteur pour cette configuration :

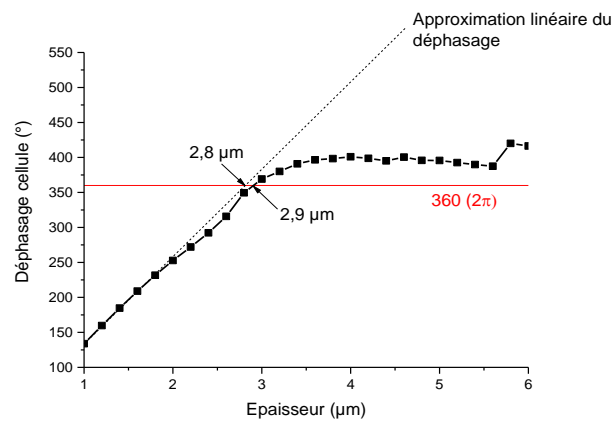


Figure 80 : Évolution du déphasage maximum de la cellule en fonction de l'épaisseur de celle-ci (IPS-VA, $\Delta\epsilon > 0$)

En analysant la figure 80, nous pouvons observer une évolution linéaire du déphasage en fonction de l'épaisseur suivie d'un palier à partir de $3,6\ \mu\text{m}$. Ce comportement est différent de l'étude précédente sur l'IPS-HA. Nous observons également une non linéarité entre $5,6\ \mu\text{m}$ et $5,8\ \mu\text{m}$.

Les points de la figure 80 ont été mesurés à la position donnant le déphasage le plus grand mais il ne s'agit pas forcément du point d'observation : $X = 1,25\ \mu\text{m}$ correspondant au centre de l'espace interélectrodes. La position du point donnant le déphasage maximal ainsi que l'origine de la non linéarité seront expliqués plus loin.

Comme dans l'étude de la configuration IPS-HA, nous avons tracé l'évolution des amplitudes de la lumière émergente ainsi que les déphasages associés pour plusieurs épaisseurs. Au vu du comportement du déphasage, nous avons choisi de tracer différentes épaisseurs de l'intervalle d'étude.

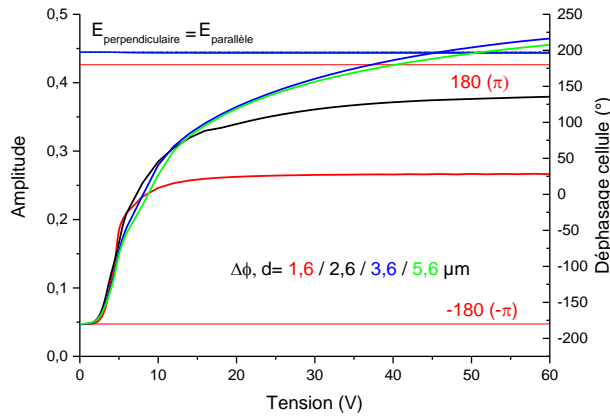


Figure 81 : Évolution du déphasage et des amplitudes pour 3 épaisseurs différentes (IPS-VA)

La figure 81 représente, pour les épaisseurs de 1.6 μm à 5.6 μm , l'évolution du déphasage ainsi que des amplitudes des deux composantes de la lumière incidente ($E_{\text{parallèle}}$ et $E_{\text{perpendiculaire}}$). Vu la simplicité des courbes, nous pouvons nous permettre d'étendre l'étude sur toute la plage de tensions (entre 0V et 60V).

De plus, les tensions de seuils sont comprises entre 0 et 5V, ce qui reste acceptable pour un adressage de type CMOS. À l'inverse les tensions permettant d'obtenir un déphasage de 2π sont très élevées. Une optimisation du design de la cellule sera effectuée par la suite lorsque l'épaisseur permettant un déphasage optimal sera choisie.

La première différence que nous notons ici est que les amplitudes des ondes incidentes sont identiques pour toutes les valeurs de tension avec uniquement une variation de phase. Cela confirme notre hypothèse introduite lors de la définition de la modulation de phase au chapitre 1 où la polarisation est cette fois-ci modifiée par le déphasage et non la modification des amplitudes de la lumière incidente.

Cette définition suppose une évolution linéaire de la phase en fonction de l'épaisseur. Sur la figure 80, en supposant l'évolution linéaire pour toutes les valeurs d'épaisseurs, une approximation linéaire de la courbe permet d'atteindre la valeur de 2π pour une épaisseur de 2,8 μm . Finalement nous atteignons 2π pour une épaisseur de 2,9 μm .

Pour rappel la théorie dans la partie modulation de phase nous indique que :

$$\Delta\phi_{\text{max}} = \frac{2\pi d \Delta n}{\lambda} \quad (3.14)$$

Le calcul théorique nous donne ici pour un déphasage de 2π maximum, avec les paramètres de molécules E7 et une longueur d'onde de 550nm :

$$d = \frac{\lambda}{\Delta n} \approx 2.4 \mu\text{m} \quad (3.15)$$

En analysant le résultat théorique obtenu, nous avons un écart de 0.4 μm par rapport à l'épaisseur simulée qui est de 2,8 μm .

La différence avec la théorie peut s'expliquer pour plusieurs raisons.

Dans un premier temps, les molécules sur le bord du substrat ne bougent pas dû à l'ancrage, d'où une dégradation du déphasage maximal. De plus, lorsque le champ électrique s'établit, les molécules subissent une rotation jusqu'à la position horizontale mais le déphasage maximal est limité par la biréfringence du CL.

Nous pouvons observer qu'au vu du comportement de la lumière traversant la cellule LCD, celle-ci ne peut pas être approximée à une succession de lames biréfringentes comme pour le cas IPS-HA. Ici, la cellule se comporte comme une lame biréfringente où l'application du champ électrique fait varier la biréfringence.

Pour vérifier cette hypothèse d'approximation à une lame biréfringente, nous allons utiliser la Sphère de Poincaré définie en annexe 1.

Pour notre exemple, étudions l'épaisseur $d = 6 \mu\text{m}$. Grâce à la sphère de Poincaré, nous pourrions remonter à l'état de polarisation en sortie de la cellule pour une tension donnée. Dans l'annexe 1, l'axe $(+S1, -S1)$ correspond au repère fixe du laboratoire (x, y) . Ce qui est toujours le cas ici.

Sous LCDMaster, l'axe de transmission du polariseur est placé face à un des axes neutres des cristaux liquides. Dans notre configuration, l'axe d'absorption se situe à $(45^\circ + 90^\circ)$ de l'axe fixe du laboratoire et sur la sphère de Poincaré, elle se place donc à $2 \cdot (45^\circ + 90^\circ)$ de l'axe x du laboratoire. La polarisation initiale en sortie de la cellule devrait donc se situer sur l'axe $-S2$.

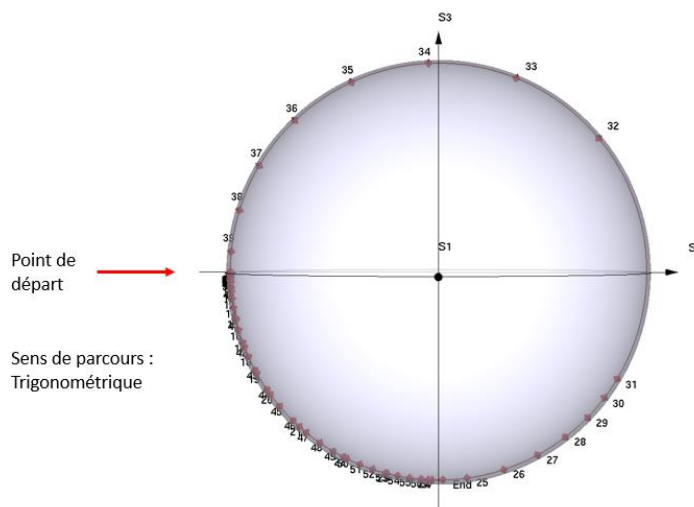


Figure 82 : Évolution de la polarisation sur la sphère de Poincaré pour $d = 6 \mu\text{m}$ (IPS-VA)

Sur la figure 82, nous avons tracé l'évolution de la polarisation sur la sphère de Poincaré en fonction de la tension pour une plage comprise 0V et 60V. Le trajet de la polarisation entre les différents points (en rouge sur la figure) représente l'évolution du déphasage.

Utiliser l'épaisseur de $6 \mu\text{m}$ permet d'atteindre un déphasage supérieur à 2π , correspondant également à la valeur de déphasage la plus élevée possible de notre configuration.

Décrivons comment interpréter la sphère de Poincaré :

- Pour commencer, il faut repérer le point de départ qui correspond au point $-S2$ qui est l'état de polarisation initial. Il est nommé « Str », mais n'est pas visible sur le schéma.

Ce point positionné sur l'équateur indique une polarisation linéaire. Le point -S2 indique qu'il s'agit d'une polarisation linéaire à 135°.

- La polarisation effectue un trajet dans le sens trigonométrique en restant sur le méridien, passant dans l'ordre par les points S3, S2, -S3 et -S2. D'après l'annexe 2, la polarisation restant sur un méridien implique que les amplitudes du champ électrique ne sont pas modifiées. Seul le déphasage est modifié.
- Un tour complet de la sphère correspond à un déphasage de 2π . Si l'on fait plus d'un tour, nous avons un déphasage supérieur à 2π .

Grâce à ces points, nous pouvons voir que la polarisation subit plusieurs changements lorsque la tension augmente. Nous passons tout d'abord d'une polarisation linéaire à circulaire. Puis la polarisation redevient linéaire.

Tous les autres états intermédiaires sont des polarisations elliptiques. Ce comportement est donc identique à celui d'une lame biréfringente [24][38].

Dans le chapitre 1, nous avons vu qu'un déphasage sans modification de la polarisation est obtenu lorsque les molécules passent de l'état vertical à l'état horizontal. Lorsque nous sommes proches des bords, les molécules ne sont pas complètement à l'horizontale. Si la cellule est épaisse, le champ électrique est moins fort lorsque l'on s'éloigne des électrodes. Dans ce cas, les molécules qui sont près du substrat du haut n'auront pas de rotation complète, diminuant ainsi le déphasage maximal offert par la cellule.

Vérifions cette hypothèse avec une vision du mouvement des molécules lorsque la tension d'adressage est maximale (60V).

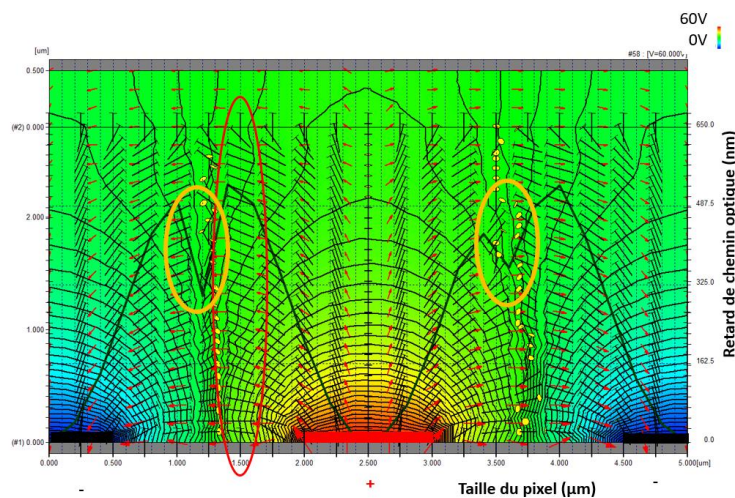


Figure 83 : Influence du mouvement des molécules sur les performances en déphasage d'une cellule IPS-VA ($d = 2.8 \mu\text{m}$, Tension d'adressage 60V)

La figure 83 représente la position dans l'espace des molécules de CL (représentées par les bâtonnets noirs) pour une cellule d'épaisseur $2,8 \mu\text{m}$ et avec une tension de 60V. Le pixel est composé de deux sous pixels. Les électrodes sont composées de lignes d'épaisseur négligeable qui ont été surlignées sur ce schéma et placées substrat du bas. Le champ électrique est symbolisé par les flèches rouges partant de l'électrode « + » au centre du pixel. Ces flèches rouges se dirigent ensuite vers les électrodes « - » dont la moitié est visible sur chaque bord entre $0 \mu\text{m}$ et $0,5 \mu\text{m}$ puis entre $4,5 \mu\text{m}$ et $5 \mu\text{m}$.

Grâce à ce champ électrique, des équipotentielles apparaissent et sont représentées par les courbes noires continues. Le gradient de potentiel est représenté par la variation de couleur entre le rouge (60V) et le bleu (0V). L'état intermédiaire se trouve ici dans le vert à environ 30V. Les molécules présentes dans ce gradient de potentiel réagissent donc à une tension diminuée de moitié par rapport à celles présentes au niveau des électrodes. Cette chute de potentiel, dans le cas d'une tension d'adressage plus faible, ne permet pas d'orienter les molécules à l'horizontale.

Une fois le champ électrique établi, nous pouvons observer qu'à 60V, dans la zone présentant les performances en déphasage les plus élevés (entourée en rouge), les molécules proches des substrats ne sont pas complètement ramenées à l'horizontal à cause de l'ancrage.

Des dégradations de performances sont observées sur une zone proche du milieu de l'espace interélectrodes. Ces zones sont entourées en orange. Comme nous pouvons l'observer, dans ces zones et sur toute la hauteur de CL correspondante, les molécules sont orientées aléatoirement. Cette orientation aléatoire, diminue localement le déphasage. Ce défaut d'alignement est appelé ligne de disclinaison [5]. Avant d'aborder l'origine de ce défaut dans la partie suivante, nous allons analyser en détails le reste de la figure 80.

La partie linéaire de la figure 80 est donc expliquée théoriquement et cette partie indique que nous sommes limités par l'épaisseur de la couche de CL. Au-delà de 3 μm , la courbe présente une saturation. Cette saturation indique que nous sommes limités ici par la biréfringence des cristaux liquides, les autres paramètres étant constants.

Le cas du saut de phase entre 5,6 μm et 5,8 μm sera détaillé dans la partie suivante car son origine est due au décalage de la ligne de disclinaison.

De plus, nous avons vu que les molécules ne sont pas complètement orientées et des lignes de disclinaison diminuent le déphasage maximal. Par la suite nous expliquerons ce que sont les lignes de disclinaison et nous effectuerons un travail d'optimisation du design de la cellule pour tenter de corriger ce défaut.

3.4.1. Origine des lignes de disclinaison et solutions pour les masquer ou les faire disparaître

Les simulations réalisées sur toute la plage d'épaisseur ont permis de mettre en avant un problème inhérent aux configurations IPS-VA et VA classique.

Nous avons vu qu'il s'agissait de défauts d'alignements qui forment ce qu'on appelle des lignes de disclinaison. Celles-ci rendent les cellules moins performantes à un endroit donné de celle-ci. Dans le cas du VA classique, plusieurs méthodes existent pour corriger partiellement ou totalement ce défaut. Ces méthodes consistent à changer de type de cristal liquide ou de modifier le design de la cellule [74][75].

Ces lignes de disclinaison sont dues à plusieurs facteurs. Pour une configuration VA et IPS-VA, les principales raisons sont :

- Le pré-tilt ;
- La nature pixélisée de la cellule ;
- L'amplitude du champ électrique ;
- La position et la forme des électrodes.

Schématisons ce défaut dans le cas d'une cellule IPS-VA en prenons ici le cas de l'évolution spatiale des molécules pour $d = 3 \mu\text{m}$ pour mettre en évidence ce problème.

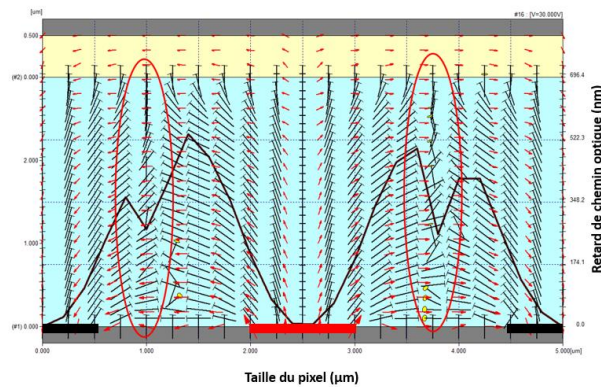


Figure 84 : Évolution du déphasage pour $d = 3 \mu\text{m}$ (IPS-VA) pour une tension d'adressage de 30V. Mise en évidence des lignes de disclinaison

La figure 84 représente la répartition spatiale des molécules dans un plan de coupe de la cellule en régime établi et pour une tension d'adressage de 30V. Par souci de clarté, nous avons surligné sur le substrat du bas en rouge l'électrode « + » et en noir, les électrodes « - ».

Les molécules sont représentées par les bâtonnets noirs et le champ électrique par les flèches rouges. Le résultat de simulation par le logiciel de la différence de marche, proportionnelle au déphasage, d'une telle cellule est représenté par les traits gras noirs.

Les molécules ayant un comportement anormal faisant chuter le déphasage sont entourées en rouge. Ce sont ces défauts que l'on appelle les lignes de disclinaison.

Dans le cas de notre exemple, elles dépendent également de la valeur du champ électrique et donc de la tension d'adressage. En effet, malgré la présence d'un champ électrique horizontal sur la zone entourée en rouge, les molécules ont des comportements aléatoires. Au niveau du substrat du bas, là où le champ électrique est le plus fort, les molécules tendent à être horizontales. À l'inverse, elles sont proches de l'état vertical lorsque l'on se rapproche du substrat du haut. Cependant, cela n'explique pas le comportement aléatoire des molécules qui sont alignées de manière aléatoire.

Lors des simulations, nous avons pu observer que les lignes de disclinaison dépendent également de l'espace interélectrodes et de l'épaisseur de la cellule. Ces défauts apparaissent pour toute la plage d'épaisseur testée et peuvent être atténués ou déplacés lorsque l'on change l'espace interélectrodes.

Enfin, nous avons pu observer que le placement des molécules voisines joue également un rôle important. En observant la zone entourée en rouge sur la figure 84, les molécules voisines à une ligne de disclinaison s'orientent dans deux directions opposées. La zone entourée a été reproduite pour plus de clarté sur le schéma ci-dessous :

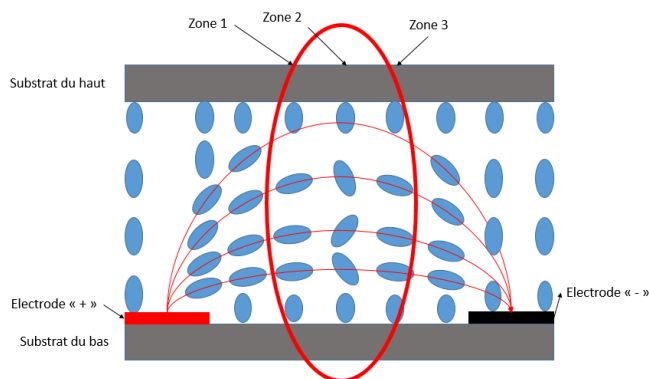


Figure 85 : Schéma simplifié d'une ligne de disclinaison sur un sous pixel pour une configuration IPS-VA

La figure 85 représente une version simplifiée, mais à plus grande échelle du défaut présenté à la figure 84. Comme nous pouvons l'observer, la ligne de disclinaison (zone 2) se trouve entre deux zones où les molécules sont orientées de manière symétrique (zone 1 et 3). Ce défaut d'alignement empêche les molécules qui sont situées entre les deux zones de s'orienter correctement (horizontalement dans notre cas). Ce défaut induit donc une chute du déphasage maximale et de la transmission pour la modulation d'amplitude.

Pour terminer, nous pouvons observer sur la figure 84 que la ligne de disclinaison est légèrement décalée par rapport au centre, contrairement à la figure 85 qui est une figure simplifiée où la ligne de disclinaison est située au centre de l'espace interélectrodes.

Ce décalage peut changer en fonction de l'un ou plusieurs de ces paramètres : l'épaisseur, la largeur et le pas des électrodes, le pré-tilt et l'amplitude du champ électrique.

Un exemple de l'influence de l'épaisseur est présenté sur la figure 80 où un saut de phase apparaît entre $5,6 \mu\text{m}$ et $5,8 \mu\text{m}$. Pour expliquer ce phénomène, nous allons nous aider de la représentation spatiale des molécules.

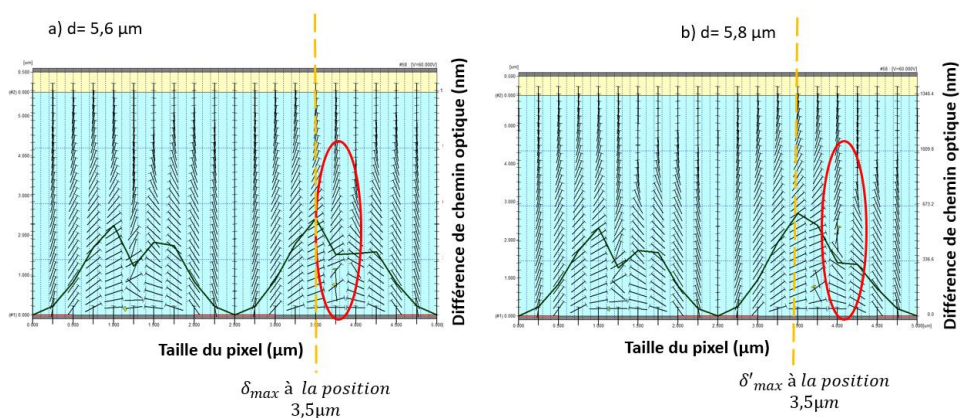


Figure 86 : Influence de l'épaisseur de cristaux liquide sur la ligne de disclinaison. Comparaison entre $d= 5,6 \mu\text{m}$ et $d= 5,8 \mu\text{m}$ pour $U=60V$.

La figure 86 représente l'évolution spatiale des molécules pour une tension de 60V pour deux épaisseurs différentes. Les figure 86a et b correspondent respectivement aux épaisseurs $d=5,6 \mu\text{m}$ et $d=5,8 \mu\text{m}$. Sur ces deux figures, nous avons tracé uniquement le mouvement des molécules à une tension donnée ainsi que la courbe correspondant à la différence de marche entre les deux

composantes de la lumière incidente. Cette courbe est représentée en noir gras, rappelons que le déphasage est proportionnel à la différence de marche.

Nous avons également tracé sur ces deux figures, une ligne en pointillés orange sur le point de mesure $X=3.5 \mu\text{m}$. Ce point correspond à la différence de marche maximale (nommé : δ_{max} et δ'_{max} pour les deux épaisseurs de CL). En outre, sur la figure 86, nous observons que $\delta'_{max} > \delta_{max}$. Comme nous avons choisi de mesurer le déphasage au point de mesure où il est le plus élevé, ces deux valeurs expliquent le saut de phase de la figure 80.

Sur la figure 86b, le déphasage, plus élevé que sur la figure 86a est lié à la présence de la ligne de disclinaison. Sur chaque figure, la ligne de disclinaison a été entourée en rouge et nous pouvons observer un décalage vers la droite de celle-ci sur la figure 86b. La présence d'une ligne de disclinaison diminue localement le déphasage à cause des positions aléatoires des molécules. Cependant, la position aléatoire des molécules affecte également les molécules voisines. Ceci diminue le déphasage généré par les molécules aux alentours, d'où une courbe de déphasage présentant un maximum plus faible. Sur la figure 86b, ce décalage permet donc aux molécules les plus éloignées de la ligne de disclinaison de s'orienter correctement et de permettre un déphasage plus élevé. Ce problème apparaît également pour des épaisseurs plus faibles, mais permet néanmoins d'atteindre un déphasage de 2π .

La modification de l'épaisseur à pré-tilt constant étant limitée, car nous avons choisi de nous restreindre à $6 \mu\text{m}$. Nous avons simulé une modification du pré-tilt permettant de déplacer la ligne de disclinaison jusqu'à ce qu'elle soit située proche ou au-dessus d'une des électrodes pour qu'elle puisse être masquée par celle-ci. Les pré-tilts qui permettent de déplacer ou de supprimer les lignes sont soit trop élevés ou irréalisables avec les moyens mis à notre disposition.

Une dernière solution consiste à augmenter considérablement la tension d'adressage. Cependant avec la configuration étudiée jusqu'à maintenant, les lignes de disclinaison apparaissent même pour des tensions très élevées. La dernière solution consisterait à modifier le design de la cellule et à la coupler avec le bon choix de tension.

Pour éliminer les lignes de disclinaison, nous allons dans la partie suivante nous baser sur le brevet de U. Rossini [5]. Le protocole de simulation reste identique. Cette fois-ci, nous allons tester différentes élévations d'électrodes et par la suite faire varier leur largeur de pour chercher à obtenir la meilleure optimisation du trio déphasage/tension de seuil/tension 2π .

3.4.2. Optimisation du design de la cellule dans le but d'obtenir le meilleur déphasage possible

Dans les simulations précédentes, nous avons indiqué que des lignes de disclinaison ont été observées à des positions où le déphasage est censé être maximal. Toutes les simulations précédentes ont donc été effectuées en changeant le point de mesure pour récupérer le déphasage maximal.

Dans un premier temps, nous allons surélever les électrodes et mesurer le déphasage systématiquement au milieu de l'espace interélectrodes. Plusieurs épaisseurs permettant d'obtenir un déphasage de 2π seront testées en surélevant les électrodes à mi-hauteur ($d/2$). Les valeurs d'épaisseurs testées sont : $3 \mu\text{m}$, $4 \mu\text{m}$, $5 \mu\text{m}$ et $6 \mu\text{m}$.

Cette fois-ci une problématique supplémentaire apparaît. Comme les électrodes sont surélevées, nous avons le choix entre un ancrage des molécules en se basant sur le relief du substrat ou un ancrage des molécules se basant sur le relief réel de la cellule. Les deux cas sont résumés sur la figure ci-dessous :

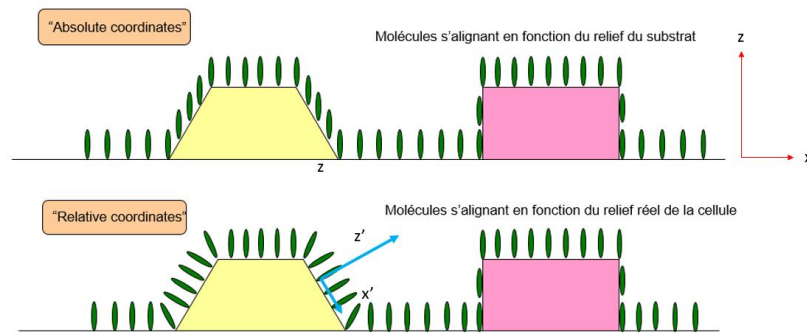


Figure 87 : Différences entre "coordonnées relatives" et "coordonnées absolues"

La figure 87 représente les différents types d'alignements que nous pouvons simuler sous LCDMaster. Nous pouvons forcer les molécules à s'aligner en fonction du repère fixe (X,Z), correspondant au substrat. C'est cette option qui a été choisie dans toutes les études précédentes.

Nous pouvons également forcer les molécules à s'aligner en fonction de la topologie réelle de la cellule. Chaque zone ayant une topologie particulière, possède son propre système d'axes (X',Z') et les molécules s'alignent en fonction de ce système. Malheureusement dans le cas de notre étude sur l'IPS-VA, une configuration de type « relatives coordonnées » donne de très mauvais résultats et ne supprime pas les lignes de disclinaison malgré le changement de tous les paramètres géométriques. Par la suite, nous travaillerons donc en « coordonnées absolues ».

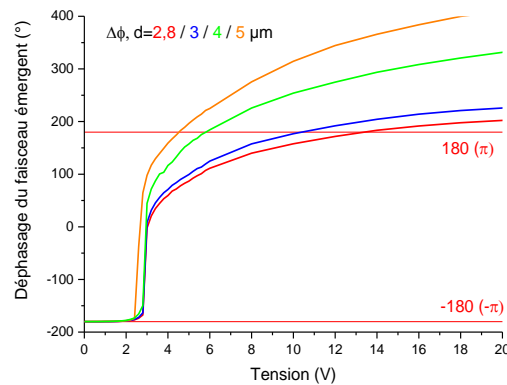


Figure 88 : Recherche de l'épaisseur optimale avec les électrodes élevées à mi-hauteur de la cellule

La figure 88, représente les déphasages en fonction de la tension pour différentes épaisseurs avec les électrodes situées à mi-hauteur. Une première analyse montre des évolutions croissantes des déphasages au-delà des tensions de seuil entre 2V et 3V. Les courbes tendent vers une asymptote au-delà de 15V. Pour cela, nous avons donc restreint la plage d'étude entre 0 et 15V.

Dans un premier temps, nous pouvons observer que la surélévation des électrodes permet d'atteindre des déphasages maximums plus élevés. Par exemple, nous pouvons atteindre les 2π recherchés. La tension de seuil est également plus faible. Le déphasage ne présente aucune chute pendant son évolution, ce qui indique l'absence de lignes de disclinaison pour toutes les épaisseurs.

De plus, nous pouvons observer que la tension permettant d'atteindre un déphasage de 2π est de plus en plus faible lorsque l'épaisseur de cristal liquide augmente. Cela est dû à la définition de la tension de seuil qui est inversement proportionnelle à l'épaisseur de CL. C'est ici l'épaisseur de $5\ \mu\text{m}$ qui permet d'avoir un déphasage de 2π pour une tension faible (inférieure à 5V).

Reprenons maintenant notre protocole d'optimisation des performances de la cellule tel qu'il a été présenté dans les études de cas précédentes.

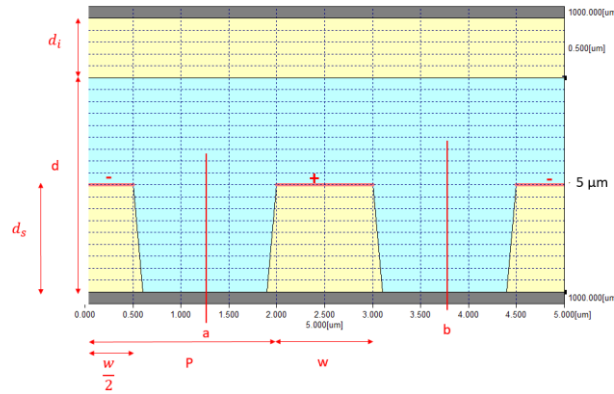


Figure 89 : Schéma de la cellule étudiée en simulation avec des électrodes surélevées (IPS-VA $\Delta\epsilon > 0$)

À partir de la figure 89 et avec une épaisseur constante de $5\ \mu\text{m}$, nous ferons varier la hauteur des électrodes « d_s » dans un premier temps. Puis, dans un second temps, une fois la hauteur optimale atteinte, nous allons faire varier la largeur des électrodes « w ».

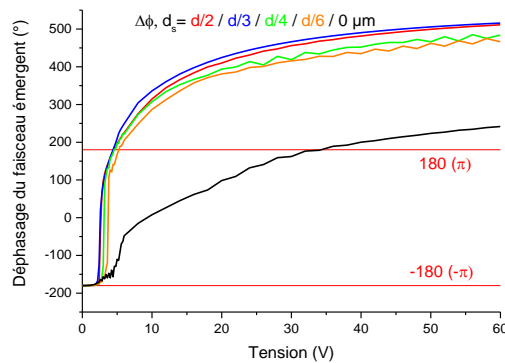


Figure 90 : Évolution du déphasage pour différentes hauteurs d'électrodes avec une épaisseur de CL de $5\ \mu\text{m}$

La figure 90 représente l'évolution du déphasage pour une épaisseur de CL de $5\ \mu\text{m}$ pour différentes hauteurs d'électrodes (de 0 à $d/6$). Les zones non lissées correspondent aux erreurs de simulations. Nous pouvons observer que le déphasage maximum augmente lorsque la hauteur des électrodes augmente. Pour les électrodes situées au niveau du substrat, la valeur du déphasage est beaucoup plus faible que les autres et correspond à la présence d'une ligne de disclinaison.

La surélévation des électrodes diminue la tension nécessaire permettant d'atteindre 2π . Le meilleur compromis se trouve à $d/3$.

La hauteur optimale ayant été trouvée, le dernier travail d'optimisation consiste à changer la largeur des électrodes dans le but d'optimiser le déphasage maximal et/ou de diminuer la tension d'adressage.

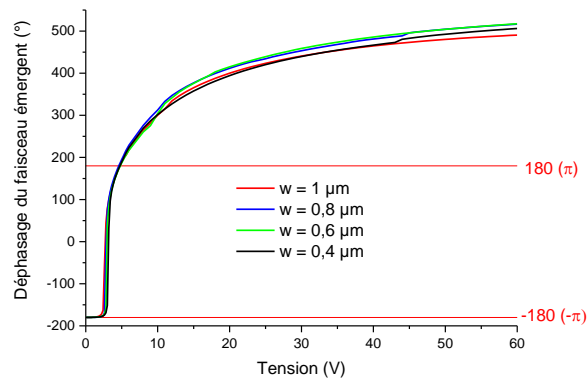


Figure 91 : Évolution du déphasage pour différentes largeur d'électrodes avec une hauteur d'électrode de $d/3$ et une épaisseur de CL $d = 5 \mu\text{m}$

La figure 91 représente l'évolution du déphasage en fonction de la largeur des électrodes de $1 \mu\text{m}$ à $0.4 \mu\text{m}$ pour la même épaisseur de CL que précédemment et avec une hauteur d'électrode fixée à $d/3$.

Nous pouvons observer que la diminution de la largeur des électrodes n'a aucun impact sur le déphasage maximal. Nous pouvons donc travailler avec n'importe quelle largeur d'électrode.

La configuration IPS-VA présente un bon compromis entre l'épaisseur et la tension d'adressage en comparaison avec l'IPS-HA.

Pour terminer, Nous allons tester les performances en régime dynamique où le déphasage sera exprimé en fonction du temps. L'objectif de cette étude est de trouver la tension d'adressage des électrodes permettant d'obtenir le meilleur compromis entre le temps de réponse et les lignes de disclinaison / déphasage.

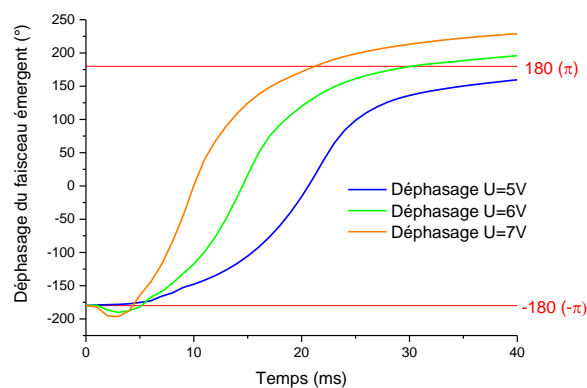


Figure 92 : Évolution du déphasage en fonction du temps pour plusieurs tensions (IPS-VA)

La figure 92 représente le comportement du déphasage en régime dynamique pour plusieurs tensions d'adressages. Différentes tensions entre 5V et 7V sont testées et nous observons un déphasage inférieur à 2π à partir de 6V.

Nous obtenons un déphasage de 2π pour une tension de 7V, mais le temps de montée est relativement élevé (environ 20 ms). Nous obtenons ici de bonnes performances en modulation de phase, une tension d'adressage relativement faible mais un temps de montée (et donc de réponse) élevé.

Bilan de l'IPS-VA :

Pour la configuration IPS-VA, nous avons mis en évidence une autre manière de contrôler la polarisation de la lumière grâce à un SLM à CL. Cette fois-ci, les amplitudes du champ électrique de la lumière traversant la cellule restent constantes, c'est ici la variation du déphasage qui change la polarisation sans modifier l'amplitude des composantes du champ électrique. Ce type de cellule se rapproche donc d'une lame biréfringente dont le déphasage maximal est modifiable électriquement.

Le déphasage optimal est obtenu à la base pour une épaisseur faible (2,9 μm) cependant les lignes de disclinaison atténuent fortement le déphasage maximal permis par la cellule. Un travail d'optimisation était nécessaire ici pour augmenter les performances en déphasage tout en gardant une plage de tension faible. Ce travail d'optimisation a également permis de supprimer les lignes de disclinaison en surélevant les électrodes et en gardant les molécules quasiment perpendiculaires aux substrats indépendamment de la topologie de la cellule. Le déphasage optimal s'obtient cette fois-ci avec une épaisseur de CL de 5 μm . Une étude de la largeur des électrodes a permis de diminuer la taille de celles-ci en gardant des performances équivalentes.

Enfin, la tension d'adressage optimale est ici de 7V, malgré un temps de réponse élevé en régime dynamique.

Pour l'instant, la configuration IPS-VA semble être la configuration la plus adaptée pour une modulation de phase optimale. Mais il reste une configuration à analyser, il s'agit de l'IPS-TN.

3.5. Configuration IPS-TN

Comme pour les configurations précédentes, nous définissons les paramètres qui nous sont utiles pour analyser la cellule.

Pour ce type de cellule, Yubao Sun et al. [57] indiquent que le temps de réponse est identique à celui d'une cellule de type IPS-HA :

$$t_{on} = \frac{\gamma_1}{\epsilon_0 |\Delta\epsilon| E^2 - \frac{\pi^2}{d^2} K_2} \quad (3.16)$$

Et

$$t_{off} = \frac{\gamma_1 d^2}{\pi^2 K_2} \quad (3.17)$$

Le temps de réponse est défini par $t_{réponse} = t_{on} + t_{off}$ et E représente la valeur du champ électrique en (V/m). De même, en se basant sur les paramètres de la figure 41, la tension de seuil se définit par :

$$V_{th} = \frac{\pi(P-w)}{d} \sqrt{\frac{K_2}{\epsilon_0 |\Delta\epsilon|}} \quad (3.18)$$

Cette équation est également valable pour un $\Delta\epsilon > 0$ et $\Delta\epsilon < 0$. Nous retrouvons encore une fois la dépendance avec le coefficient K2 ainsi que l'espace interélectrodes noté ici : « P-w ». Pour les mêmes raisons que précédemment, nous pouvons simplifier l'équation par ϵ_0 .

Le protocole de simulation est le même que pour les deux configurations précédentes. Nous commençons donc l'analyse pour les molécules E7 ($\Delta\epsilon > 0$).

3.5.1. Configuration avec des molécules possédant un $\Delta\epsilon > 0$

Nous recherchons un déphasage de 2π . Comme pour les études précédentes nous débutons l'étude par analyser l'évolution du déphasage qu'offre la cellule en fonction de son épaisseur.

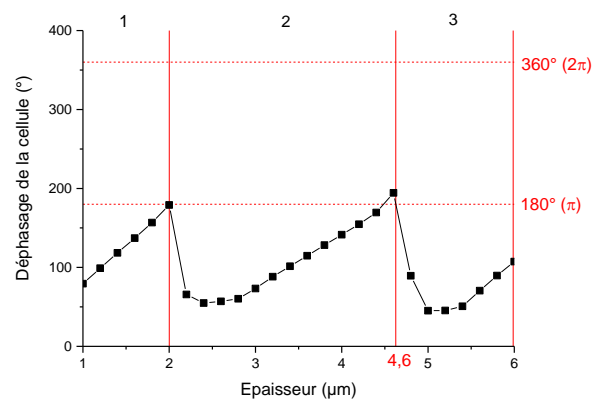


Figure 93 : Évolution du déphasage maximal en fonction de l'épaisseur de la cellule (IPS-TN $\Delta\epsilon > 0$)

La figure 93 représente l'évolution du déphasage maximal en valeur absolue que peut fournir la cellule en fonction de l'épaisseur de CL. Dans cette configuration, nous retrouvons un comportement proche du cas de la configuration IPS-HA molécules E7. En effet, nous retrouvons des parties linéaires ainsi que plusieurs sauts de phases.

La valeur de déphasage de 2π n'est pas atteinte et le déphasage est beaucoup plus faible pour ce type de cellule que dans les autres configurations. À l'inverse, les parties linéaires sont plus importantes que pour l'IPS-HA où il y a beaucoup plus de sauts de phase. Nous allons par la suite, modifier le design pour tenter d'optimiser le déphasage.

Nous avons donc séparé le graphique en 3 parties distinctes que nous étudierons de manière détaillée :

- Zone 1 : 1 μm à 2 μm ;
- Zone 2 : 2 μm à 4,6 μm ;
- Zone 3 : 4,6 μm à 6 μm.

Ces 3 zones possèdent des comportements similaires aux cas que nous avons abordés dans l'étude de l'IPS-HA avec des molécules possédant un $\Delta\epsilon < 0$. Dans cette partie, l'origine des parties linéaires et des sauts de phases a déjà été traitée.

De plus malgré le protocole d'optimisation, le déphasage n'augmente pas et nous sommes toujours très loin des 2π .

Le seul moyen d'améliorer le déphasage pour ce type de cellule est d'utiliser un CL possédant une biréfringence plus élevée.

3.5.2. Configuration avec des molécules possédant un $\Delta\epsilon < 0$

Dans cette partie, le protocole de simulation est identique à celui des études précédentes. Nous choisissons ici le cristal MLC-6682 en changeant le pre-twist et l'angle du polariseur d'entrée en conséquence.

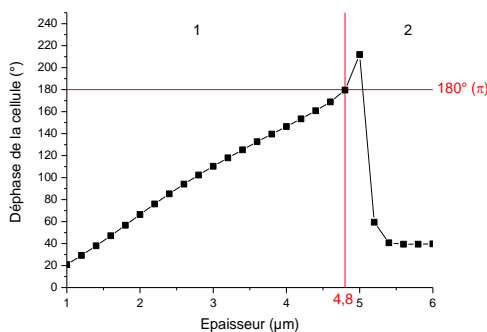


Figure 94 : Évolution du déphasage en fonction de l'épaisseur de la cellule (IPS-TN, $\Delta\epsilon < 0$)

La figure 94, représente l'évolution du déphasage que peut fournir la cellule en fonction de l'épaisseur de celle-ci. Premièrement, du fait de la biréfringence plus faible E7, le déphasage maximal est beaucoup plus faible que pour le cas $\Delta\epsilon > 0$. De plus, un seul saut est observé ici, également lié à la biréfringence plus faible des CL étudiés.

De la même manière que pour les études précédentes, nous divisons cette courbe en deux zones d'études :

- Zone 1 : 1 μm à 4,8 μm ;
- Zone 2 : 5 μm à 6 μm .

Nous retrouvons dans cette étude les mêmes effets que pour les molécules avec un $\Delta\epsilon > 0$ avec une partie linéaire et un saut de phase. Dans notre étude, nous avons utilisé des molécules avec une biréfringence beaucoup plus faible. Ce choix de molécule change donc le comportement du déphasage. Le changement est le plus présent au niveau des sauts de phases. Ceux-ci sont moins nombreux que dans le cas $\Delta\epsilon > 0$.

L'origine de la partie linéaire et du saut de phase est également similaire à celle de la configuration IPS-HA avec des molécules possédant un $\Delta\epsilon < 0$.

Cette configuration donne également un très mauvais résultat en déphasage et ne permet pas d'atteindre 2π .

Nous avons donc passé en revue les différentes configurations possibles pour la technologie IPS. Dans la partie suivante, nous allons effectuer un bilan global des résultats en prenant en compte également les contraintes technologiques et pratiques liées à la fabrication d'un tel SLM (abordées au chapitre 2).

Bilan de l'étude :

Types d'alignement de cristaux liquides	Effets obtenus	Avantages	Inconvénients
<p>IPS-HA $\Delta\epsilon < 0$ et > 0</p>	<p>Contrôle de la polarisation par la modification des amplitudes du champ électrique de la lumière incidente.</p> <p>Saut de phase à cause du passage d'une polarisation elliptique à linéaire.</p>	<p>Technologie la plus rependue pour les afficheurs LCD</p> <p>Composants servants à la fabrication très rependu et commercialisé.</p>	<p>Déphasage de 2π non atteignable avec les cristaux liquides E7 ou au prix d'une tension trop élevée.</p> <p>Contrôle indirecte de la phase par la modification des amplitudes du champ électrique lumière.</p> <p>Non adaptée à notre application</p>
<p>IPS-TN $\Delta\epsilon < 0$ et > 0</p>	<p>Mêmes effets que pour l'IPS-HA.</p>	<p>Performances optimales lorsque les électrodes sont proches ou sur le substrat.</p>	<p>Déphasage de 2π non atteint. Non adaptée à notre application</p> <p>Le déphasage n'est pas contrôlable directement, car celui-ci dépend de la variation des amplitudes.</p> <p>Tension d'adressage élevée.</p>
<p>IPS-VA $\Delta\epsilon > 0$</p>	<p>Contrôle de la polarisation par la modification directe du déphasage.</p> <p>Amplitudes du champ électrique de la lumière incidente constante.</p>	<p>Déphasage de 2π atteint pour une tension d'adressage et une épaisseur faible.</p> <p>Adaptée à notre application</p> <p>Aucun saut de phase</p>	<p>Présence de lignes de disclinaisons typiques des alignements verticaux réduisant les performances.</p> <p>L'épaisseur et donc le temps de réponse ont dû être augmentés pour avoir un déphasage de 2π sans lignes de disclinaisons.</p>

4. Performances d'une cellule IPS appliquée à la déviation de faisceaux

4.1. Rappel des performances obtenues et contraintes liées à l'application voulue

Dans cette partie nous allons aborder les performances de la cellule IPS désignée précédemment donnant les meilleures performances en tant que déviateur de faisceaux. Les résultats des travaux de simulations ont donc mis en évidence les bonnes performances de la technologie IPS-VA permettant d'obtenir une modulation de phase de 2π .

Rappelons donc la configuration qui a été choisie suites aux simulations :

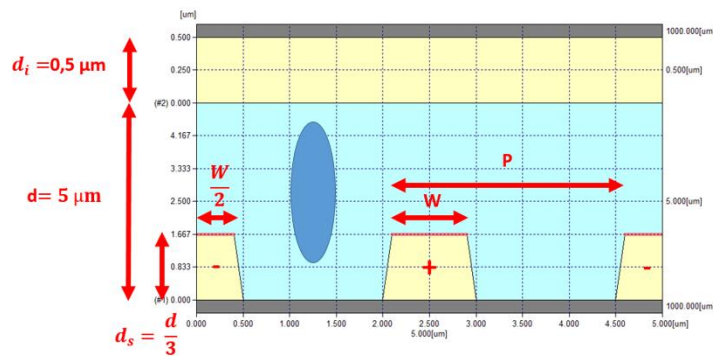


Figure 95 : Configuration de cellule choisie présentant des performances en modulation de phase optimale (IPS-VA, $\Delta\epsilon > 0$)

La figure 95 représente la configuration de type IPS-VA (la molécule bleue symbolise le CL est alignée à la verticale à l'état initial) qui sera choisie pour générer un déviateur de faisceau. Ces caractéristiques sont les suivantes :

- Épaisseur de cellule $d = 5 \mu\text{m}$;
- Élévations des électrodes $d_s = d/3$.
- Largeur des électrodes choisie : $w = 0,8 \mu\text{m}$;
- Pas des électrodes (P) = $1,5 + 0,8 = 2,3 \mu\text{m}$;
- Taille du pixel = $5 \mu\text{m}$.

Nous avons défini dans la partie 3 du chapitre 1 comment obtenir une déviation de faisceau par la méthode réfractive avec un SLM à CL. Pour cela, il faut garder l'épaisseur de la couche de CL constante et obtenir un profil de phase en forme de triangle rectangle c'est-à-dire un profil de phase linéaire. Il restera à définir le nombre de pixels nécessaires pour obtenir ce profil.

Dans le cas d'une cellule IPS-VA, nous avons observé qu'il est possible de contrôler directement le déphasage (dépendant de la tension d'adressage). Grâce à cet effet, nous pouvons, avec un choix adéquat de tensions aux bornes des électrodes, contrôler la valeur du déphasage pour chaque pixel. Cette méthode est donc résumée sur la figure 96 :

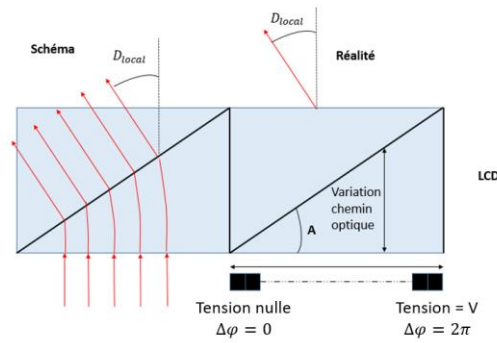


Figure 96 : Déviation de faisceau avec une matrice de pixel avec une cellule LCD

La figure 96, représente le principe d'une déviation de faisceau avec un SLM à CL. Pour rappel, nous travaillons ici en lumière incidente normale. Cette cellule peut être séparée en deux parties :

- La partie de gauche est une vision schématique, reproduisant un prisme classique, indique le phénomène cherchant à être reproduit : la déviation locale de faisceaux d'un angle « D_{local} » (en reproduisant le comportement d'un prisme).
- La partie de droite représente la méthode qui sera utilisée pour reproduire une déviation de faisceau avec un SLM à cristaux liquides. Comme nous pouvons le voir, la lumière sera déviée d'un angle « D_{local} » en sortie de la cellule. La cellule étant pixélisée, il faut choisir un jeu de tensions adéquates pour reproduire un profil de phase linéaire.

Cependant, le fait qu'un SLM soit pixélisé va générer un problème au niveau de la répartition spatiale du déphasage. Sur la figure 97, est représentée la répartition spatiale du déphasage pour un seul pixel.

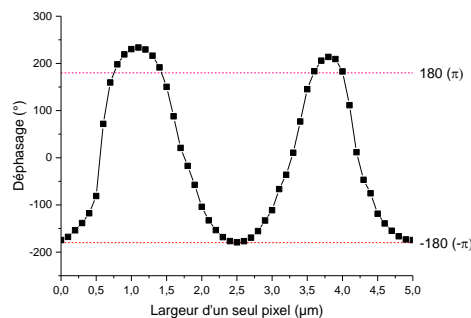


Figure 97 : Répartition spatiale du déphasage pour un seul pixel

La figure 97 représente la répartition spatiale du déphasage pour une tension lui permettant d'atteindre 360° pour un seul pixel. Pour rappel, le pixel est composé de deux sous pixels avec des électrodes non transparentes bloquant la lumière entre les deux zones actives.

Les électrodes formant un motif régulier, le SLM générera donc de la diffraction parasite limitant les performances de celui-ci en déviation de faisceau. La problématique de la diffraction sera abordée dans la partie 5.

Lors des simulations nous avons pu observer, si nous gardons un seul pixel, il nous est impossible d'obtenir une variation linéaire de l'indice effectif pour obtenir le gradient d'indice. En observant la figure 97 et en analysant la structure du pixel (figure 95), une électrode « - » commune et une seule

électrode pixel « + » permet d'obtenir la même valeur de déphasage pour chaque sous pixel. Cela n'est pas suffisant pour obtenir un gradient de déphasage et donc d'indice.

Pour obtenir un gradient de déphasage, nous sommes obligés d'avoir une matrice de pixels où chaque électrode « + » permet de contrôler le déphasage et en gardant les électrodes « - » adressées avec la même tension. Sur la figure 96, nous avons schématisé N pixels (carrés noirs) pour obtenir un profil de phase linéaire dont uniquement le 1^{er} et le n-ième sont visible.

Nous verrons donc dans la partie suivante combien de pixels sont nécessaires pour obtenir un gradient d'indice linéaire. Nous aborderons également l'angle de déviation des faisceaux maximal obtenue par simulations.

4.2. Performances d'une matrice de pixel pour la déviation de faisceaux

Dans un premier temps, nous avons simulé un profil de phase sur un nombre de pixels de plus en plus élevé, jusqu'à obtenir un profil dont l'enveloppe possède une pente linéaire.

En augmentant le nombre de pixel, des lignes de disclinaison sont apparues. Malgré l'élévation des électrodes, ces lignes de disclinaison apparaissent aléatoirement sur un des deux sous pixel.

Pour deux pixels côte à côte, possédant chacun deux sous pixels, les lignes de disclinaison diminuent la valeur du déphasage pour un ou plusieurs sous pixels. Un choix judicieux de tensions sur les électrodes « + » et « - » permet de limiter la chute du déphasage. De plus, les chances d'apparition des lignes de disclinaison sont plus élevées lorsque l'on augmente le nombre de pixels.

Pour régler les problèmes des lignes de disclinaison, il a été nécessaire de trouver les bonnes tensions pour chaque pixel afin de diminuer l'influence du champ électrique du pixel sur les sous pixels voisins. De plus, en augmentant le nombre de pixels, l'enveloppe du signal sera plus proche d'une ligne et l'influence d'un sous pixel défectueux sera de plus en plus négligeable.

Le profil de phase présentant le meilleur compromis entre nombre de pixels et la présence de lignes de disclinaison a été tracé sur la figure 98.

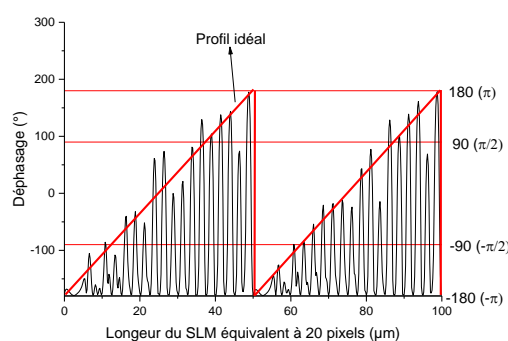


Figure 98 : Profil de déphasage pixélisé et idéal pour deux bandes de dix pixels

Cette figure représente le profil de phase du SLM détaillé dans la partie précédente sur 20 pixels (séparés en deux zones de 10 pixels). Comme nous pouvons l'observer, le choix des tensions a été effectué de sorte à ce que le déphasage croît de manière linéaire sur 10 pixels. Le profil linéaire idéal est tracé en rouge sur la figure et les profils pixélisés sont comparé à celui-ci.

L'évolution des profils de phase n'est pas parfaite, sur certains sous pixels, certains pics sont supérieurs au profil idéal alors que d'autres sont inférieurs. Ce comportement aléatoire est dû au profil de tension non linéaire qui a été choisi pour limiter les effets des lignes de disclinaison. De plus, les électrodes des pixels voisins ont également une influence.

Nous avons observé que la tension de seuil de la cellule est autour de 2V. Pour permettre de diminuer d'avantage la tension d'adressage, les électrodes « - » sont adressées avec un signal carré de +/- 1,6V. Les électrodes « + » sont adressées en opposition de phase ; lorsqu'elles sont adressées avec un signal positif, les électrodes « - » sont adressées avec un signal négatif et inversement. Les cristaux liquides nématiques étant sensibles à la valeur absolue du champ électrique, l'utilisation des tensions négatives permet d'augmenter la tension d'adressage tout en restant dans une gamme de tension typique des circuits CMOS.

Les électrodes « + » sont adressées avec les signaux carrés suivants :

Électrode « + » adressée	Valeur en tension du signal (V)
1	-1.6
2	1.1
3	1.8
4	1.9
5	1.95
6	1.92
7	2
8	2.3
9	2.5
10	2
11	-1.6
12	1.1
13	1.8
14	2.1
15	2
16	2.1
17	1.94
18	2.35
19	2.68
20	2

Tableau 6 : Valeurs de tensions pour les électrodes pixels pour l'obtention d'un profil de phase linéaire

En analysant les valeurs du tableau 6, nous pouvons observer pour certains pixels, une évolution non linéaire de la tension. Ce qui est également confirmé en observant l'évolution du déphasage sur la figure 98. Malgré un réglage fin de la tension, nous n'avons pas pu obtenir une évolution linéaire du déphasage. Ceci est certainement dû aux lignes de disclinaison qui dépendent de la tension ainsi qu'une éventuelle interférence d'un champ électrique d'un pixel N sur le pixel N+1.

Nous pouvons aussi observer que dans cette configuration, la tension d'adressage permettant d'atteindre 2π est beaucoup plus faible que ce qui a été simulé dans la partie 3.3. Ceci est certainement causé par l'interférence entre deux pixels. Si l'on étudie un pixel N, les molécules de cristaux liquides sont déjà en partie orientés pour le pixel N-1 et N+1 lorsque le pixel n est adressé. Au final, nous avons pu obtenir une tension permettant un déphasage de 2π relativement faible, autour de 4V crête à crête.

Un profil linéaire de phase est donc possible pour 10 pixels. Nous allons donc calculer la déviation de faisceau obtenue avec un tel système en prenons en compte le profil idéal de phase de la figure 98. Pour rappel, nous avons défini au chapitre 1 que l'angle de déviation du faisceau par rapport à l'angle d'entrée dans la cellule LCD (ici en incidence normale) est défini par :

$$D = d \frac{\Delta n}{k.p} \quad (3.19)$$

Où :

- d : Épaisseur de cristaux liquides ;
- Δn : Biréfringence des cristaux liquides ;
- K : nombre de pixels ;
- p : taille d'un pixel ;
- D : Déviation du faisceau en radian.

Pour 10 pixels, avec $d = 5 \mu\text{m}$, $\Delta n = 0.23$, $k=10$ et $p = 5 \mu\text{m}$, en convertissant le tout en degré, nous obtenons :

$$D_{ideal} = 1,31^\circ$$

Ce résultat doit être pris avec précaution, nous avons supposé ici que la biréfringence était maximale ce qui n'est jamais le cas comme nous l'avons montré avec les simulations de la partie 3.3. En calculant « à la main » par programmation itérative inverse la biréfringence grâce aux résultats de déphasage obtenu en simulation puis en remontant à l'indice effectif, nous trouvons : $\Delta n \approx 0.10$

Ce qui nous donne :

$$D_{réel} \approx 0.6^\circ$$

Nous avons donc produit une structure permettant la déviation de faisceau en créant un motif dédié. Nous avons donc démontré ici les performances en modulation de phase ainsi qu'en déviation d'une matrice de pixel utilisant la technologie IPS-VA. Nous avons montré grâce aux simulations correspondantes qu'il était possible d'obtenir un déphasage de 2π et d'obtenir une déviation de faisceau d'un petit angle. Dans la partie suivante, nous allons étudier une application directe de ce type de cellule. Il s'agit de son intégration dans un système optique qui s'inspire d'un phénomène biologique.

5. Intégration du prototype dans un système optique bio-inspiré

Dans cette partie, nous allons vérifier l'intérêt du SLM IPS-VA, dont les performances ont été résumées dans la partie précédente, lorsqu'on l'intègre dans un système optique à base de lentilles. L'utilisation du SLM avec une modulation de phase de 2π pourrait permettre d'obtenir un système optique compact recréant un phénomène biologique présent dans l'œil humain.

Dans un premier temps, nous allons définir ce phénomène biologique appelé « fovéation ». Nous établirons un protocole de simulations avec plusieurs systèmes optiques et les résultats obtenus seront comparés avec des systèmes optiques existants. Grâce à ces résultats, nous pourrions en déduire l'intérêt éventuel d'un tel système optique.

5.1. Fovéa et réalité augmentée

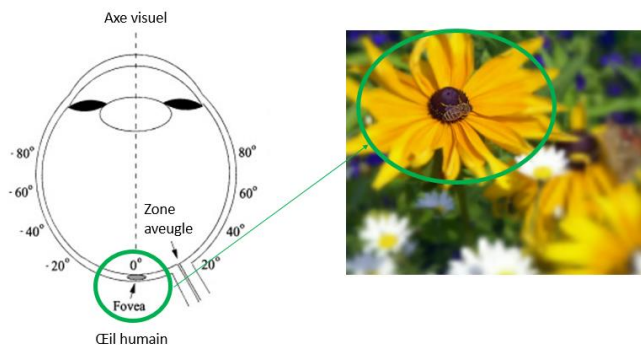


Figure 99 : Définition de la fovéa et de la zone fovéale dans l'œil humain [76][77]

La fovéa se définit comme la zone centrale de la rétine de l'œil où la vision des détails est la plus précise. Elle se situe dans le prolongement de l'axe visuel de l'œil [79]. Cette zone correspond à la zone entourée en vert sur la partie gauche de la figure 99.

La zone fovéale, quant à elle, correspond à la zone du champ visuel où l'acuité et la précision est maximale [79]. Sur la figure 99, un observateur a son axe visuel sur le centre de la fleur, correspondant à la zone la plus nette.

La réalité augmentée consiste à superposer une image virtuelle calculée par un système informatique en temps réel sur une image réelle [80]. De nombreux dispositifs de réalité augmentée existent. Les plus répandus sont les applications pour smartphones. Celles-ci utilisent la caméra du smartphone et permettent d'y ajouter des informations virtuelles aux prises de vues réelles [80].

En introduction générale, nous avons abordé l'existence d'autres dispositifs comme les Afficheurs Têtes Hautes (ATH) ou les casques à réalité augmentée (Head Mounted Display (HMD) en anglais). Ces dispositifs utilisent généralement un micro-écran combiné à un système optique permettant de projeter une image préalablement calculée par un système informatique intégré, sur une surface précise dans le cas d'un ATH [81] ou directement sur l'œil dans le cas d'un HMD [82].

Pour ces deux types de dispositifs, deux problématiques doivent être résolues. Ces dispositifs doivent fournir une image avec une très haute résolution, le tout sur un angle de vue (Field Of View : FOV) très large [83]. L'utilisation d'un système optique utilisant un grand FOV, permet l'utilisation d'un SLM à base de technologie IPS. Au chapitre 1, nous avons abordé le grand-angle de vu qu'offre l'IPS, cette technologie pourrait donc être utilisée à son plein potentiel ici.

De plus, ces systèmes doivent être compacts et facilement intégrables en particulier pour les HMD. Cette contrainte élimine d'office les systèmes optiques trop volumineux permettant d'offrir un grand FOV [83][84]. Il faut également prendre en compte que la génération d'une image haute résolution sur un grand FOV nécessite une grande puissance de calcul. Cela risque de faire chauffer et de diminuer l'autonomie du système.

Une solution intermédiaire existe, il s'agit d'utiliser un système optique bio-inspiré, qui imite la fovéation. Un tel système est composé d'un SLM à CL intégré à un système optique. Le SLM, grâce à sa capacité de modifier le front d'onde d'une lumière incidente, permet de modifier le trajet d'un faisceau lumineux pour dégrader la qualité de l'image finale. Grâce à cela, le phénomène de la figure 99 peut être reproduit.

Le système complet couplé à un système de détection du mouvement de l'œil permet d'avoir une image nette en temps réel dans la zone où se situe l'axe visuel de l'œil et une image floue dans le reste de la zone.

Grâce à l'utilisation de la fovéation, il est possible d'obtenir un ATH ou un HMD avec une optique compacte, d'économiser la puissance de calcul et ceci pour un coût réduit

De tels systèmes intégrant des SLM réfléchissants et transmissifs à CL ont déjà été étudiés dans la littérature. Harriman et al. ont développés leur propre CL en l'intégrant dans un SLM réfléchissant avec un alignement antiparallèle. Ils l'ont, par la suite, intégré dans un système optique pour recréer une fovéation [84]. Martinez et al. ont, quant à eux, utilisé un SLM transmissif qu'ils ont intégré dans un système optique composé de lentilles pour recréer une fovéation [85].

Cependant, aucun SLM à base de technologie IPS n'a été étudié pour cette application. Nous allons donc étudier le comportement d'un système optique à base de lentilles intégrant un SLM présenté dans la partie 4. Dans cette partie nous allons vérifier si le SLM désigné est capable de produire la fovéation avec les contraintes citées la partie 4, le tout avec un système adapté.

5.2. Performances d'un système optique fovéaté intégrant un SLM de type IPS-VA

5.2.1. Design du système, but et protocole de simulation

Comme pour le design du SLM en lui-même, différentes contraintes géométriques et physiques sont à respecter pour le design du système optique. George Curatu dans ces différents travaux a proposé des méthodes d'études ainsi que les paramètres à prendre en compte pour designer et étudier les performances d'un système optique fovéaté intégrant un SLM [85][86]. Il y a donc 3 groupes de paramètres à prendre en comptes :

- Les paramètres géométriques et électro-optiques du SLM sont ici ceux du SLM étudié dans la partie 3.3 et 4 ;
- Le choix du capteur ;
- Les paramètres du système optique intégrant le SLM qui seront détaillés dans cette partie.

Commençons par le choix des paramètres géométriques du système ainsi que le choix du capteur grâce au schéma de la figure 100 ci-dessous :

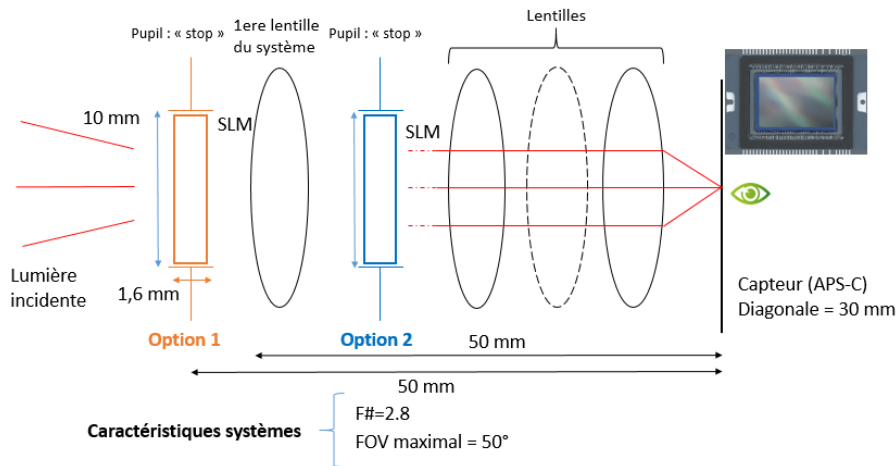


Figure 100 : Schéma simplifié du système optique étudié résumant les caractéristiques

La figure 100 résume le système optique étudié faisant apparaître le nombre de lentilles, la position du SLM et le capteur.

La composition du système optique est analogue à la composition d'un objectif d'appareil photo. En entrée du système de la figure 100, nous avons une pupille d'entrée appelée « pupil : stop » qui correspond à un diaphragme de l'appareil photo suivi d'un certain nombre de lentilles et d'un capteur.

Nous faisons le choix pour rester dans la gamme d'un système optique compact. Nous choisissons pour longueur maximale du système optique de 50 mm et nous limiterons le nombre de lentilles du système à 5.

La surface du SLM est fixée à 10 mm² et celui-ci est placé du niveau de la pupille d'entrée [84][87]. Cela permet de corriger les éventuelles aberrations que subit la lumière lors de sa traversée dans le système optique précédent le SLM.

À partir de ces contraintes, nous avons choisi deux options pour le système optique à analyser :

- Un premier système sera composé d'un SLM en entrée et des lentilles derrière celui-ci ;
- Un deuxième sera composé d'une première lentille du SLM ainsi que d'autres lentilles ;
- Nous testerons également une variante de l'option 2, il s'agit un système à base de lentilles où il y a exactement le même nombre de lentilles avant et après le SLM.

Le choix du capteur se porte sur un capteur d'appareil photo numérique standard de type APS-C de 30 mm de diagonale. Cela permet à la fois de designer le système avec un capteur commercial répandu et de respecter la contrainte de compacité.

Les options et la taille du système sont définies. Le diaphragme possède une ouverture variable. Nous pouvons définir une ouverture géométrique aussi appelée f-number et notée F# qui se définit par [89] :

$$F\# = \frac{\text{focale du système}}{\text{diamètre de la pupille d'entrée}} \quad (3.20)$$

F# est une quantité qui renvoie une information sur l'ouverture du diaphragme et la quantité de lumière entrant dans l'objectif. Plus la valeur d'ouverture est grande, plus le diaphragme est fermé et inversement.

George Curatu, dans ses différents travaux a indiqué que pour un système imageur avec des FOV élevés il faut une grande ouverture et donc un F# faible [85][86]. De plus, nous avons fait le choix ici

de tester les performances du système intégrant le SLM sur des angles de +/- 25° de chaque côté de l'axe optique.

Dans notre système, le diamètre de la pupille d'entrée (corresponds à la longueur du SLM) est fixé. Dans plusieurs travaux [84][87][89], le choix de $F\#=2,8$ revient souvent. Cette valeur semble être relativement standard pour un système optique compact grand champ.

L'ensemble des paramètres du système optique sont maintenant définis, nous allons définir le protocole de simulation qui sera identique pour les deux options.

Les simulations du système optique sont réalisables à l'aide du logiciel de tracé de rayon : Zemax. Ce logiciel permet de tracer des rayons à partir d'un plan objet et de simuler son comportement à partir de n'importe quels éléments optiques implémentés dans le logiciel.

Le comportement des rayons à la sortie du système optique peut être analysé sur le plan image, là où se situe le capteur. Les différents paramètres physiques et géométriques des systèmes optiques peuvent être paramétrables et les propriétés physiques des rayons à la sortie du système peuvent être analysées.

Protocole de simulation :

- Premièrement, nous allons designer un système optique correspondant aux deux options sans SLM et avec autant de lentilles qu'il est nécessaire pour obtenir une image résolue sur tout le FOV (c'est-à-dire +/- 25°). Pour cela, nous allons faire varier le nombre de lentilles ainsi que le rayon de courbure des surfaces de celles-ci. De plus, nous avons le choix d'utiliser des lentilles sphériques, asphériques et de choisir le type de verre.
- Deuxièmement, des systèmes correspondants aux deux options intégrant le SLM et permettant d'effectuer de la foveation seront simulés. Les angles d'analyse sont : +/- 7.5°, +/- 15°, +/- 20° et +/- 25°.

Outre une comparaison des simulations, uniquement les systèmes intégrant les SLM mais respectant les contraintes définies au chapitre 1 dans la partie 4 seront retenus.

Nous aborderons succinctement les dégradations de performances que peut apporter la diffraction due à la pixellisation du SLM.

Les différentes simulations n'ont pas pour but de proposer une étude exhaustive et détaillée de différents systèmes optiques ni d'en fabriquer un. Il s'agit ici de comparer des tendances qui peuvent se dégager en ajoutant le SLM ou en modifiant divers paramètres.

Les systèmes seront désignés de sorte qu'ils soient le plus résolu possible jusqu'à atteindre la limite de diffraction et devront tous respecter les contraintes géométriques implémentées dans Zemax de telle manière à ce que le système soit réalisable.

5.2.2. Performances d'un système optique à base de lentilles sans SLM

Dans cette étude, trois types de systèmes ont été étudiés en respectant les conditions des options 1 et 2. Nous avons comparé deux systèmes composés respectivement de lentilles sphériques, asphériques ainsi que deux autres systèmes composés de lentilles monocentriques respectivement sphériques ou asphériques.

Les systèmes monocentriques consistent à placer le SLM au centre du système optique en nous limitant à 3 lentilles de chaque côté du SLM. Pour obtenir un système monocentrique, nous faisons en

sorte sous Zemax que chaque rayon de courbure possède un unique centre au centre du système optique là où se situe le SLM.

L'intérêt de ces différents types de lentilles et qu'ils permettent de corriger diverses aberrations optiques et permettent d'avoir une meilleure focalisation des rayons lumineux. Nous devrions donc avoir, avec ces configurations, une image résolue avec un nombre de lentilles moindre par rapport à une configuration à base de lentilles sphériques. Avec l'aide des différents outils d'analyse de Zemax, les systèmes optiques permettant de donner une image nette pour un angle de +/- 7.5 à +/-25° sont résumés dans les tableaux ci-dessous avec leurs nombres de lentilles respectifs (N) :

	FOV = +/- 7.5°	FOV = +/-15 °	FOV = +/- 20°	FOV = +/-25°
Pupille d'entrée « stop » + N lentilles asphériques	6	7	10	14
N/2 lentilles + Pupille « stop » + N/2 lentilles asphériques (configurations monocentriques)	12	12	12	12
1 lentille asphérique + pupille stop + N-1 lentilles	6	6	8	10

Tableau 7 : Nombre de lentilles asphériques nécessaires pour obtenir une image nette pour différents angles de vues

	FOV = +/- 7.5°	FOV = +/-15 °	FOV = +/- 20°	FOV = +/-25°
Pupille d'entrée « stop » + N lentilles sphériques	7	8	10	14
N lentilles + Pupille « stop » + N lentilles sphériques (configurations monocentriques)	12	12	12	12
Pupille d'entrée « stop » + N lentilles sphériques	10	10	15	20

Tableau 8 : Nombre de lentilles sphériques nécessaires pour obtenir une image nette pour différents angles de vues

Les tableau 7 et 8 tableau 8 , représentent le nombre de lentilles asphériques (respectivement sphériques) nécessaires pour obtenir une image haute résolution pour différents angles allant de 15° à 50°. Ces valeurs nous serviront de comparaison par rapport aux nouveaux systèmes que nous étudierons dans la partie suivante.

Dans notre étude, chaque système respecte les contraintes suivantes :

- Espace minimum entre deux lentilles 1 mm ;
- Espace maximum entre deux lentilles : 15 mm ;
- Épaisseur minimale des lentilles : 1 mm ;
- Épaisseur maximale des lentilles : 15 mm ;

Toutes les études suivantes respecteront également ces contraintes. Dans la partie suivante, nous allons donc détailler le protocole utilisé sous Zemax d'obtenir la fovéation ainsi que les différents résultats obtenus en les comparants aux valeurs obtenues dans le tableau 7 et le tableau 8.

5.2.3. Performances d'un système optique à base de lentilles avec un SLM reproduisant la fovéation

5.2.3.1. Implémentation du SLM sous Zemax

Sur la figure 100 nous avons indiqué que le SLM se trouve au niveau de la pupille d'entrée du système optique indépendamment du type de système choisi. Nous avons testé dans la partie précédente des systèmes avec une pupille vide. Dans cette partie nous allons étudier des systèmes optiques respectant les 3 configurations détaillées précédemment et intégrant un SLM. Cette étude sera réalisée en deux étapes qui sont résumées sur ci-dessous.

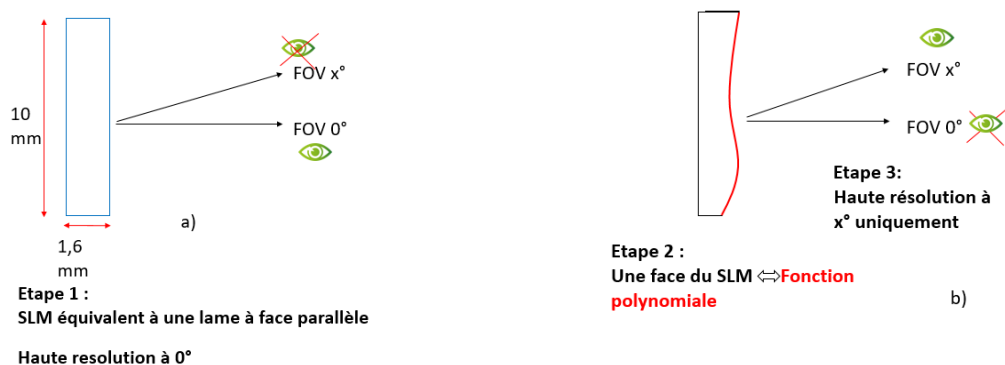


Figure 101 : Implémentation d'un SLM au repos (a) et en fonctionnement dans Zemax (b)

La figure 101 représente l'implémentation d'un SLM dans Zemax lorsqu'il n'est pas activé (a) et lorsqu'il est activé (b). Dans un premier temps, nous designons un système optique intégrant un SLM sous forme de lame à faces parallèles. Le système optique respecte les contraintes que nous avons définies (cf figure 106). La longueur du SLM respecte la longueur de la pupille d'entrée (10mm) et pour simplifier les simulations, nous la considérons comme un bloc monolithique de largeur 1,6 mm. Le système optique est ensuite optimisé de manière à obtenir une image haute résolution à 0° (œil vert sur la figure 101a) et une image d'une résolution faible ailleurs (FOV à x°).

Une fois le design du système optique optimisé, tous les paramètres du système optique sont figés et seules les propriétés du SLM vont être modifiées. Pour créer une modification du front d'onde, une face du SLM est modélisée par une fonction polynomiale (qui va de l'ordre 6 à l'ordre 8 en fonction de la précision recherchée). L'utilisation d'une fonction polynomiale permet d'obtenir une image ayant une haute résolution au FOV voulu (FOV x° sur la figure 101b) et une image basse résolution ailleurs.

Cette méthode a donc été appliquée sur différents systèmes optiques respectant les conditions définies plus tôt. Cependant, le SLM doit respecter plusieurs conditions :

- Le déphasage fourni par le SLM ne doit pas excéder 2π , ce qui implique que la modification du front d'onde ne doit pas excéder 1λ .
- Nous avons vu dans la partie 4 qu'il était obligatoire d'utiliser plusieurs pixels pour obtenir une pente de déphasage relativement douce et monotone. Les configurations qui fonctionnent sont donc celles permettant une correction du front d'onde respectant ces contraintes.

Trois types de systèmes (cf figure 100) ont été testés et ils n'excèdent pas plus de 5 lentilles pour les systèmes non monocentriques et 6 lentilles pour les monocentriques.

Une majorité des systèmes testés ont permis d'obtenir l'effet de fovéation décrit sur la figure 101 mais au prix d'un déphasage trop élevé pour le SLM (des corrections supérieures à 1λ sont nécessaires). De plus, certains systèmes ne permettent pas d'obtenir l'effet recherché.

Dans notre étude, nous avons observé que tous les systèmes à bases de lentilles sphériques ne permettent pas d'obtenir l'effet recherché ou au prix d'une correction trop élevée. Néanmoins, les meilleurs résultats sont obtenus avec des lentilles asphériques.

5.2.3.2. Comparaison des résultats

Dans cette partie, les systèmes optiques permettant un gain de lentilles important sont cités pour les 4 FOV étudiés et sont comparés avec le nombre de lentilles utilisées dans les systèmes classiques (cf tableau 7 et tableau 8).

	FOV = +/- 7.5° (Avec SLM)	FOV = +/- 7.5° (Sans SLM)
SLM au niveau de la pupille STOP + N lentilles asphériques (Option 1)	4	6
Systèmes monocentriques (N/2 lentilles de chaque cotées)	6 (Gain en nombre de lentilles mais correction nécessaire = 2λ)	12
1 lentilles + SLM + N-1 lentilles asphériques (Option 2)	2	6

Tableau 9 : Gain en nombre de lentilles entre un système fovéaté et un système classique pour un FOV de +/- 7.5°

	FOV = +/- 15° (Avec SLM)	FOV = +/- 15° (Sans SLM)
SLM au niveau de la pupille STOP + N lentilles asphériques (Option 1)	4	7
Systèmes monocentriques (N/2 lentilles de chaque cotées)	6 (Gain en nombre de lentilles mais correction nécessaire = 2λ)	12
1 lentilles + SLM + N-1 lentilles asphériques (Option 2)	5	6

Tableau 10 : Gain en nombre de lentilles entre un système fovéaté et un système classique pour un FOV de +/- 15°

	FOV = +/- 20° (Avec SLM)	FOV = +/- 20° (Sans SLM)
SLM au niveau de la pupille STOP + N lentilles asphériques (Option 1)	4	10
Systèmes monocentriques (N/2 lentilles de chaque cotées)	6 (Gain en nombre de lentilles mais correction nécessaire = 2λ)	12
1 lentilles + SLM + N-1 lentilles asphériques (Option 2)	>5	8

Tableau 11 : Gain en nombre de lentilles entre un système fovéaté et un système classique pour un FOV de +/- 20°

	FOV = +/- 25° (Avec SLM)	FOV = +/- 25° (Sans SLM)
SLM au niveau de la pupille STOP + N lentilles asphériques (Option 1)	4	14
Systèmes monocentriques (N/2 lentilles de chaque cotées)	6 (Gain en nombre de lentilles mais correction nécessaire = 2λ)	12
1 lentilles + SLM + N-1 lentilles asphériques (Option 2)	>5	10

Tableau 12 : Gain en nombre de lentilles entre un système fovéaté et un système classique pour un FOV de +/- 25°

Les tableaux 9 à 12 résument dans la première colonne le nombre de lentilles nécessaires pour obtenir la fovéation à l'angle de vue indiqué. La deuxième colonne reprend les valeurs des tableaux 7

et 8 qui correspondent au nombre de lentilles nécessaires pour obtenir une image haute résolution sur l'angle de vue entier (de 0° à l'angle indiqué).

Nous avons utilisé différents codes couleur pour indiquer l'intérêt de chaque système. Nous observons ici que la configuration respectant les conditions de l'option 1 est la plus avantageuse. Ce système fonctionne avec 4 lentilles pour +/- 25° contrairement aux 14 lentilles pour un système classique.

La configuration respectant les contraintes de l'option 2 présente également un intérêt pour des FOV inférieures à 15 mais n'apporte aucun gain au-delà, d'où les couleurs orange et rouge.

La configuration monocentrique quant à elle, divise le nombre de lentilles par deux, cependant le déphasage que doit fournir le SLM devient trop élevé.

Ces différentes études ont donc permis d'identifier différentes configurations présentant un intérêt par rapport à des systèmes classiques. Dans la partie suivante, nous allons aborder en détail, le système optique permettant d'obtenir l'effet de fovéation pour un FOV de 15°. Nous focaliserons l'étude sur les paramètres et les limites du système.

5.2.3.3. Résumé et limites de l'étude

Dans cette partie, nous nous concentrons sur un des systèmes étudiés (option 1 – FOV = +/- 15°). Nous détaillerons les paramètres géométriques de celui-ci ainsi que les paramètres permettant de mesurer les performances de ce système. Nous aborderons également les limites de ces paramètres ainsi que l'influence des électrodes de pixel sur les performances.

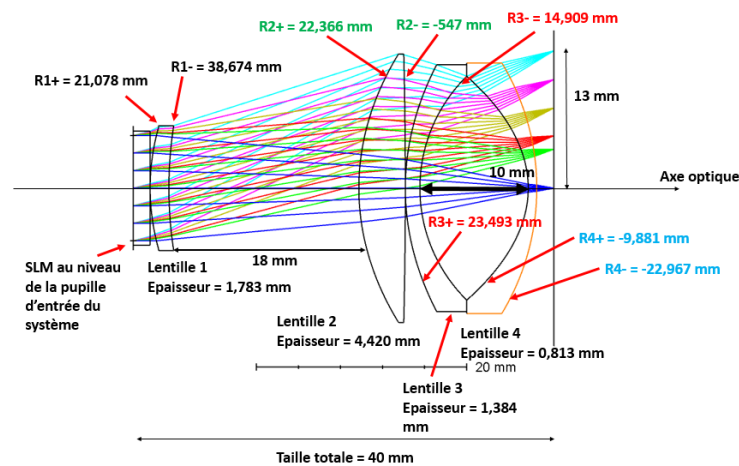


Figure 102 : Schéma et dimension du système optique présentant un SLM en entrée permettant une correction pour un FOV de +/- 15°

La figure 102 représente un des systèmes que nous avons étudiés. Il s'agit d'un système avec le SLM en entrée de celui-ci au niveau de la pupille d'entrée. Ce système présente une symétrie au niveau de l'axe optique, comme tous les autres systèmes étudiés, et a été optimisé pour obtenir une image nette à +/-15° (rayons verts).

Pour obtenir les résultats souhaités, nous avons d'abord observé la taille du spot formé par les rayons arrivants sur le capteur.

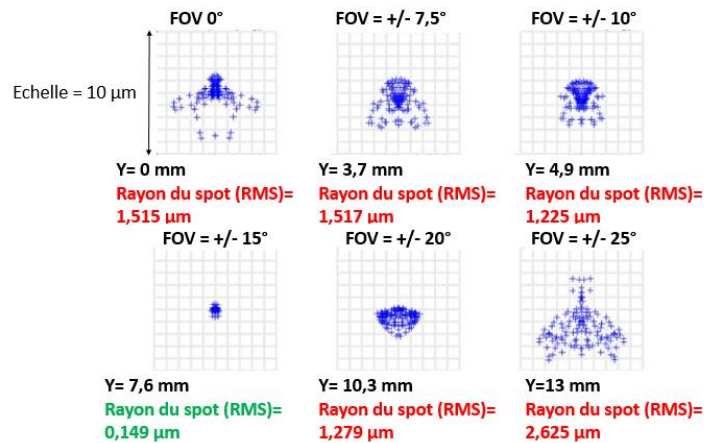


Figure 103 : Évolution des "spot diagram" pour différents angles de vues

La figure 103 représente l'évolution du « spot diagram » pour différents angles de vue une fois que le système a été optimisé pour fournir une image haute résolution pour un angle de vue particulier (ici +/- 15°). Le spot diagram est un outil d'analyse direct qui représente la convergence des rayons sur le capteur. Plus la taille du spot est petite, plus l'image sera résolue. C'est ce que nous retrouvons pour un FOV de +/-15°. Cependant cet outil n'est pas parfait et a ses limites. D'autres paramètres sont à prendre en compte, comme la distorsion de l'image que nous avons réduite au maximum. Pour cela, nous avons utilisé différentes options présentes sous Zemax, comme par exemple la PSF « Point Spread Function » (image de l'objet à travers une ouverture) qui permet d'observer les défauts éventuels du système.

D'autre part, notre étude ne tient pas compte de la limite de diffraction des systèmes, car nous recherchons uniquement des tendances. C'est un paramètre à prendre en compte dans le cas de la création d'un système réel.

Concernant le SLM, nous avons observé la déformation du front d'onde nécessaire pour obtenir les performances de la figure 103. Pour le FOV étudié, elle est représentée ci-dessous :

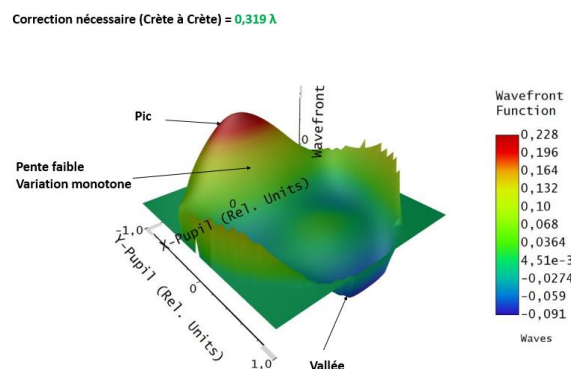


Figure 104 : Modification de front d'onde à fournir par le SLM pour obtenir un effet de fovéation (FOV +/- 15°)

La figure 104, représente la déformation du front d'onde obtenue sous Zemax une fois la procédure de la figure 101 effectuée. Ce front d'onde modifié permet d'obtenir une image résolue à +/-15°. Cette modification est donc celle que doit fournir le SLM pour obtenir une image résolue à la sortie du système.

Pour ce système et pour tous les angles de vue testés, la déformation du front d'onde est similaire à celle-ci. De plus, la contrainte la plus importante est respectée, car nous obtenons une correction inférieure à 1λ .

L'analyse de cette surface indique la présence de zones avec des pentes élevées sur les bords, mais néanmoins réalisables avec le SLM, car nous ne dépassons pas 1λ . Nous observons également des zones avec des pentes relativement douces qui sont facilement réalisables par le SLM.

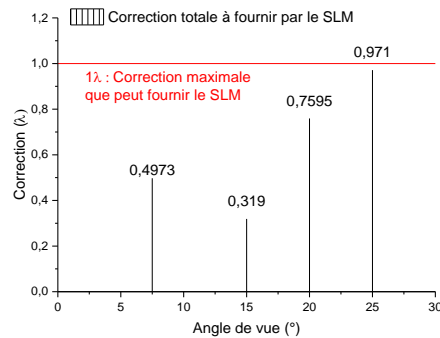


Figure 105 : Corrections à fournir par le SLM pour différents angles de vue pour obtenir une image résolue

La figure 105 représente les différentes corrections à fournir par le SLM pour obtenir des images résolues aux angles de vue correspondants. Pour ce type de système optique, la forme du front d'onde est relativement identique à celui présenté sur la figure 104. Cette configuration présente de bons résultats si l'on ne prend pas en compte la nature pixelisée du SLM.

Dans l'étude du SLM, nous avons observé que les électrodes forment un motif de diffraction rectangulaire en 2 dimensions. Cette diffraction résiduelle est susceptible de diminuer les performances du système optique. Pour vérifier les performances d'un SLM pixelisé, nous utilisons la formule des réseaux de diffraction permettant de calculer les différents ordres de diffractions [91] :

$$\beta = \arcsin\left(\sin(FOV) + \frac{m \cdot \lambda}{\text{Espace interélectrode}}\right) \quad (3.21)$$

L'équation (3.22) permet de calculer l'angle où se trouvent les différents ordres de diffraction « m » en fonction de l'angle de vue de travail.

Pour rappel, dans toutes les études du chapitre 3, la longueur d'onde est de 550 nm et le pas des électrodes est de 2,5 μm . Pour permettre une meilleure visualisation du problème, les résultats de cette équation seront représentés sous forme graphique.

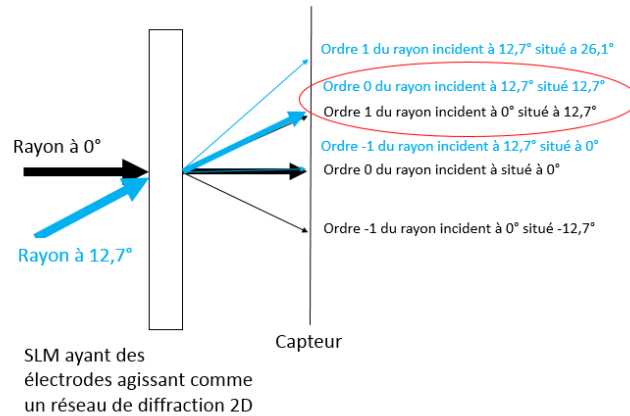


Figure 106 : Influence de la diffraction sur les performances du système optique

La figure 106 représente l'influence de la diffraction en fonction de l'angle d'incidence des rayons entrants dans le SLM. Pour simplifier, nous avons représenté le SLM et le capteur uniquement. Si l'on travaille à 0° , l'ordre 1 apparaît à $12,7^\circ$ mais dans un système réel la lumière arrive de tous les côtés. Si la lumière arrive à $12,7^\circ$, un problème de crosstalk apparaît (entouré en rouge). En effet l'ordre 0° du rayon incident à $12,7^\circ$ est perturbé par l'ordre 1 de la lumière incidente à 0° . Ce phénomène ne permet pas d'obtenir des images résolues lorsque deux ordres de diffractions se croisent.

Pour des performances optimales, il faut donc se restreindre à un angle de $\pm 12,7^\circ$. Un angle de travail aussi petit permet également d'utiliser un système de type option 2. Ce type de système permet d'obtenir un gain en nombre de lentilles non négligeable pour des FOV faibles.

Bilan de l'étude :

Dans cette étude, nous avons vérifié s'il était possible de reproduire un effet de fovéation avec un système optique comprenant au maximum 5 lentilles avec notre SLM dont le déphasage est de 2π . Ce phénomène a pu être reproduit avec plusieurs types de systèmes optiques : un système optique avec 4 lentilles où le SLM est en entrée de celui-ci et un autre où le SLM est situé après la 1^{ère} lentille.

Nous avons comparé ces deux systèmes à des systèmes optiques classiques et nous avons montré que nous obtenons une diminution non négligeable du nombre de lentilles. Ce gain permet de réduire la taille du système et donc de gagner en compacité et ainsi réduire les coûts de fabrications. Néanmoins, uniquement des tendances ont été observées et des études complémentaires sont nécessaires si l'on souhaite réaliser un prototype d'un des systèmes étudiés. En particulier si l'on ne veut pas atteindre la limite de diffraction.

L'intégration de notre SLM permettant des corrections de front d'onde avec des pentes faibles et monotones, ouvre de nouveaux champs d'applications ne nécessitant pas de SLM avec un temps de réponse rapide.

6. Conclusion du chapitre

Dans ce chapitre, des travaux de simulations avec le logiciel LCDMaster 2D ont été effectués dans le but de rechercher un SLM utilisant la technologie IPS avec un déphasage de 2π pour des tensions d'adressages faibles.

Trois types d'alignement de cristaux liquides utilisés avec la technologie IPS (HA, VA et TN) ont été étudiés avec deux types de CL (un avec un $\Delta\varepsilon > 0$ et un avec un $\Delta\varepsilon < 0$). Pour ces trois types

d'alignement, une tension d'adressage élevée a été choisie pour que nous soyons uniquement limités par la biréfringence du cristal liquide.

L'étude de ces 3 configurations a permis de mettre en évidence deux manières de contrôler la phase. Lorsque les molécules sont alignées de sorte que leur axe long soit parallèle au substrat (configuration TN et HA), seules les amplitudes des deux composantes de la lumière incidente sont modifiées et donc indirectement la phase. À l'inverse, si les molécules sont placées à la verticale à l'état initial, un contrôle direct sur le déphasage est possible.

La configuration IPS-VA se trouve être le meilleur compromis d'un point de vue performance (déphasage élevé) et rapidité. De plus, l'apparition des lignes de disclinaison typiques des configurations VA liées aux cristaux liquides et aux paramètres géométriques de la cellule rend le choix des tensions, de l'épaisseur plus difficile pour obtenir un déphasage maximum.

Malgré ce défaut, un design permettant un déphasage de 2π avec une tension d'adressage faible a pu être simulé. Le seul problème de ce design est le temps de réponse (~ 20 ms) qui a dû être sacrifié au profit d'une tension d'adressage faible.

Nous avons donc mis en évidence une configuration qui se montre performante pour l'application de déviateur de faisceaux. En utilisant 10 pixels avec une configuration IPS-VA possédant des paramètres optimisés grâce aux études de simulations, une déviation de $0,6^\circ$ peut être obtenue. Malgré l'impossibilité de fabriquer un prototype, le profil de phase pourra être reproduit dans un logiciel de simulation de système optique nous permettant de vérifier l'intérêt d'un tel SLM dans un système optique fovéaté.

Dans les simulations de systèmes optiques, nous avons mis en évidence qu'un système fovéaté utilisant notre SLM permet de réduire le nombre de lentilles pour plusieurs configurations par rapport à des systèmes optiques classiques. Cependant à cause de la diffraction liée à la nature pixélisée du SLM, les meilleures performances s'obtiennent dans un cône de $\pm 12,7^\circ$.

Malgré le temps de réponse faible du SLM, les performances obtenues dans les systèmes optiques fovéatés ouvrent des domaines d'applications ne nécessitant pas des SLM rapides. Néanmoins des études complémentaires sont nécessaires pour consolider les résultats au niveau du système optique.

Le SLM simulé dans ce chapitre ne pourra pas être fabriqué dans le temps imparti de la thèse. Dans le chapitre suivant, nous nous concentrerons sur des configurations de type IPS en modulation d'amplitude ainsi que sur la problématique d'optimisation du temps de réponse. Les meilleurs designs seront fabriqués et caractérisés.

Références

- [5] ROSSINI UMBERTO, « Liquid-crystal spatial light modulator and method for manufacturing same », WO2016177835 A1 2016-11-10 [WO2016177835]-FR3035975 A1 2016-11-11 [FR3035975] STG-(WO2016177835) (A1) Published application with search report STG-(FR3035975) (A1) Application for patent of invention, (first publ.).
- [24] V. Carrat, « Correction dynamique d'un SLM pour une holographie de haute fidélité. Réalisation d'un MOT-2D pour l'application de modes de Laguerre-Gauss », Université Paris Sud-Paris XI, 2012.
- [26] P. Yeh et C. Gu, *Optics of liquid crystal displays*, 2nd ed., Updated ed. Hoboken, N.J: Wiley, 2010.
- [38] P. Joffre et N. Fraval, *Etude des cristaux liquides et des dispositifs de visualisation*. 2005.
- [52] M. Oh-E et K. Kondo, « The in-plane switching of homogeneously aligned nematic liquid crystals », *Liq. Cryst.*, vol. 22, n° 4, p. 379-390, avr. 1997.

- [57] Y. Sun, H. Ma, et Z. Zhang, « A super-twisted nematic liquid crystal device based upon in-plane switching », 2005, p. 267.
- [72] C. W. Oseen, « The theory of liquid crystals », *Trans. Faraday Soc.*, vol. 29, n° 140, p. 883, 1933.
- [73] P. F. McManamon *et al.*, « A Review of Phased Array Steering for Narrow-Band Electrooptical Systems », *Proc. IEEE*, vol. 97, n° 6, p. 1078-1096, juin 2009.
- [74] L. Weng, P.-C. Liao, et L.-C. Chien, « Fast-Switching Vertical Alignment Liquid Crystal Displays Driven by Surface Polymer Stabilization », *Mol. Cryst. Liq. Cryst.*, vol. 595, n° 1, p. 106-110, mai 2014.
- [75] C. G. Jhun et J. S. Gwag, « Improved Vertically-Aligned Nematic Mode for High Performance Displays », *J. Opt. Soc. Korea*, vol. 18, n° 6, p. 783-787, déc. 2014.
- [76] K.-H. Kim *et al.*, « High-transmittance Multi-domain Vertical Alignment Liquid Crystal Device with Protrusion Structure », *J. Opt. Soc. Korea*, vol. 16, n° 2, p. 166-169, juin 2012.
- [77] H. R. Sheikh, B. L. Evans, et A. C. Bovik, « Real-time foveation techniques for low bit rate video coding », *Real-Time Imaging*, vol. 9, n° 1, p. 27-40, 2003.
- [78] « Foveated Imaging », *Wikipédia*. .
- [79] « Fovéa », *Wikipédia*. .
- [80] « Réalité augmentée », *Wikipédia*. .
- [81] « Head-up display », *Wikipédia*. .
- [82] « Head-mounted display », *Wikipédia*. .
- [83] M. Hillenbrand, W. Singer, H. Münz, et N. Kerwien, « See-through near to eye displays: challenges and solution paths », in *Engineering for a Changing World: Proceedings; 59th IWK, Ilmenau Scientific Colloquium, Technische Universität Ilmenau, September 11-15, 2017*, 2017, vol. 59.
- [84] J. Harriman *et al.*, « Transmissive spatial light modulators with high figure-of-merit liquid crystals for foveated imaging applications », in *Integrated Optoelectronic Devices 2006*, 2006, p. 61350C-61350C.
- [85] T. Martinez, D. Wick, et S. Restaino, « Foveated, wide field-of-view imaging system using a liquid crystal spatial light modulator », *Opt. Express*, vol. 8, n° 10, p. 555-560, 2001.
- [86] G. Curatu, « Analysis and design of wide-angle foveated optical systems », 2009.
- [87] J. E. Harvey, « Analysis and design of wide-angle foveated optical systems based on transmissive liquid crystal spatial light modulators », *Opt. Eng.*, vol. 48, n° 4, p. 043001, avr. 2009.
- [88] G. Curatu et J. E. Harvey, « Performance analysis of a high-resolution wide-angle foveated optical system », 2010, p. 768200-768200-12.
- [89] « F-number », *Wikipédia*. .
- [90] X. Dallaire et S. Thibault, « Design of a foveated wide-angle endoscopic lens », *Opt. Eng.*, vol. 55, n° 4, p. 047106, avr. 2016.
- [91] « Réseaux de diffraction », *Wikipédia*. .

Chapitre 4 : Modulation d'amplitude et retour électrique des molécules avec la technologie IPS

1. Introduction

Nous avons abordé dans le chapitre 2 les avantages et les inconvénients de la technologie IPS appliquée dans le domaine des micro-SLM. Les principaux inconvénients de cette technologie sont les tensions d'adressages élevées et le temps de réponse.

Nous avons vu dans le chapitre 3 qu'en gardant une petite dimension de pixel (de l'ordre de $5\mu\text{m}$), la technologie IPS-VA donne des performances en déphasage élevées avec une tension d'adressage de l'ordre du volt malgré un temps de réponse relativement faible.

Dans ce chapitre nous traiterons les problématiques du temps de réponse et celle des performances en modulation d'amplitude pour un micro SLM de type IPS. Nous commencerons ce chapitre par une synthèse de l'état de l'art, notamment sur l'optimisation du temps de réponse de technologie IPS.

Dans la partie suivante, nous étudierons, par simulation, différents designs de cellules permettant d'améliorer le temps de réponse tout en gardant la transmittance la plus élevée possible. Nous discuterons également de l'intérêt de chaque design par rapport à notre cahier des charges et le meilleur des designs sera retenu pour être fabriqué sous forme d'un véhicule de test.

Enfin, ce dernier chapitre traitera de la validation expérimentale du véhicule de test reproduisant la configuration la plus performante. Dans cette partie, nous validerons les résultats obtenus par simulations grâce aux véhicules de test. Pour tester ces véhicules, nous avons créé un banc de mesure électro-optique afin de mesurer la transmittance et le temps de réponse d'un SLM à CL.

2. Etat de l'art sur l'optimisation du temps de réponse des SLM à base de technologie IPS

Dans les chapitres 1 et 2, nous avons vu que le temps de réponse pouvait être amélioré en changeant la nature du cristal liquide ou en introduisant un circuit d'adressage complexe. Cependant, nous nous sommes fixés comme objectif d'obtenir un SLM simple à fabriquer, ne nécessitant pas de circuit d'adressage et utilisant des cristaux liquides disponibles dans le commerce.

Dans la littérature, plusieurs propositions d'architectures réduisant le temps de réponse existent. Nous allons les passer en revue dans les paragraphes suivants. Ces architectures sont relativement simples et n'utilisent pas de circuit CMOS complexe.

Une des solutions proposées utilise une configuration IPS-HA basique avec des polariseurs croisés. En rajoutant une électrode transparente sur le substrat du haut, cette configuration permet de faire pivoter les molécules à la verticale en rajoutant une électrode transparente sur le substrat du haut. Dans le cas d'une configuration « normally black », les électrodes d'adressages de la partie IPS mettent la cellule à l'état « ON ». Une fois que les électrodes d'adressages ne sont plus adressées, les molécules sont ramenées électriquement à l'état vertical en adressant l'électrode transparente. Enfin, la relaxation mécanique prend le relai pour ramener les molécules à leur état initial. Ce principe est résumé sur la figure 107.

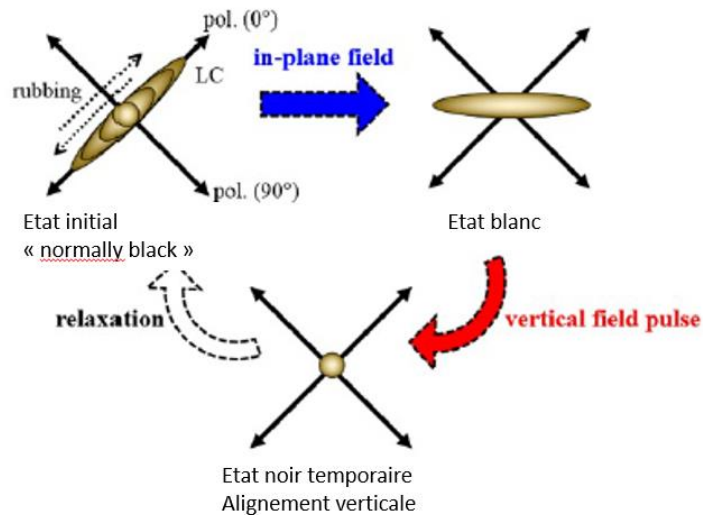


Figure 107 : Principe de fonctionnement de la configuration hybride IPS et VA

L'avantage de cette méthode réside dans le fait que la relaxation mécanique est camouflée optiquement grâce à l'orientation des polariseurs. Dans ce cas, le passage de l'état horizontal à vertical s'effectue électriquement dans un temps de l'ordre de la milliseconde voir moins. D'où une transmittance qui tend vers zéro très rapidement (autour de 1 ms) car le reste du mouvement des molécules est camouflé optiquement. Le temps de montée peut lui aussi être amélioré en utilisant un « overshoot » dans le pulse d'adressage. Ce pulse d'adressage correspond à une augmentation de la tension d'adressage pendant un temps très court (de l'ordre de 1 à 2ms) avant de revenir à une valeur plus faible pour ne pas perturber la fonction de transmission [92]–[95].

Cette méthode a néanmoins plusieurs désavantages. Le premier est l'adressage d'une électrode supplémentaire permettant le passage des molécules à l'état vertical. Cet état supplémentaire risque de modifier le contraste de la cellule et nous risquons de perdre le du contraste élevé sur un grand angle offert par l'IPS. De plus, si cette méthode est utilisée pixel par pixel, il faudra utiliser un circuit CMOS permettant de contrôler l'électrode localement sur le substrat supérieur. Le temps de fabrication et le coût d'une électrode transparente et d'un circuit CMOS sont plus élevés. Il faut garder à l'esprit qu'une électrode transparente pixélisée peut absorber une partie de la lumière et générer des réflexions parasites.

D'autres solutions existent telles que l'utilisation d'un obturateur directement intégré dans les cristaux liquides. Cette solution a été proposée dans l'article de Heo et al. [62] mais nécessite l'utilisation de cristaux liquides particuliers.

Dans l'introduction nous avons indiqué que des recherches préliminaires ont été effectuées dans le laboratoire LVE sur les micro-SLM à temps de réponse rapide. Ces recherches étaient liées à la problématique de la diminution du temps de réponse d'une cellule IPS tout en gardant ces avantages de performances et de simplicité de fabrication. Ces recherches avaient pour but de créer un SLM capable d'adresser un système de type séquentiel couleur qui nécessite avec un temps de rafraîchissement très rapide.

Ces recherches ont abouti à une architecture IPS-HA proposant deux paires d'électrodes positionnées à 90° l'une de l'autre. Contrairement à la configuration présentée précédemment, les molécules restent dans le plan et tous les avantages de l'IPS sont conservés. Cette nouvelle configuration est présentée sur le schéma ci-dessous :

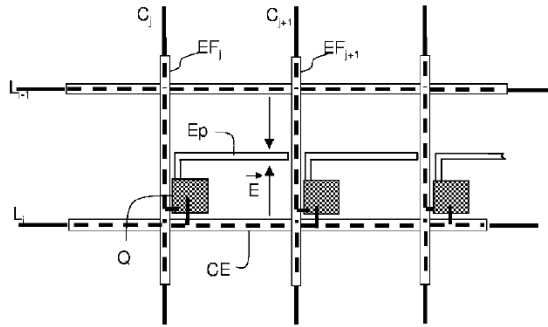


Figure 108 : Schéma simplifié d'une matrice de pixel comportant un transistor et des électrodes d'effacements [6]

La figure 108, représente une configuration IPS-HA avec deux paires d'électrodes perpendiculaires l'une par rapport à l'autre : (EP/CE) et (EF_j / EF_{j+1}). Sur cette figure, sont représentés 2 pixels complets avec le transistor d'adressage Q (le carré en pointillés gris). Ces pixels sont adressés par les lignes L_j et L_{j+1} ainsi que par les colonnes C_j et C_{j+1} .

Au départ l'électrode pixel « Ep » génère un champ \vec{E} entre lui-même et la contre électrode CE. Ce qui permet, dans le cas d'une configuration IPS-HA avec un $\Delta\varepsilon > 0$ d'orienter les molécules parallèlement au champ \vec{E} .

Dans un deuxième temps, les électrodes d'effacement (ou de retour) prennent le relais et un champ électrique \vec{E}' est généré entre EF_j et EF_{j+1} . Si les molécules à l'état initial sont placées parallèlement à \vec{E}' lorsque \vec{E} est généré, les molécules seront ramenées à l'état initial électriquement.

Les technologies présentées sur les figure 107 et figure 108 utilisent toutes les deux des champs électriques pour accélérer la relaxation mécanique des molécules.

Ces technologies sont adaptées pour des petits pixels, car l'utilisation de l'IPS permet de réduire facilement l'espace interélectrodes et donc la taille du pixel.

En comparant les deux technologies et au vu du fonctionnement de l'architecture présentée sur la figure 108, nous pouvons en déduire que celle-ci n'a pas les désavantages de l'architecture précédente (cf figure 107) . En effet, avec cette configuration, il est possible de garder toutes les électrodes sur le même substrat contrairement à l'architecture présentée précédemment qui propose d'utiliser des électrodes d'effacement sur le substrat du haut. Nous gardons ici les performances et la simplicité de fabrications de l'IPS.

Les recherches effectuées au laboratoire LVE détaillent uniquement le principe de fonctionnement de deux paires d'électrodes positionnées à 90° l'une de l'autre. Aucune information n'est disponible sur les performances et le design de cette architecture. Au vu des avantages qu'elle offre, l'architecture présentée à la figure 108 a été retenue et nous étudierons ces performances en fonction des différentes positions possibles des électrodes de retour. Nous discuterons ensuite des applications possibles des différentes variantes.

Avant de commencer l'étude, nous allons tout d'abord expliquer le fonctionnement de la modulation d'amplitude avec LCDMaster. Comme dans le chapitre 3, un travail de simulation sera effectué grâce au logiciel LCDMaster 3D. Le protocole de test ainsi que le paramétrage de la cellule seront abordés.

3. Étude de plusieurs configurations de micro-SLM IPS permettant un temps de réponse rapide

3.1. Description de LCDMaster 3D et du protocole de test

Nous avons utilisé dans le chapitre 3 la version 2D de LCDMaster permettant de simuler le fonctionnement d'une cellule à cristaux liquides grâce aux équations de fonctionnement de celle-ci en les discrétisant via la méthode des éléments finis. Nous utiliserons en plus de la version 2D, la version 3D qui permettra d'observer le comportement des molécules dans les 3 directions de l'espace ainsi que leurs propriétés électro-optiques. Les conditions aux limites quant à eux seront choisies en « Periodic », c'est-à-dire que la cellule sera reproduite à l'identique sur les bords du pixel étudié. Ceci a pour but de simuler la présence de plusieurs pixels et d'avoir un champ électrique et des équipotentiels qui ne s'arrêtent pas au bord du pixel étudié.

La version 3D prend en charge de la profondeur (axe Z dans le système d'axe du logiciel), qui n'était pas présente dans la version 2D. La prise en charge des différents niveaux métaux et d'isolants dans cette direction de l'espace donne un résultat plus proche de la réalité. Cette version du logiciel possède une partie CAO rudimentaire intégrée permettant de réaliser des designs de cellules complexes.

Dans ce chapitre, seule la modulation d'amplitude a été étudiée pour les différentes configurations. Les conditions d'obtentions de la modulation d'amplitude sont résumées sur la figure 109.

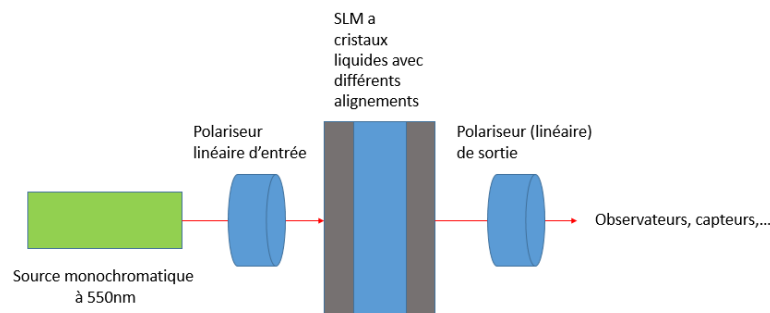


Figure 109 : Montage optique permettant d'obtenir une modulation d'amplitude avec un SLM à cristaux liquides

La figure 109 reprend le schéma de la figure 38 qui détaillait l'implémentation de la modulation de phase en y rajoutant un polariseur de sortie. Dans le chapitre 1, nous avons détaillé le fonctionnement de la modulation d'amplitude avec des SLM à CL. Pour obtenir une variation d'intensité lumineuse, le SLM doit se trouver entre deux polariseurs linéaires.

Le polariseur d'entrée possède son axe de transmission (ou d'absorption) parallèle à l'orientation des molécules au repos. Le polariseur de sortie permet de laisser sortir la nouvelle polarisation qui correspond à la polarisation entrante qui a été modifiée par l'orientation des cristaux liquides soumis à un champ électrique.

Pour finir, nous pouvons contrôler l'intensité de sortie en fonction de la tension d'adressage du SLM. C'est cette configuration que nous allons implémenter sous LCDMaster.

La longueur d'onde de travail est fixée à $\lambda = 550$ nm pour les mêmes raisons citées dans le chapitre 3. Les polariseurs HCL2-5618 d'une épaisseur de 20 μm sont ceux utilisés dans le chapitre 3.

Nous avons défini la configuration à simuler, définissons maintenant le protocole de test. Pour cela, rappelons les équations liées à la modulation d'amplitude pour l'IPS.

La transmittance est définie par l'équation (2.1) que nous avons définie au chapitre 2 que nous rappelons ci-dessous :

$$T(V) = \frac{1}{2} \cdot \sin(2\chi(V))^2 \cdot \sin\left(\frac{\pi d \Delta n(\Phi(V))}{\lambda}\right)^2$$

Où :

- d : Épaisseur de cristaux liquides;
- Δn : Biréfringence optique dépendant de la tension ;
- λ : Longueur d'onde de la lumière incidente ;
- Φ : Angle de twist des molécules par rapport à l'axe de transmission du polariseur ;
- χ : Angle entre l'axe optique des molécules et l'axe du polariseur ;
- V : Tension appliquée.

Le temps de réponse ainsi que la tension de seuil correspondant aux équations (3.3), (3.4) et (3.5) sont rappelées ci-dessous :

$$t_{on} + t_{off} = \frac{\gamma_1}{\epsilon_0 |\Delta \epsilon| E^2 - \frac{\pi^2}{d^2} K_2} + \frac{\gamma_1 d^2}{\pi^2 K_2}$$

Enfin la tension de seuil est définie par :

$$V_{th} = \frac{\pi(P-w)}{d} \sqrt{\frac{K_2}{\epsilon_0 |\Delta \epsilon|}}$$

Pour obtenir un t_{off} faible, une transmittance élevée ainsi qu'un V_{th} faible, nous devons faire un choix judicieux aussi bien sur le choix du CL ainsi que sur les paramètres géométriques de la cellule.

De par leur anisotropie diélectrique plus élevée en valeur absolue, nous travaillerons uniquement avec des molécules possédant un $\Delta \epsilon > 0$ pour obtenir un V_{th} faible. Notre choix se porte donc sur deux cristaux liquides commerciaux : le MLC-2062 ainsi que le MLC-2139 dont les caractéristiques seront données plus loin dans ce chapitre.

Parmi les paramètres géométriques les plus importants, l'espace interélectrodes (« P-w » avec « P » représentant le pas entre deux électrodes et « w » la largeur d'une électrode) ainsi que l'épaisseur de CL « d » sont à prendre en compte.

En analysant la fonction de transmission (4.1). Le premier sinus carré devient maximal si le polariseur d'entrée est bien aligné avec les molécules au repos. Le deuxième sinus carré dépend de l'épaisseur de CL ainsi que des paramètres intrinsèques à celui-ci.

Au vu de toutes ces informations, le protocole de simulation est donc le suivant :

- Lister les différentes variantes d'architectures possibles et déterminer l'épaisseur de CL maximale ;
- Tester les différentes variantes d'architectures en faisant varier les paramètres géométriques dans le but de diminuer le temps de réponse.
- Une fois les architectures proposant les performances optimales trouvées, les bonnes plages de tensions devront être trouvées pour avoir le meilleur temps de réponse.

3.2. Paramétrage et design de la cellule

Dans cette partie, nous analyserons comment implémenter la cellule sous LCDMaster 3D en détaillant tous les paramètres qui seront ajoutés dans le logiciel.

Ce logiciel nécessite une grande puissance de calcul. Pour cela, des simplifications de design ont été effectuées pour réduire le temps de calcul sans que les résultats obtenus changent énormément. Nous aborderons au cas par cas les simplifications effectuées et les designs réels des architectures choisies pour la fabrication.

Commençons donc par détailler le design global de la cellule en précisant le cristal liquide utilisé, son orientation et les dimensions de chaque zone utile de la cellule. Dans notre étude, les cristaux liquides utilisés sont le MLC-2062 et le MLC-2139 dont les caractéristiques sont représentées.

Constantes élastiques	Valeurs
K11 (splay)	15,3 pN
K22 (twist)	10,3 pN
K33 (bend)	21,9 pN
Constantes diélectriques	
$e_{\text{parallèle}}(e_p)$	10,5
$e_{\text{perpendiculaire}}(e_s)$	4,2
Viscosité rotationnelle	
γ	0,22 Pa.s

Tableau 13 : Paramètres électro-optiques et mécaniques des cristaux liquides MLC-2062

Constantes élastiques	Valeurs
K11 (splay)	15,3 pN
K22 (twist)	10,3 pN
K33 (bend)	21,9 pN
Constantes diélectriques	
$e_{\text{parallèle}}(e_p)$	57,1
$e_{\text{perpendiculaire}}(e_s)$	9,1
Viscosité rotationnelle	
γ	0,395 Pa.s

Tableau 14 : Paramètres électro-optiques et mécaniques des cristaux liquides MLC-2139

Nous observons que le MLC-2139 est plus visqueux que le MLC-2062, nous devrions nous attendre à obtenir un temps de relaxation plus long. Ainsi, un $\Delta\epsilon$ est plus élevé indique que nous allons obtenir une tension de seuil plus faible.

Les molécules MLC-2062 seront utilisées dans tous les designs simulés et de par les caractéristiques du MLC-2139, nous l'utiliserons uniquement dans le design offrant le meilleur résultat.

Comme nous l'avons indiqué, nous travaillerons avec une configuration de type IPS-HA avec des molécules possédant un $\Delta\epsilon > 0$. L'orientation géométrique des polariseurs et des molécules à l'intérieur de la cellule est rappelée ci-dessous :

- Polariseur d'entrée à 93° ;
- Pré-twist de 93° (90° d'alignement initial + 3° supplémentaire pour forcer les molécules à s'orienter dans le sens trigonométrique) ;
- Pré-tilt à 0°.

Le design de la cellule est basé sur l'utilisation de deux paires d'électrodes perpendiculaires. L'utilisation de trois variantes de design est possible.

- Le premier design (figure 110) consiste à séparer les électrodes d'adressages et d'effacements par une couche d'isolant. Ce qui nous donne deux niveaux distincts. Nous aurons donc un niveau enterré et un niveau en surface. Ce design sera appelé dans la suite : « configuration 1 » ;
- Le deuxième design (figure 111) consiste à placer toutes les électrodes sur le même substrat. Elles seront donc en surface. Nous appellerons ce design : « configuration 2 » ;
- Le dernier design (figure 112) consiste à placer les électrodes d'effacements sur le substrat du haut. Nous appellerons ce design : « configuration 3 ».

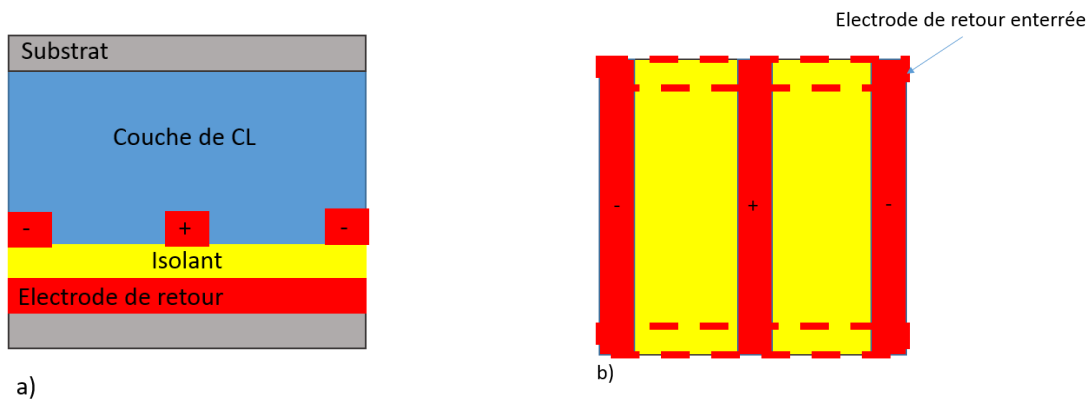


Figure 110 : Schéma simplifié de la configuration 1 présentant la vue de côté et la vue de dessus

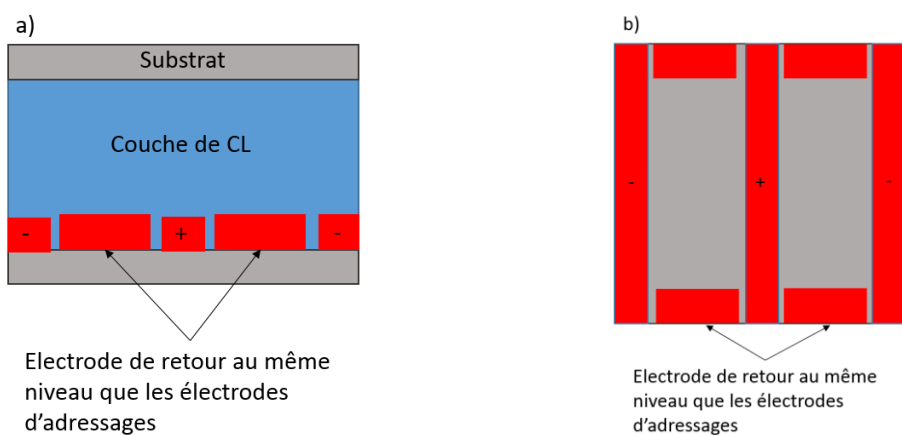


Figure 111 : Schéma simplifié de la configuration 2 présentant la vue de côté et la vue de dessus

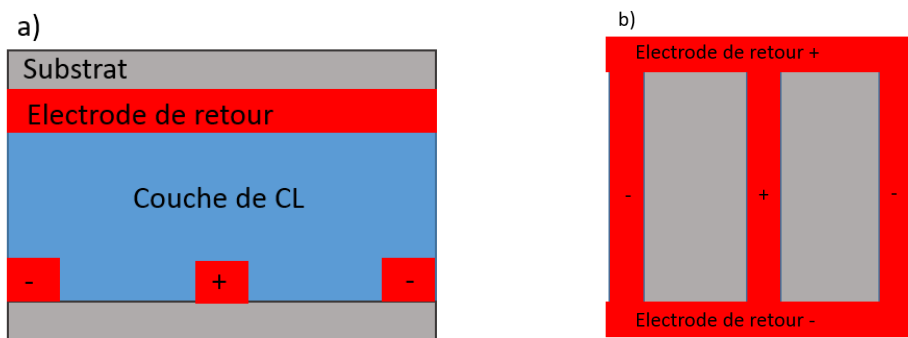


Figure 112 : Schéma simplifié de la configuration 3 présentant la vue de côté et la vue de dessus

En analysant la position des électrodes d'adressages (représentées par les électrodes « + » et « - » sur les figures 110, 111 et 112), nous reconnaissons une configuration similaire à celle étudiée dans le chapitre 3. Le fait d'avoir une électrode « + » au centre du pixel, pour le diviser en deux sous pixels, permet de diminuer l'espace interélectrodes et donc de diminuer la tension de seuil. Cette configuration sera commune aux 3 configurations.

Les figure 110a et b représentent une vue de côté et du dessus d'une version simplifiée de la configuration 1 où les électrodes de retour sont enterrées sous une couche d'isolant (représentées en jaune). Sur la figure 110b, les électrodes enterrées sont indiquées en traits pointillés.

L'épaisseur d'isolant joue ici un rôle important. En effet, si elle est trop faible, la perturbation entre les deux électrodes sera favorisée. Si elle est trop élevée, la tension nominale des électrodes de retour sera trop élevée.

Les figure 111a et b présentent également sur les deux vues une configuration où les électrodes sont toutes aux mêmes niveaux. Cette configuration supprime la couche d'isolant, ce qui permet de diminuer la tension d'adressage des électrodes de retour. La réalisation de cette configuration est cependant plus complexe que celle de la configuration 1.

Les figure 112a et b représentent la dernière configuration qui consiste à placer les électrodes d'effacement sur le substrat du haut. Technologiquement plus simple à réaliser, elle nécessite cependant alignement précis pour garder les deux niveaux électrodes perpendiculaires.

Sur l'ensemble de toutes ces configurations est que les électrodes d'adressages sont directement en contact avec la couche de CL. Pour calculer l'épaisseur de CL permettant d'obtenir la transmittance maximale, nous pouvons effectuer une simplification pour diminuer le temps de calcul. La simplification consiste à commencer notre étude par l'analyse d'une cellule IPS simple sans électrodes de retour. Celle-ci sera composée uniquement des électrodes d'adressages et d'une couche de CL d'épaisseur variable.

3.2.1. Recherche de l'épaisseur de cristal liquide permettant d'obtenir en sortie la transmittance optimale

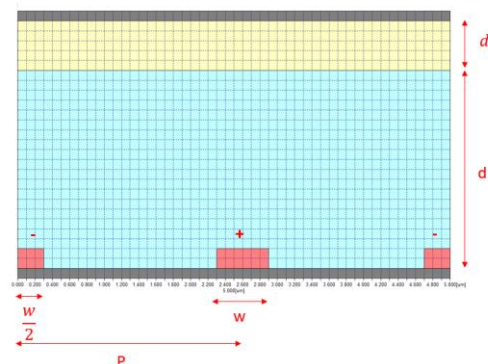


Figure 113 : Plan de coupe du pixel d'étude pour mesure d'épaisseur optimale (LCDMaster 2D)

Sur la figure 113, nous avons désigné une cellule comportant uniquement les électrodes d'adressages sous LCDMaster 2D. Pour être le plus proches de la réalité, nous avons décidé de ne plus négliger l'épaisseur des électrodes fixées constantes à $0,2 \mu\text{m}$.

L'épaisseur d'oxyde sur le substrat du haut d_i comme dans le chapitre est 3 est fixé à $0,5 \mu\text{m}$.

La longueur du pixel d'étude est de $5 \mu\text{m}$. Ce pixel est composé de deux sous pixels de pas « P » de $2,5 \mu\text{m}$. Par conséquent, le pas « P » entre deux électrodes est fixé à $2,5 \mu\text{m}$. La largeur des électrodes est fixée à $0,6 \mu\text{m}$. Nous en déduisons un espace interélectrodes de $1,9 \mu\text{m}$. Ces paramètres sont fixes pour l'ensemble des configurations étudiées dans ce chapitre.

Ces paramètres serviront de base à toutes les architectures que nous allons designer par la suite. La modification des paramètres sera indiquée.

En analysant le deuxième sinus carré de l'équation (2.1), nous pouvons en déduire qu'il existe une valeur de l'épaisseur de CL « d » maximisant le sinus carré. L'équation (2.1) montre que nous devrions

obtenir une courbe en cloche. Nous recherchons également l'épaisseur la plus faible possible pour maximiser les performances, nous recherchons donc le premier maximum du terme en sinus carré.

Les différentes épaisseurs testées vont de 1 à 3 μm et la transmittance a été calculée pour des pas de 0,1 μm . Grâce à ces différentes mesures, nous pouvons tracer la transmittance moyenne (transmittance moyennée sur l'ensemble du pixel) maximale en fonction de l'épaisseur.

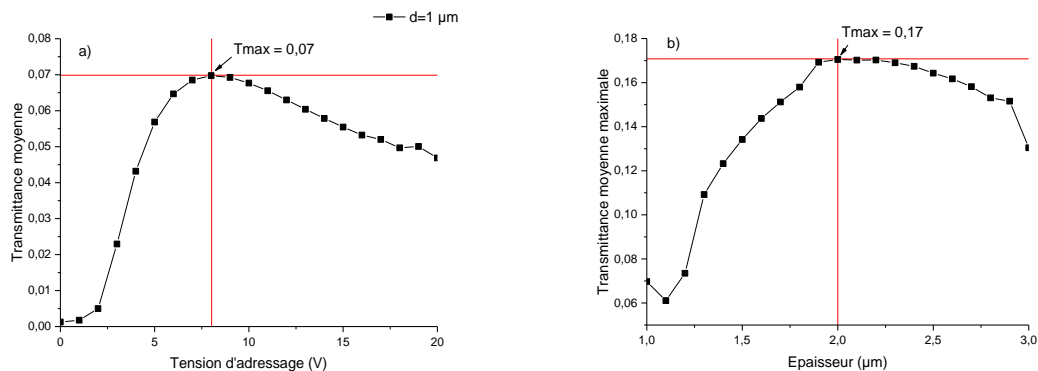


Figure 114 : Évolution de la transmittance en fonction de la tension pour $d = 1 \mu\text{m}$ (a) / Évolution de la transmittance moyenne maximale en fonction de l'épaisseur (b)

La figure 114a représente l'évolution de la transmittance en fonction de la tension pour $d = 1 \mu\text{m}$. Comme nous l'avons prédit, nous obtenons une courbe en cloche pour cette épaisseur avec une transmittance maximale de 0,07 pour une tension de 8V. Pour chaque simulation effectuée, nous allons repérer la transmittance maximale et la tracer en fonction de l'épaisseur.

La figure 114b représente l'évolution de la transmittance moyenne maximale mesurée sur chaque simulation d'épaisseur allant de 1 μm à 3 μm . Comme nous pouvons l'observer, la transmittance maximale varie de manière à atteindre un maximum puis décroît de nouveau pour des épaisseurs plus grandes. L'intervalle de mesure a donc été choisi de cette façon, car nous obtenons le premier maximum pour $d = 2 \mu\text{m}$ (transmittance de 0,17).

La valeur de $d = 2 \mu\text{m}$ est donc retenue pour les différents designs. La tension d'adressage correspondante est d'environ 5V. Cependant d'autres paramètres tels que la largeur des électrodes et donc l'espace interélectrodes influencent la tension de seuil. Par la suite, nous indiquerons si ces paramètres seront modifiés.

Le dernier paramètre que nous devons fixer est le choix des matériaux :

- L'oxyde isolant :
La cellule sera fabriquée dans les salles blanches du LETI, nous avons un choix limité dans le type de matériaux. De plus, pour chaque matériau il faut prendre en compte sa tension limite de claquage (qui dépend de l'épaisseur) sachant que plus l'épaisseur est grande, plus la tension des électrodes enterrées nécessaire pour faire bouger les cristaux liquides sera élevée. Notre choix se donc porte sur du SiO_2 .
- Les électrodes sont choisies en un matériau non transparent, le cuivre.

Commençons notre étude par la configuration 1 où nous allons étudier ses performances et sa capacité à optimiser le temps de retour.

3.3. Étude des performances de la configuration 1 (deux niveaux électrodes séparées par une couche d'isolant)

Reprenons le design de la configuration 1 où nous ajoutons une contre-électrode (CE) en ITO de $0,2 \mu\text{m}$ d'épaisseur recouvert de l'oxyde de $0,2 \mu\text{m}$ d'épaisseur afin d'avoir la possibilité de ramener les électrodes à l'état initial. Cette électrode est laissée flottante et n'influencera pas sur les performances de la cellule.

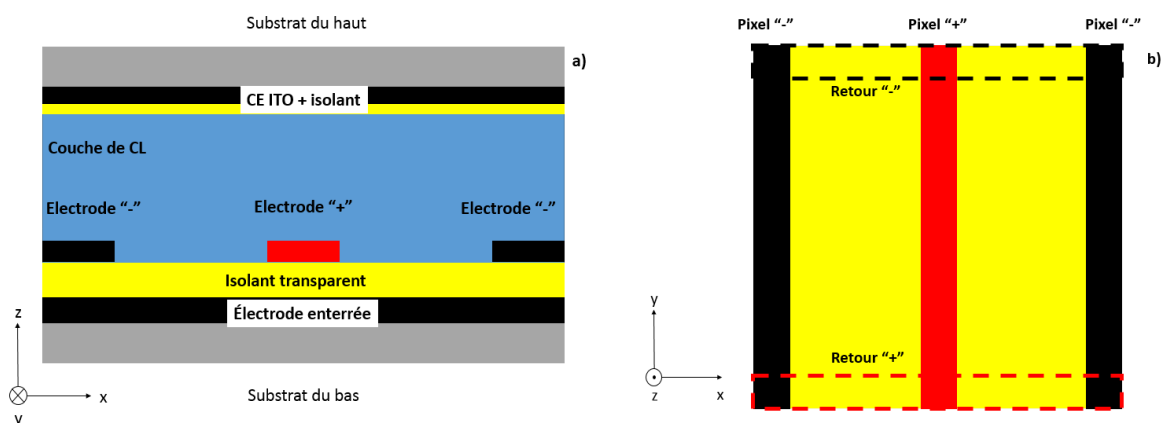


Figure 115 : Configuration 1 en vue de côté (a) et en vue de dessus (b)

La figure 115 représente une vue de côté et de dessus de la configuration 1 sous LCDMaster. Le schéma de la figure 110a a donc été désigné et nous pouvons reconnaître les électrodes d'adressage « + » et « - » qui sont au contact des CL ainsi que les électrodes de retour enterrées. Nous supposons en observant la figure 115, que la présence d'électrodes enterrées avec un niveau isolant risque de modifier la transmittance maximale ainsi que sa tension d'adressage associée.

Dans un premier temps, nous allons effectuer une simulation de ce design complet sous LCDMaster 3D pour trouver le meilleur couple : transmittance/tension. De plus, nous allons faire varier l'espace interélectrodes en changeant la largeur des électrodes « w » pour vérifier l'influence de celui-ci sur la transmittance et la tension de seuil.

Les largeurs d'électrodes choisies seront donc : $0,4 \mu\text{m}$ et $0,6 \mu\text{m}$ ce qui implique un espace interélectrode de $2,1 \mu\text{m}$ et de $1,9 \mu\text{m}$.

Une fois le meilleur couple trouvé, la valeur de tension sera choisie comme valeur nominale de tension d'adressage pour l'étude du temps de réponse.

Dans le chapitre 3, nous avons fait le choix de balayer une tension d'adressage élevée. Dans notre étude, nous restreignons cette plage entre 0 à 30V en faisant varier la tension aux bornes de l'électrode d'adressage « + » tout en fixant les électrodes « - » à 0V.

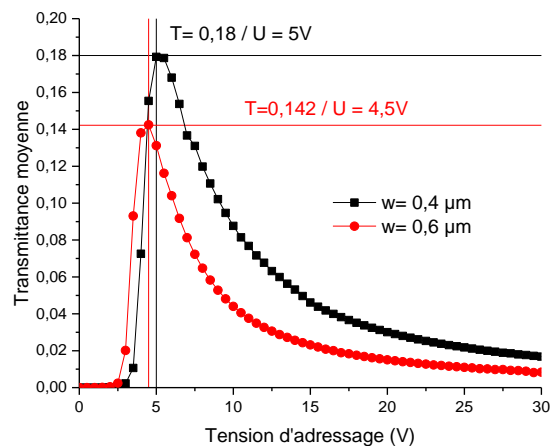


Figure 116 : Évolution de la transmittance moyenne de la configuration 1 pour $w=0,4\mu\text{m}$ et $w=0,6\mu\text{m}$

La figure 116 représente l'évolution de la transmittance moyenne pour deux largeurs d'électrodes ($w= 0,4 \mu\text{m}$ et $w= 0,6 \mu\text{m}$). Nous pouvons en déduire que l'espace interélectrodes change effectivement la tension maximale ainsi que la tension de seuil.

Dans un premier temps, nous obtenons pour $w= 0,4 \mu\text{m}$ une valeur de transmittance (0,18) à du même ordre de grandeur celle obtenue dans partie 3.2.1 (0,17). La diminution de l'espace interélectrodes (liée à l'augmentation de la largeur des électrodes) réduit la transmittance moyenne maximale (car il y a moins d'espace transmissif). À l'inverse celle-ci diminue la tension de seuil et par conséquent la tension correspondant à la transmittance maximale. Nous passons ici à une tension nominale de 5V pour $w= 0,4 \mu\text{m}$ à 4.5V pour $w=0,6 \mu\text{m}$.

Dans la suite de notre étude, nous prenons en compte uniquement la configuration offrant l'espace interélectrodes la plus faible c'est-à-dire 0,6 μm . Cette valeur nous donne une tension de seuil et une tension nominale la plus faible malgré une légère perte de transmittance.

Maintenant que nous avons défini tous les paramètres nominaux, l'optimisation du temps de réponse se fera en plusieurs étapes :

- Nous traçons la courbe de transmittance temporelle indiquant le temps de montée et de descente nominal ;
- Nous optimiserons dans un premier temps le temps de montée en utilisant la technique de l'overshoot [92]–[95]. Cette technique consiste à utiliser une surtension pendant un temps très court pour diminuer le temps de montée. Par la suite, la tension nominale est utilisée.
- Le temps de descente sera diminué grâce à l'utilisation d'un signal carré sur les électrodes de retour.

Notons que toutes les valeurs de tensions que nous donnerons seront des signaux carrés et nous donnerons leurs valeurs positives.

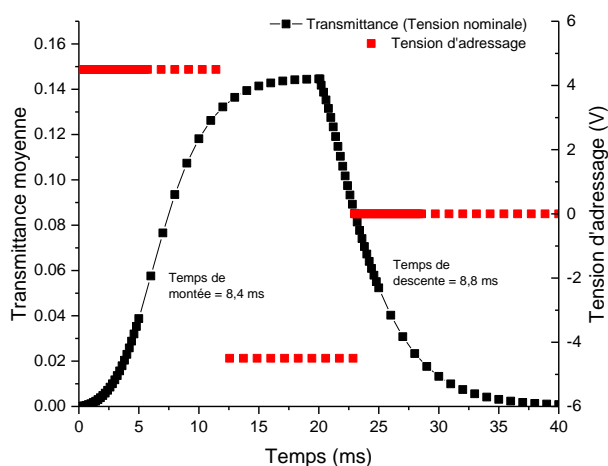


Figure 117 : Transmittance moyenne de la configuration 1 avec une tension nominale de 4,5V et une relaxation mécanique des molécules après coupure du signal d'adressage

La figure 117 représente la transmittance moyenne de la configuration 1 sans activation des électrodes de retour pour une tension nominale de 4,5V. Sans tension aux bornes des électrodes de retour et avec une tension d'adressage nominale, le temps de montée est de 8,4 ms et celui de descente est de 8,3 ms.

Par convention les temps de réponse donnés seront mesurés entre 10% et 90% de la transmittance maximale.

En analysant la figure 116, pour des tensions plus élevées que la tension nominale (4,5V pour $w = 0,4 \mu\text{m}$), la transmittance diminue énormément. Dans le cas d'un overshoot, si la tension d'adressage est trop élevée, le temps de montée sera diminué. La transmittance diminuera également pendant la durée de l'overshoot, dégradant la transmittance globale de la cellule. Il faut donc trouver un compromis entre la durée de l'overshoot et le gain en temps de montée recherché.

Nous commençons notre étude en choisissant une durée de 1 ms qui sera modifiée si nécessaire. La plage de tension choisie commencera avec une tension légèrement plus élevée que la tension nominale (6V) et s'étendra jusqu'à 16V. Au-delà de la durée de l'overshoot, la tension nominale (4,5V) sera appliquée.

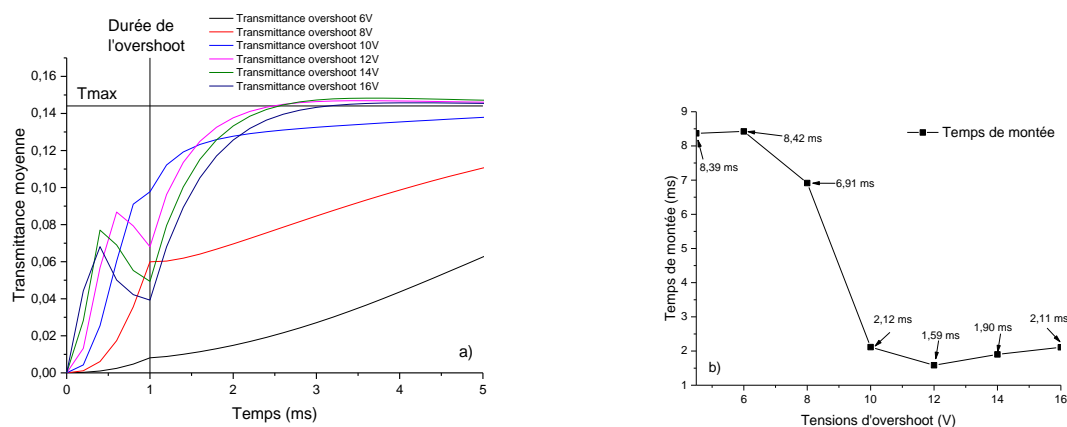


Figure 118 : Évolution de la transmittance en fonction du temps pour différentes valeurs d'overshoot (a) / Évolution du temps de montée en fonction de la tension d'overshoot (b)

La figure 118a représente l'évolution des transmittances à partir d'une tension d'overshoot de 6V à une tension de 16V pendant une durée de 1ms. La figure 118b représente l'évolution du temps de montée induite par les overshoots en fonction de la tension de celui-ci. Le temps de montée à 4,5V correspond à celui de la tension nominale.

La figure 118a montre que les pentes sont les plus raides à partir d'une tension de 10V, ce qui induit des temps de montée faibles entre 1,5 ms et 2,11 ms qui correspondent aux valeurs minimales de la figure 118b. Nous obtenons le phénomène que nous avons prédit avec une chute locale de la transmittance pendant la durée de l'overshoot. Cette chute locale a une conséquence négative sur le temps de montée, celui-ci augmente de nouveau au-delà de 12V (figure 118b).

La plage de tension comprise entre 10V et 16V est donc retenue, car celle-ci offre les meilleures performances, mais nous réduisons la durée de l'overshoot à 0,5 ms.

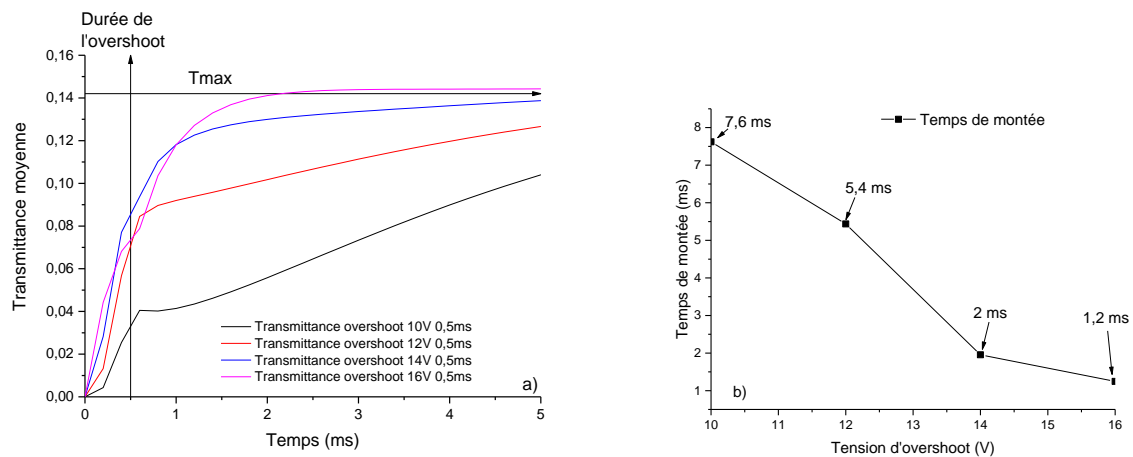


Figure 119 : Évolution de la transmittance en fonction du temps pour différentes valeurs d'overshoot comprise entre 10V et 16V pour une durée de 0,5ms (a) / Évolution du temps de montée en fonction de la tension d'overshoot comprise entre 10V et 16V (b)

La figure 119a montre l'évolution des transmittances à partir d'un overshoot de 10V à une tension de 16V pendant une durée de 0,5 ms. La figure 119b représente l'évolution du temps de montée induite par les overshoots en fonction de la tension de celui-ci.

En réduisant la durée des overshoots à 0,5 ms, les courbes de transmittances ne sont quasiment pas déformées. Néanmoins pour les tensions de 10V et 12V nous observons sur la figure 119b que la diminution de la durée de l'overshoot augmente fortement le temps de montée malgré une transmittance non déformée.

Malgré une très légère déformation de la courbe de transmittance, en particulier pour un overshoot de 16V, les meilleures performances (transmittance maximale atteinte et temps de montée faible) sont atteintes pour un overshoot de 14V et de 16V pendant une durée de 0,5 ms. Les nouvelles performances de la cellule sont résumées ci-dessous :

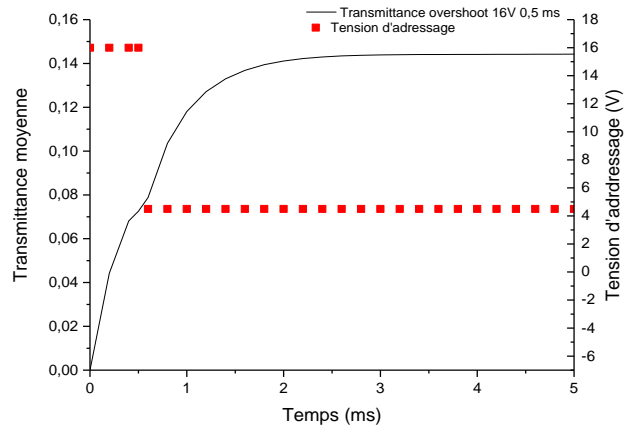


Figure 120 : Transmittance de la configuration 1 présentant un temps de montée optimale de 1,3 ms

La figure 120 résume donc les performances de la configuration 1 où un temps de montée de 1.3 ms est atteint pour un overshoot de 16V pendant 0,5 ms. Nous avons donc trouvé le temps de montée optimal atteint pour une brève surtension (overshoot). Nous allons maintenant diminuer le temps de descente en adressant les électrodes de retour.

En se basant sur la figure 117, nous avons choisi d'obtenir une relaxation mécanique à partir de 20 ms en n'adressant plus les électrodes d'adressage. Cette fois-ci, à partir de 20 ms, nous allons adresser les électrodes de retour avec plusieurs tensions (toujours sous forme de signal carré) entre 5V et 20V. Le choix de la tension sera par la suite affiné autour de la valeur permettant d'obtenir un temps de retour le plus rapide possible.

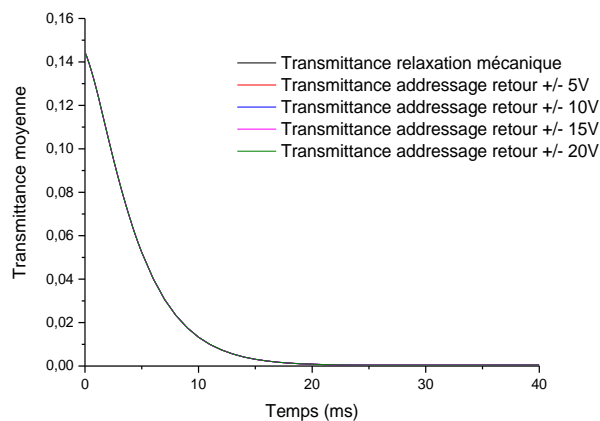


Figure 121 : Évolution du temps de descente en fonction de la tension d'adressage des électrodes de retour

La figure 121 représente l'évolution du temps de descente en fonction de la tension des électrodes de retour. Néanmoins, malgré une tension d'adressage de plus en plus élevée, ceux-ci ne semblent avoir aucune influence sur la tension de retour.

Pour étudier ce phénomène, nous avons dans un premier temps repris les simulations en changeant le type de cristaux liquides. Ensuite, nous avons étudié l'influence de la tension d'adressage et de l'épaisseur d'oxyde. Aucun résultat n'a été concluant. À la suite de ce constat, nous avons décidé d'analyser le comportement du champ électrique.

Nous avons d'abord décidé d'observer comment le champ électrique se comporte entre les deux

niveaux d'électrodes en gardant une épaisseur d'oxyde de 0,2 μm . Nous comparerons ensuite ce comportement au champ électrique produit par les électrodes d'adressages.

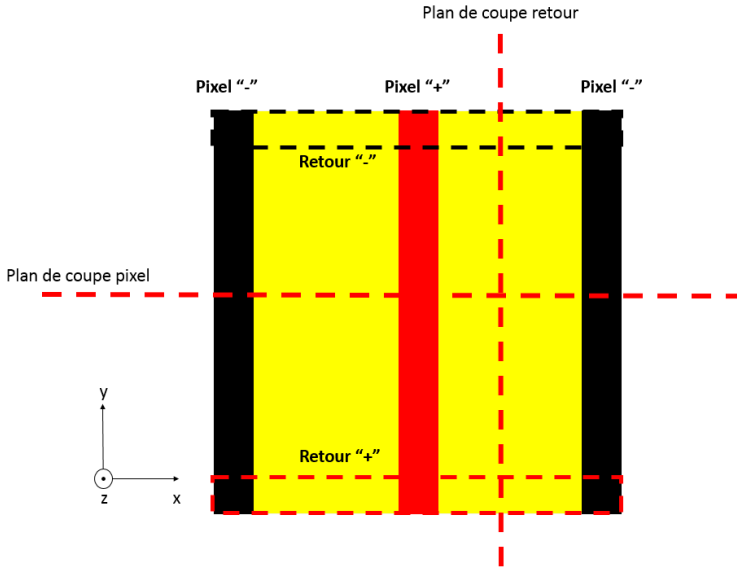


Figure 122 : Plans de coupes utilisés pour l'étude des champs électriques

La figure 122 présente les deux plans de coupe (ligne pointillée rouge) qui seront utilisés pour l'étude des champs électriques. Nous commençons donc par analyser les plans de coupes de retour pour une tension de retour de 5V et de 20V.

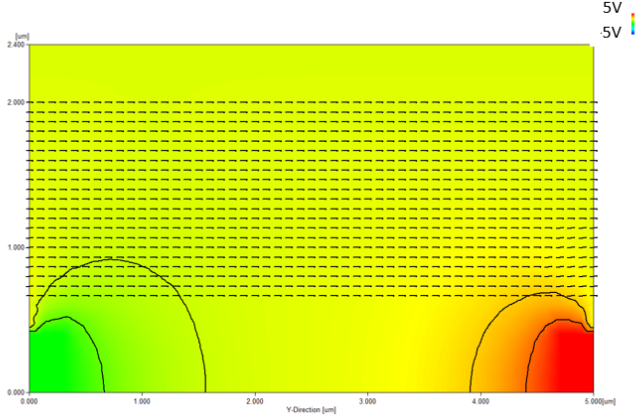


Figure 123 : Évolution des équipotentielles partants des électrodes de retour adressées à 5V

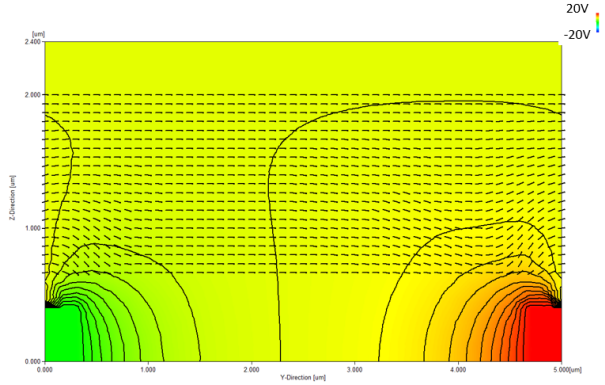


Figure 124 : Évolution des équipotentielles partants des électrodes de retour adressées à 20V

Les figure 123 et figure 124 montrent l'état des équipotentiels pour deux valeurs de tension différentes. Nous reconnaissons l'électrode « retour + » en rouge (respectivement à +/- 5V sur la figure 123 et à +/- 20V sur la figure 123). Les électrodes « retour - » à 0V sont indiquées en vert. L'analyse de ces deux figures indique que les électrodes de retour sont bien adressées, mais que les courbes d'équipotentiels apparaissent confinées.

Cette hypothèse semble être confirmée sur la figure 124, car les molécules proches des électrodes rouges et verts subissent localement une influence des équipotentiels. Cependant, les molécules centrales ne subissent aucune influence du champ électrique généré par les électrodes de retour.

De plus, LCDMaster permet d'animer le mouvement des molécules, du champ électrique ainsi que des équipotentiels. En observant ces animations pendant toute la durée de la relaxation (entre 20ms et 40ms), nous observons que les molécules centrales ne subissent aucun effet autre que la relaxation mécanique.

Tous ces comportements expliquent les temps de descentes identiques pour toutes les tensions des électrodes de retour (cf figure 121).

Pour effectuer une comparaison avec les résultats des figure 123 et figure 124, nous allons analyser le comportement des équipotentiels générées par les électrodes d'adressages situées en surface. Nous utilisons pour cela le plan de coupe pixel sur la figure 122.

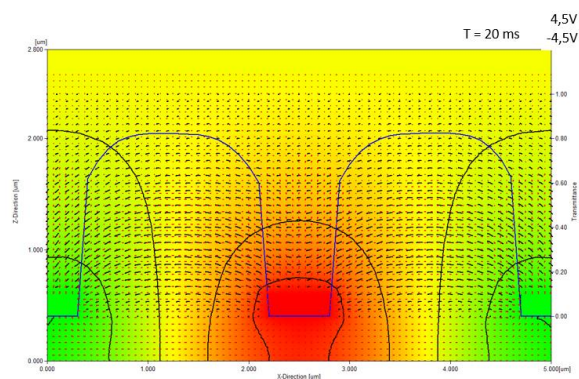


Figure 125 : Évolution des équipotentiels partants des électrodes de pixel adressées à 4.5V

La figure 125 représente les équipotentiels générées par les électrodes de pixel. Nous reconnaissons l'électrode « + » adressée à 4,5 V en rouge et les électrodes « - » en verts correspondant à 0 V.

À la différence des figure 123 et figure 124, les équipotentiels sont mieux réparties dans la cellule. Cela s'observe en particulier au niveau du dégradé de couleurs. Nous pouvons observer que la zone valant 4,5V ainsi que des tensions légèrement inférieures (dégradé de couleurs) est beaucoup plus grande que la zone équivalente des figures 123 et 124. Le comportement de la figure 125 permet donc aux molécules de s'orienter perpendiculairement aux équipotentiels et donc parallèlement au champ électrique, d'où une transmittance maximale à 20 ms comme nous l'avons montré dans l'étude précédente.

Comme nous l'avons indiqué, la diminution de l'épaisseur d'oxyde entre les électrodes d'adressages et les électrodes de retour ne change pas l'effet observé.

Une dernière hypothèse serait la présence des électrodes du niveau d'adressage (qu'elles soient adressées ou flottantes) qui pourrait provoquer une interférence avec le champ généré par les électrodes de retour.

Nous allons donc étudier le fonctionnement des électrodes flottantes en modifiant notre configuration en nous basant sur littérature et nous vérifierons si la grille que forment les électrodes de retour interfère ou non avec le champ généré par les électrodes de retour.

3.3.1. Influence des électrodes d'adressages sur les électrodes de retour lors de leur activation

Par définition, un conducteur flottant est un conducteur qui n'est soumis à aucune tension et n'est généralement relié à aucune source de tension. Lorsque ce genre de conducteur est situé entre deux conducteurs, les équipotentielles se retrouvent déviées autour du conducteur [94][95].

Dans le cas d'une cellule à cristaux liquide, un conducteur flottant peut se schématiser sur la figure 126 ci-dessous :

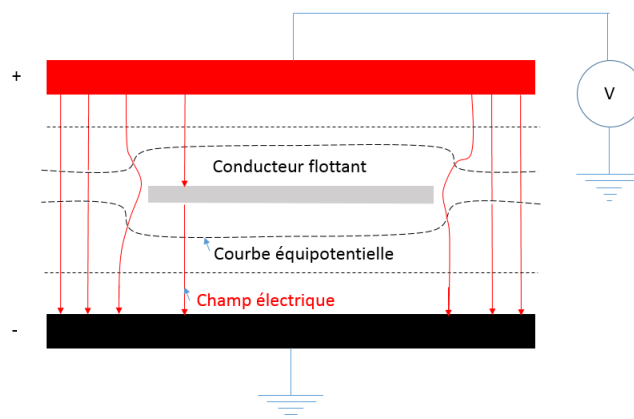


Figure 126 : Influence d'un conducteur flottant lorsqu'il est entre deux électrodes soumises à un potentiel

La figure 126 représente une cellule à CL classique avec une électrode d'adressage « + » représentée en rouge et une contre électrode « - ». Lorsqu'un champ électrique (flèches rouges) est généré entre les électrodes « + » et « - », les équipotentielles perpendiculaires au champ électrique (traits pointillés noirs) contournent le conducteur flottant. Ceci déforme le champ électrique autour du conducteur. De plus, le champ électrique traverse le conducteur [94].

Aucune littérature ne traite de la cellule à CL de type IPS avec des électrodes flottantes sur deux niveaux. Nous allons donc investiguer la présence d'électrodes pixel flottantes en adressant les électrodes de retours.

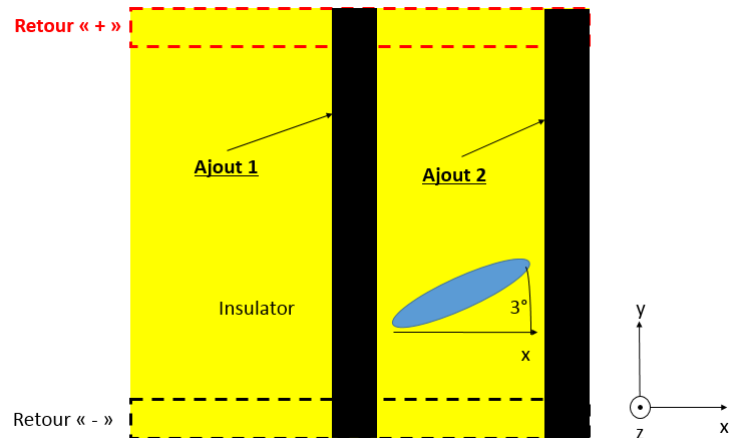


Figure 127 : Configuration de pixel permettant de tester l'influence des électrodes flottantes

La figure 127 présente une modification du pixel d'étude permettant de vérifier l'influence des électrodes flottantes.

Dans un premier temps, nous travaillerons toujours en configuration « normally black » et en utilisant les électrodes de retour sans la présence de grille d'électrodes de pixel. Les molécules ainsi que le polariseur d'entrée seront donc orientés à 3° au lieu de 93°, le polariseur de sortie sera orienté à 93°. Nous devrions nous attendre à obtenir une transmittance maximale pour une tension nominale correspondante.

Dans un deuxième temps, un second test sera effectué en ajoutant uniquement l'électrode pixel « + » (ajout 1 sur la figure 127) pour vérifier le comportement de la transmittance ainsi que des équipotentiels.

Enfin, un test similaire sera effectué en ajoutant une deuxième électrode (ajout 2) pour vérifier l'influence d'un sous pixel complet (composé du pixel « ajout 1 » et « ajout 2 ») sur la transmittance.

Pour le premier test, nous avons cherché à obtenir un résultat similaire à celui de la figure 116 pour rechercher le couple (transmittance maximale/tension) optimal. Après simulations, nous avons trouvé une valeur de tension d'adressage de 9V. Nous avons ensuite simulé l'évolution de la transmittance en régime dynamique pour vérifier son homogénéité spatiale.

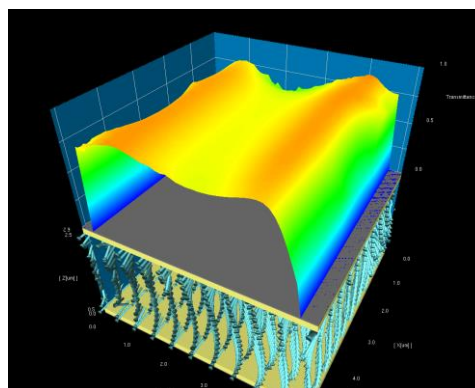


Figure 128 : Répartition spatiale de la transmittance en adressant uniquement les électrodes de retour enterrées sans la présence des électrodes d'adressages

Sur la figure 128 nous pouvons observer que pour une tension de 9V, la transmittance est homogène et maximale sur toute la longueur du pixel étudié. En analysant les lignes de champ ainsi

que les équipotentiels sur un plan de coupe nous devrions nous attendre à avoir un comportement similaire à celui de la figure 125 avec des équipotentiels non confinés.

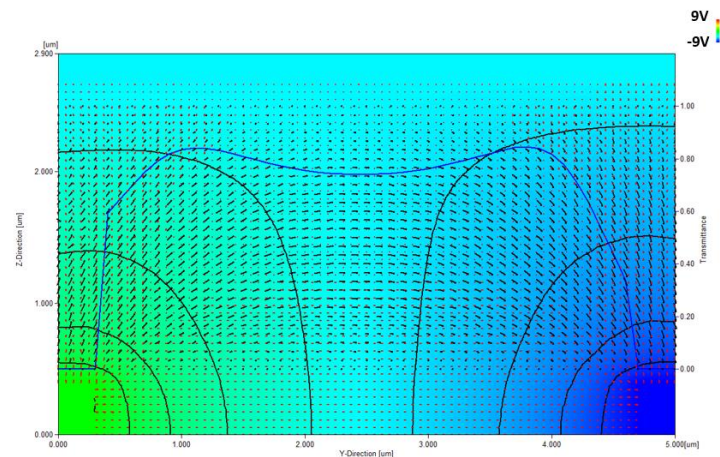


Figure 129 : Évolution des équipotentiels allant de l'électrode « retour + » à « retour - » pour une configuration sans aucune électrodes d'adressage

La figure 129 est un plan de coupe de la figure 128 sur l'axe Y où nous avons tracé la transmittance en trait bleu. À la différence des figure 123 et figure 124, nous pouvons observer que les équipotentiels ne sont pas confinés à l'intérieur de l'oxyde et que malgré la présence des électrodes enterrées, les équipotentiels s'étendent sur toute la cellule. Ceci permet d'obtenir un mouvement des CL et donc une transmittance optimale.

Analysons maintenant l'effet de l'ajout d'un conducteur flottant « ajout 1 » sur la figure 127. L'ajout du conducteur flottant renvoie une transmittance très faible pour une tension d'adressage de +/- 9V. Afin d'obtenir une transmittance non négligeable, nous nous sommes placés à une tension anormalement élevée de +/-40V.

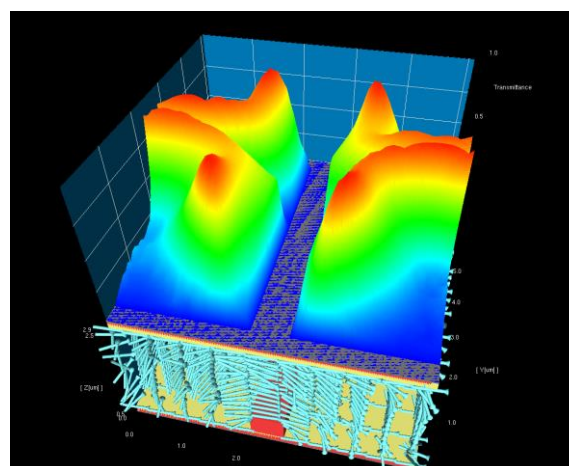


Figure 130 : Influence de l'ajout d'une électrode flottante sur la répartition spatiale de la transmittance

La figure 130 représente la répartition spatiale sur tout le pixel de la transmittance et des molécules lorsque nous avons ajouté l'électrode (ajout 1). Nous avons ici superposé la répartition spatiale de la transmittance concordant avec l'orientation des molécules et des électrodes. Nous reconnaissons ici la zone rectangulaire de transmittance nulle liée à la présence l'électrode ajoutée. Comme nous l'avons supposé dans la partie 3.3, nous observons une transmittance qui se retrouve complètement modifiée.

Nous observons que la transmittance ne forme pas deux lobes indépendants. Pour comprendre comment ce comportement atypique apparaît, nous allons observer deux vues de coupe. Une dans le plan XY et une sur l'axe Y, en se basant sur le repère de la figure 127.

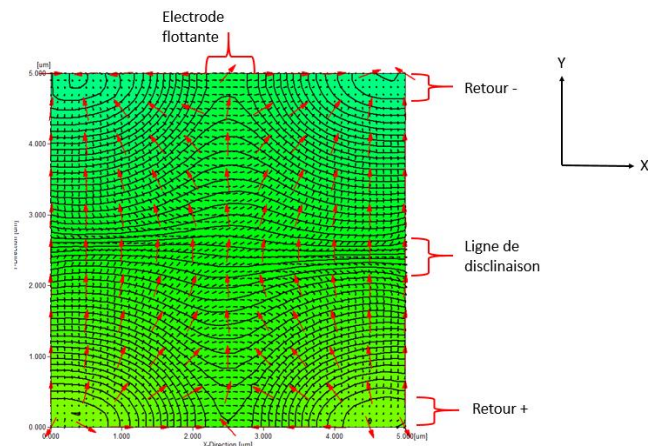


Figure 131 : Évolution du champ électrique ainsi que des équipotentielles lorsque les électrodes de retours sont soumises à une tension

La figure 131 représente l'évolution du champ électrique représenté par les flèches rouges allant de l'électrode « retour + » à « retour - » ainsi que les équipotentielles associées qui sont représentées par les lignes noires continues. Nous observons ici plusieurs comportements particuliers.

Tout d'abord, les champs électriques relient l'électrode « retour + » à « retour - », mais semblent se diriger vers l'électrode flottante comme si elle était à un potentiel fixe.

Les équipotentielles semblent contourner l'électrode flottante, mais génèrent une ligne de disclinaison au centre de la cellule sur tout l'axe X.

En nous basant sur l'équation de transmittance d'une cellule IPS-HA (2.1), nous savons que la transmittance est maximale lorsque les molécules sont à 45°. Ceci est le cas lorsque l'on observe les figures 130 et 131. Les zones de transmittance élevée se situent proches de la ligne de disclinaison ainsi que lorsque nous sommes proches de l'électrode flottante. Ce que nous retrouvons en observant la transmittance de la cellule vue dans le même plan que la figure 131 grâce à la figure 132.

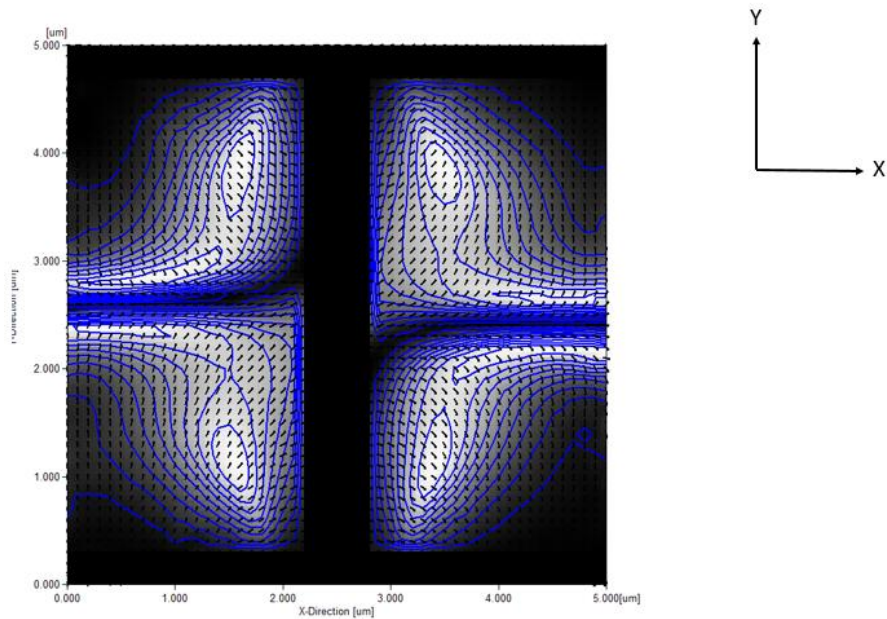


Figure 132: Évolution de la transmittance lorsque les électrodes de retours sont soumises à une tension

La figure 132 est strictement identique à la figure 131, mais elle y rajoute la transmittance sous forme de niveau de gris. Les molécules représentées sur la figure 131 étant trop petites (bâtonnets noirs), nous représentons la fonction de transmittance sur la figure 132 en plus des bâtonnets noirs représentant les molécules pour une analyse plus précise.

Comme nous l'avons observé sur la figure 130 ainsi que sur la figure 131, les molécules (bâtonnets noirs sur la figure 132) sont tous orientées à environ 45° dans les zones de transmittance maximale situées proches des lignes de disclinaison ainsi que près de l'électrode flottante. Étudions cette ligne en détail sur la figure suivante.

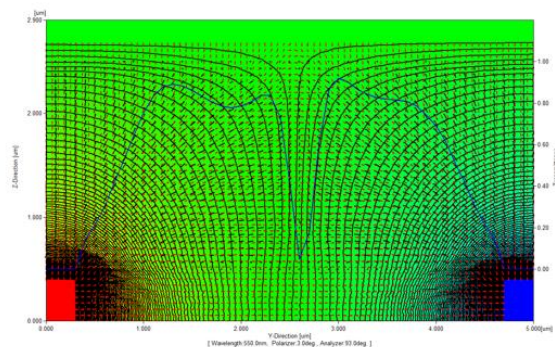


Figure 133 : Plan de coupe au niveau de la ligne de disclinaison sur l'axe Y

L'étude des figure 131 et figure 133 permet de trouver l'origine de la ligne de disclinaison ainsi que de l'effet que possèdent les équipotentiels sur les molécules de CL. Nous observons sur la figure 133, la présence d'une « barrière » située au milieu de l'espace interélectrodes. Les molécules sont orientées perpendiculairement aux équipotentiels au centre de l'espace interélectrodes. Les conditions nécessaires à l'apparition d'une ligne de disclinaison (cf chapitre 3).

Pour vérifier l'influence de cette ligne, nous avons ajouté sur la figure 133 la courbe de transmittance en bleue. Nous reconnaissons deux groupes d'équipotentiels partants respectivement de l'électrode

« retour + » en rouge et de l'électrode « retour - » en bleu.

La combinaison de tous ces effets fait chuter la valeur de transmittance au centre de l'espace interélectrodes, car les molécules situées dans cette zone ne sont pas correctement orientées.

Nous avons expliqué en partie pourquoi les électrodes de retour n'agissent pas sur la transmittance. Analysons maintenant l'influence de l'ajout d'une deuxième électrode pixel comme il est indiqué sur la figure 127 (« ajout 2 »).

Avec l'ajout d'une seconde électrode flottante, nous obtenons un comportement similaire. Nous avons également une transmittance non négligeable pour une tension anormalement élevée (+/- 40V). Nous avons encore une fois comparé le comportement de la cellule pour deux tensions (+/- 9V) et (+/- 40 V).

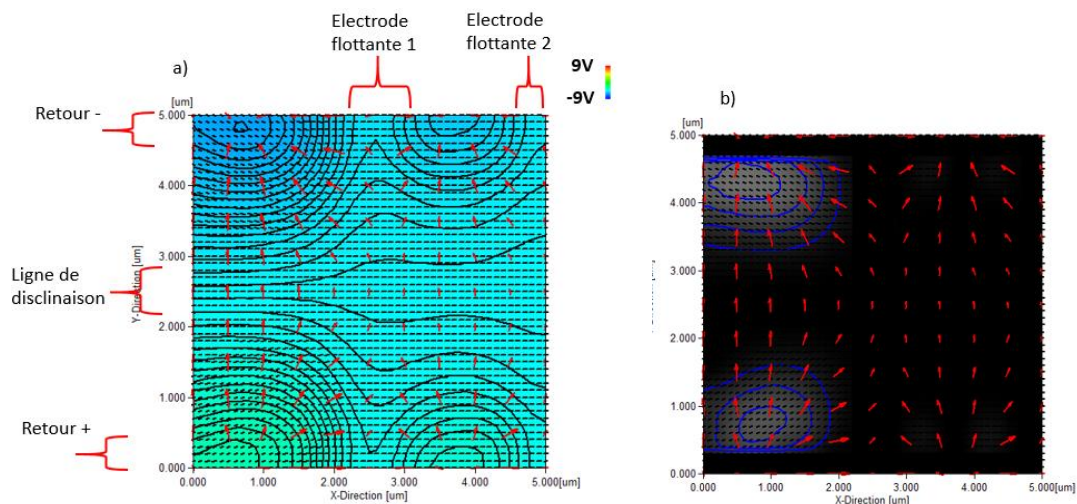


Figure 134 : Évolution de des lignes de champs ainsi que des équipotentielles (a) et de la transmittance (b) dans le repère XY, pour une tension d'adressage de 9V

Les figure 134a et b sont à décomposer en deux parties. La partie avant l'électrode flottante centrale est similaire à ce que nous avons étudié précédemment. La transmittance est ici très faible, car nous sommes à +/- 9V.

En observant la zone entre l'électrode flottante 1 et 2, nous observons pour la deuxième fois des lignes de champs qui semblent se diriger vers les électrodes flottantes comme si elles étaient à un potentiel, nous vérifierons ce phénomène plus loin.

Sur la vue de dessus, l'analyse des équipotentielles ne donne pas beaucoup d'information. Nous pouvons néanmoins en déduire que les équipotentielles semblent passer au-dessus de l'électrode flottante n°2 de façon similaire à ce que nous observons au-dessus de l'électrode flottante n°1. Cependant nous observons une transmittance nulle sur la figure 134b, car les molécules n'ont pas bougé à cause de la tension d'adressage trop faible.

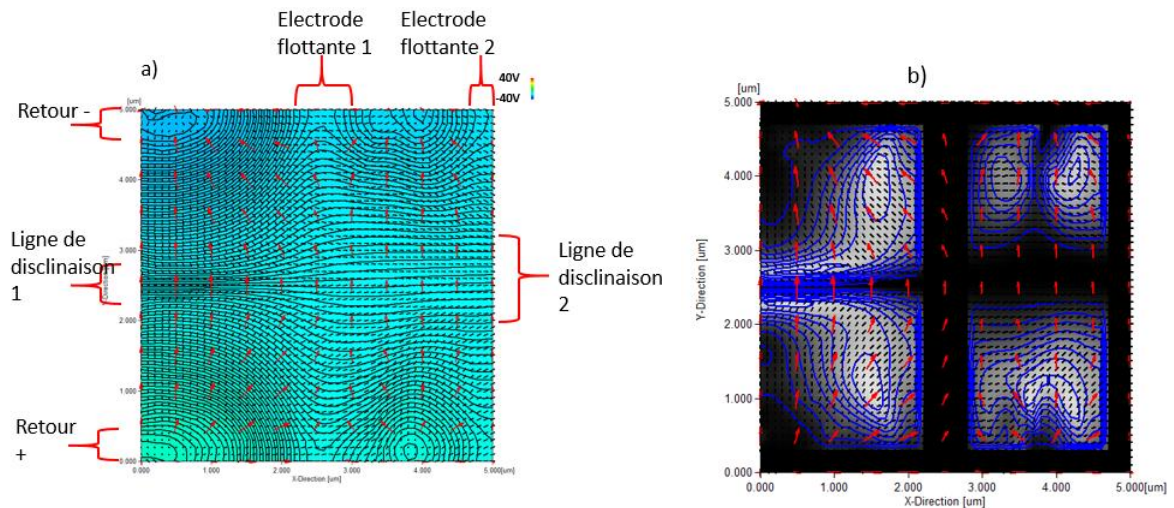


Figure 135 : Évolution de des lignes de champs ainsi que des équipotentiels (a) et de la transmittance (b) dans le repère XY, pour une tension d'adressage de 40V

Les figure 135a et b représentent des effets similaires à la figure 134 mais pour une tension de 40V. Comme pour la figure 134, il y a deux parties à analyser. La partie à gauche de l'électrode flottante 1 est similaire à ce que nous avons déjà étudié. La ligne de disclinaison située entre les deux électrodes flottantes est beaucoup plus visible que sur la figure 134b, car elle contraste avec des zones de transmittance (figure 135b). En analysant uniquement les équipotentiels et le comportement des molécules, l'ajout de la deuxième électrode a agrandi la ligne de disclinaison située sur l'axe X au centre de la cellule. Cet agrandissement de la ligne de disclinaison est dû à la déformation supplémentaire des lignes équipotentiels.

Bilan de l'étude et intérêt de la configuration :

Au vu de l'étude que nous avons réalisée, notre hypothèse sur les électrodes flottantes qui interfèrent avec les équipotentiels est donc avérée. En ayant un pixel complet, nous en déduisons que la grille formée par les électrodes pixels au-dessus des électrodes de retour agit comme une cage de Faraday. Ce phénomène explique donc l'absence d'effets des électrodes de retour sur les molécules malgré l'utilisation de tensions d'adressages très élevées (<20 V). Pour vérifier la limite de cet effet cage de Faraday, nous avons gardé l'orientation des molécules de notre étude (cf figure 127) et nous avons tracé la courbe transmittance/tension en adressant les électrodes de retour et en gardant les 3 électrodes pixels flottantes. Nous devrions donc nous attendre à obtenir une transmittance proche de 0 pour des tensions inférieures à 20V.

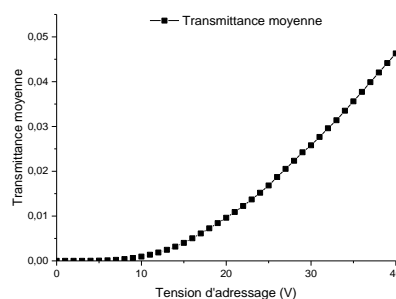


Figure 136 : Évolution de la transmittance moyenne de la configuration 1 en fonction de la tension lorsque les électrodes de retour sont adressées et que les électrodes d'adressages sont flottantes

La figure 136 représente la transmittance d'un pixel complet (cf figure 115) avec l'orientation de molécule décrite dans l'étude, mais en adressant uniquement les électrodes de retour. Comme nous l'avons prédit, nous observons une transmittance très faible même pour des tensions d'adressage très élevées. Pour 40V, nous atteignons une transmittance de 0.05. Pour des tensions comprises entre 0V et 20V, nous pouvons considérer que la transmittance est nulle et que l'effet cage de Faraday s'applique.

Nous avons également observé que les champs électriques se dirigeaient vers les électrodes flottantes comme si elles étaient adressées. Ce comportement s'explique par les propriétés intrinsèques aux électrodes flottantes. Ces électrodes finissent par se stabiliser à ce potentiel [94][95], lorsqu'elles sont proches d'une électrode adressée à un potentiel V. Ce comportement explique pourquoi le champ électrique se dirige vers les électrodes flottantes et pourquoi la transmittance est dégradée.

Au final, nous avons démontré que la configuration 1 est inefficace pour diminuer le temps de descente de la cellule, malgré un fonctionnement normal des électrodes de surfaces (ici les électrodes d'adressages). Cependant l'effet cage de Faraday pourrait avoir une utilité dans certains cas tels que pour une cellule réfléchive dont le miroir est un matériau conducteur flottant.

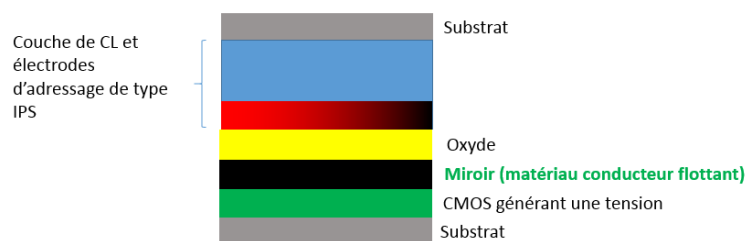


Figure 137 : Schéma simplifié d'une cellule réfléchive utilisant une configuration de type IPS

Nous avons donc simulé la configuration de la figure 137, en calculant uniquement la transmittance de l'ensemble « CMOS + miroir » jusqu'à la sortie de la cellule. La configuration IPS choisie est celle de la configuration 1 sans électrode de retour. Les électrodes d'adressage sont donc adressées avec une tension nominale et dans un même temps le circuit CMOS est également adressé.

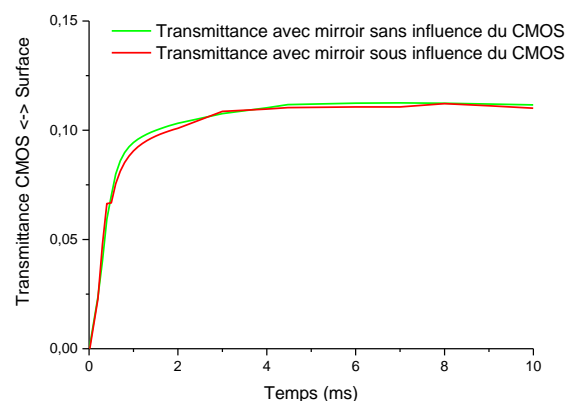


Figure 138 : Évolution de la transmittance de la lumière à partir de l'ensemble "CMOS+miroir" jusqu'à la surface

La figure 138 représente l'évolution de deux courbes de transmittances avec présence du CMOS (représenté en rouge) et sans l'influence du CMOS (représenté en vert). Nous en déduisons que la présence du CMOS et du miroir ne perturbe pas la transmittance de la cellule, car la grille formée par les électrodes d'adressage forme une cage de Faraday. Nous avons également fait varier l'épaisseur de l'oxyde entre 10 nm à 1 µm et nous n'avons observé quasiment aucune influence sur la transmittance. Pour garder un graphique clair, nous avons représenté le cas d'une transmittance lorsque l'épaisseur d'oxyde vaut 0,2 µm.

Nous avons donc mis en évidence, en plus de l'effet cage de Faraday, la possibilité d'utiliser une cellule réflective avec un adressage de type IPS. La problématique consiste maintenant à trouver une configuration permettant un retour rapide des électrodes.

Nous allons cependant créer un prototype de la configuration 1 pour vérifier l'effet cage de Faraday. Ce prototype sera fabriqué dans les salles blanches du LETI. L'étude du prototype sera détaillée dans une prochaine partie.

3.4. Étude des performances de la configuration 2 (Électrodes d'adressages et d'effacement au même niveau)

L'analyse de la deuxième configuration suivra le même protocole que la première, les paramètres géométriques et d'alignements des CL seront les mêmes. Analysons dans un premier temps la configuration géométrique de la cellule :

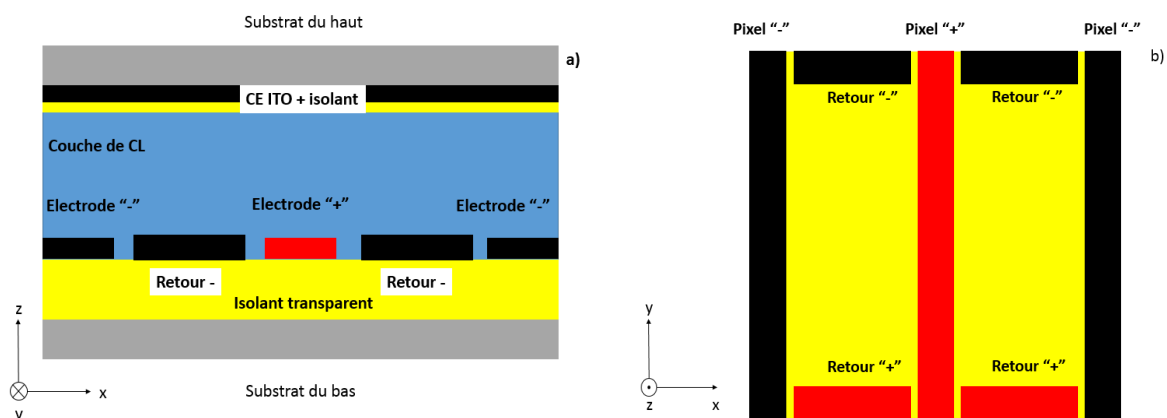


Figure 139 : Configuration 2 en vue de côté (a) et en vue de dessus (b)

La figure 139 représente la configuration 2 sous deux angles de vue différents : Une vue de côté (figure 139a) et une vue de dessus (figure 139b). Une analyse rapide de la figure 139 met en évidence les différences avec la configuration 1.

Les électrodes d'adressage « + » et « - » sont toujours présentes et les électrodes de retour sont au même niveau que les électrodes d'adressages. Cela est susceptible d'avoir une influence sur la tension de seuil et sur celle correspondante à la transmittance maximale. C'est ce que nous vérifierons par la suite.

Pour gagner en temps de calcul, nous avons décidé de simplifier le design au niveau des croisements entre les deux électrodes et de garder uniquement les zones utiles du pixel. Les électrodes de retours sont coupées en deux, mais chaque partie possède les mêmes caractéristiques géométriques et sont adressées avec la même tension.

Enfin, toutes les électrodes sont entourées par un isolant dont les cotées sont en surbrillances sur la figure 139b.

Commençons donc par une analyse en régime statique de la cellule pour observer le comportement de la transmittance en fonction de la tension :

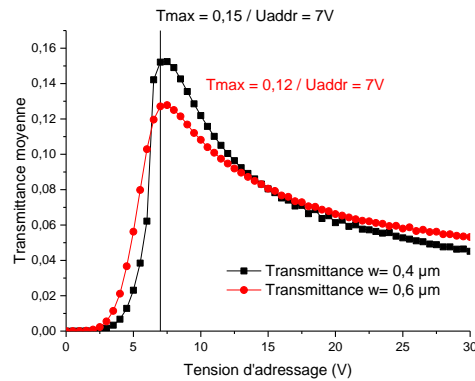


Figure 140 : Évolution de la transmittance moyenne de la configuration 2 pour $w=0,4 \mu\text{m}$ et $w=0,6 \mu\text{m}$

La figure 140 représente l'évolution de la transmittance en fonction de la tension d'adressage pour deux largeurs d'électrodes. À la différence de la configuration précédente, la tension correspondante à la transmittance maximale est la même pour les deux largeurs d'électrodes, mais la transmittance maximale est plus élevée pour $w= 0,4 \mu\text{m}$. Nous passons ici de 4,5V/5V pour la configuration précédente à 7V pour cette nouvelle configuration.

Pour obtenir une transmittance plus élevée, nous travaillerons avec une largeur d'électrode de 0.4 μm .

La tension de 7V sera donc choisie par la suite pour vérifier les performances de la cellule en régime dynamique. Comme pour la configuration 1, nous allons dans un premier temps simuler le temps de montée et de descente avec une tension nominale de 7V pour la montée et une relaxation mécanique pour le temps de descente.

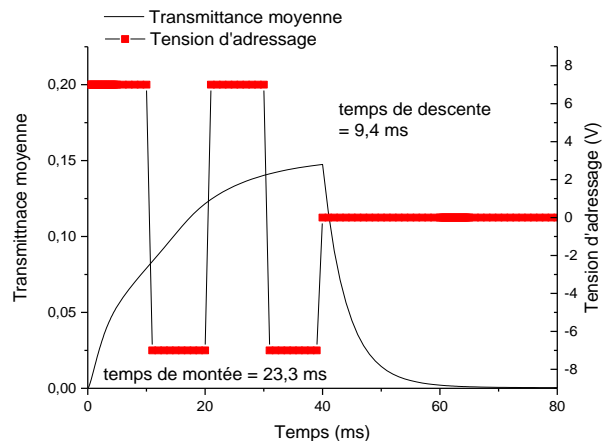


Figure 141 : Transmittance moyenne de la configuration 2 avec une tension nominale de 7V et une relaxation mécanique des molécules après coupure du signal d'adressage

En analysant la figure 141 représentant l'évolution temporelle de la transmittance moyenne pour la configuration 2 avec une tension nominale de 7V, nous observons que le temps de montée est très long (environ 23,3 ms). Le temps de descente, quant à lui, vaut 9,4 ms. Nous sommes proches de la valeur de la configuration 1.

Dans un premier temps, nous allons expliquer pourquoi le temps de montée est beaucoup plus lent que ce que nous avons observé pour la configuration précédente. Pour cela, nous allons observer la

répartition spatiale des molécules ainsi que leur position. Pour des raisons de lisibilité, nous avons choisi d'observer la répartition en trois dimensions des molécules ainsi que de la transmittance. Nous observerons ce comportement pour des temps de 10, 20, 30 et 40 ms.

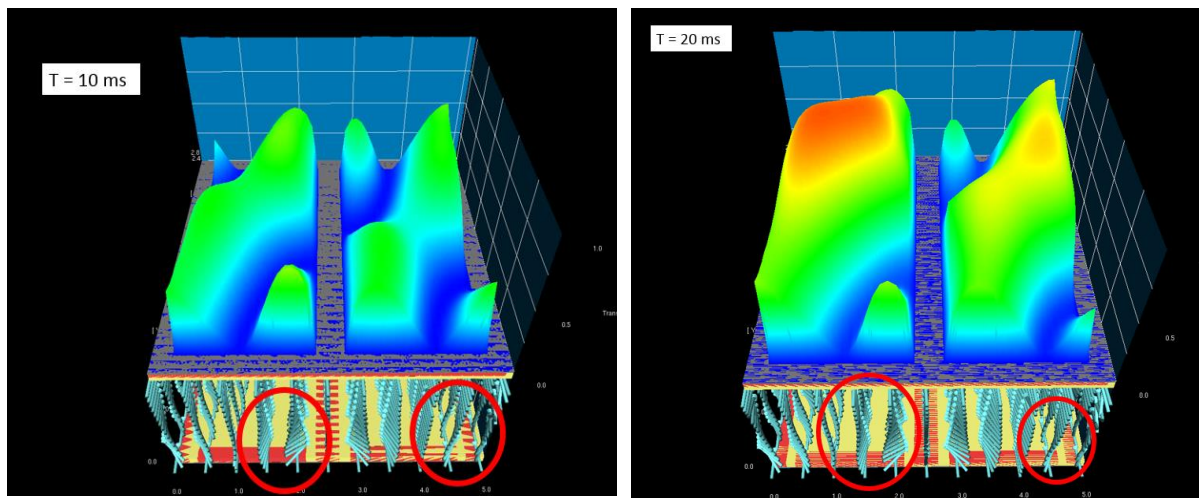


Figure 142 : Évolution de la répartition spatiale de la transmittance ainsi que des molécules pour $t=10$ ms et $t=20$ ms

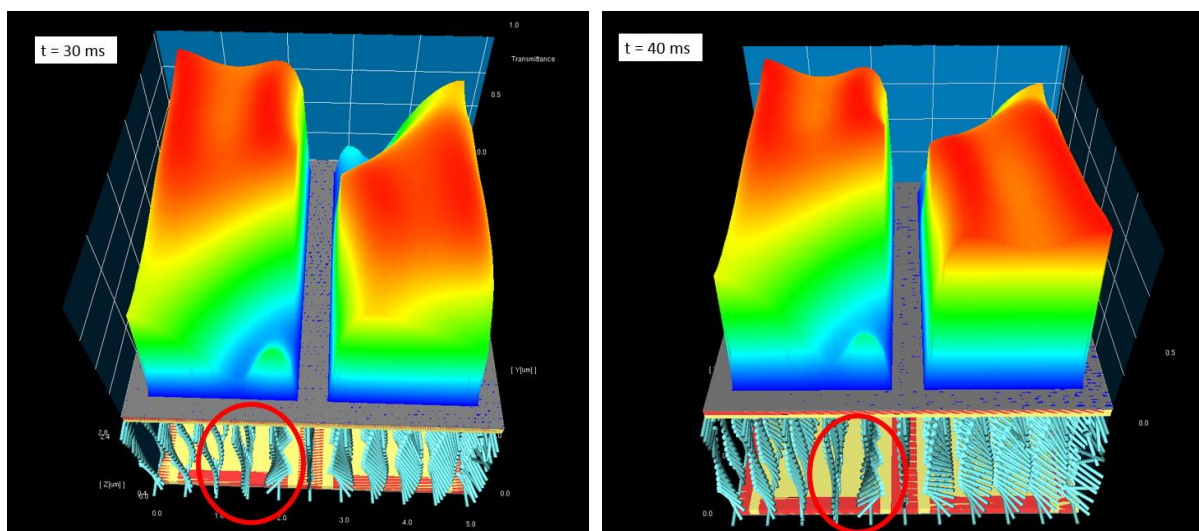


Figure 143 : Évolution de la répartition spatiale de la transmittance ainsi que des molécules pour $t=30$ ms et $t=40$ ms

Les figure 142 et figure 143 représentent l'évolution du mouvement des molécules ainsi que la répartition spatiale de la transmittance pour 4 valeurs de temps comprises entre 10 ms et 40 ms balayant la durée du temps de montée.

Nous observons de manière visible sur la figure 142 un nouveau phénomène pour $t= 10$ ms et $t= 20$ ms. De plus, la transmittance n'évolue pas de manière homogène, diminuant la transmittance moyenne.

Ces phénomènes peuvent être qualifiés de lignes de disclinaison comme nous l'avons observé sur la partie précédente ainsi que dans le chapitre 3. Dans cette nouvelle étude, ces lignes sont de moins en moins présentes au fur et à mesure que la durée d'adressage augmente.

L'origine de ces lignes de disclinaison peut être expliquée par la présence des électrodes de retour flottantes, dont l'influence sur les équipotentielles a été détaillée dans la partie précédente. Nous avons entouré en rouge les molécules possédant une orientation suspecte et menant à une

transmittance nulle.

Pour vérifier le comportement des équipotentiels, nous allons analyser la zone entourée en rouge sur la figure 142a et b depuis une vue de dessus.

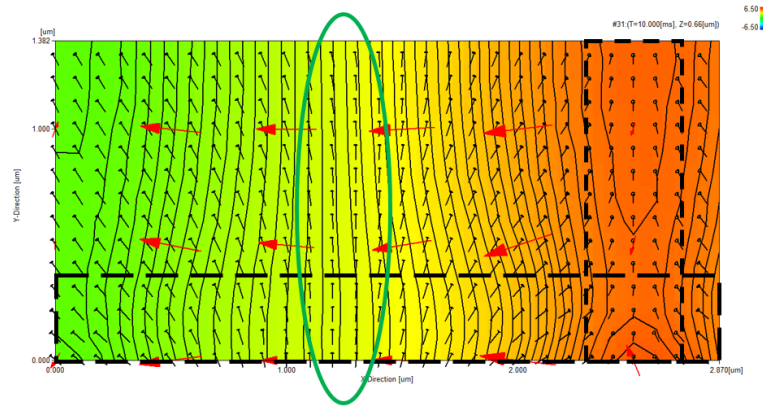


Figure 144 : État des molécules, des équipotentiels et des lignes de champs en vue de dessus pour $t=10$ ms (Zoom sur le croisement entre l'électrode de d'adressage « + » et de retour)

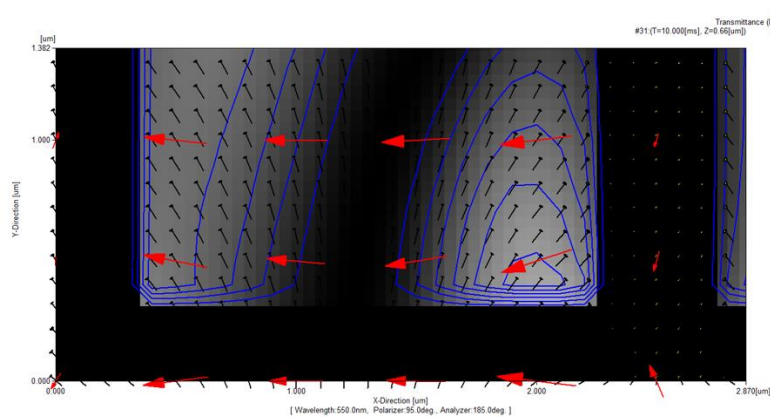


Figure 145 : État de la transmittance en vue de dessus pour $t=10$ ms (Zoom sur le croisement entre l'électrode de d'adressage « + » et de retour)

Les figure 144 et figure 145 correspondent à un zoom sur la zone de la figure 142 entourée en rouge pour $t=10$ ms. Sur la figure 144, les électrodes sont représentées en pointillés et nous observons deux positions privilégiées pour les molécules. Les molécules non orientées vers le centre de la cellule sont entourées en vert tandis que celles orientées correctement permettent d'obtenir une transmittance non nulle. Ce qui se confirme sur la figure 145 où une zone noire est présente sur la zone où les molécules ne sont pas orientées. Les parties blanches correspondent aux molécules orientées correctement.

Par la suite, nous allons vérifier l'influence des overshoots sur le temps de montée et si une tension plus élevée peut compenser le phénomène que nous avons observé.

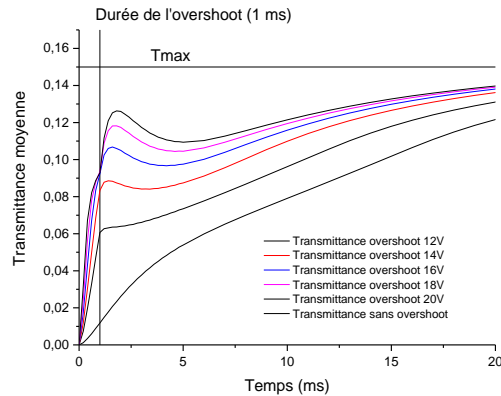


Figure 146 : Influence des overshoots d'une durée de 1 ms sur le temps de montée pour la configuration 2

La figure 146 représente l'évolution des temps de montée pour des overshoots compris entre 12V et 20V. L'ensemble est comparé au temps de montée sans overshoot. Le temps d'overshoot choisi est de 1 ms. Nous observons que pour l'ensemble des valeurs de tensions, le temps de montée diminue grandement. Malheureusement la transmittance maximale n'est pas atteinte rapidement malgré un gain significatif. Tmax est atteint en plus de 5 ms.

Notre objectif est d'obtenir le temps de montée le plus rapide possible. Pour cela, nous allons étudier en détail les tensions d'overshoot de 18V et 20V, car elles permettent d'obtenir les diminutions les plus significatives du temps de montée. Nous allons augmenter la durée de l'overshoot à 2ms pour vérifier si nous obtenons un gain supplémentaire.

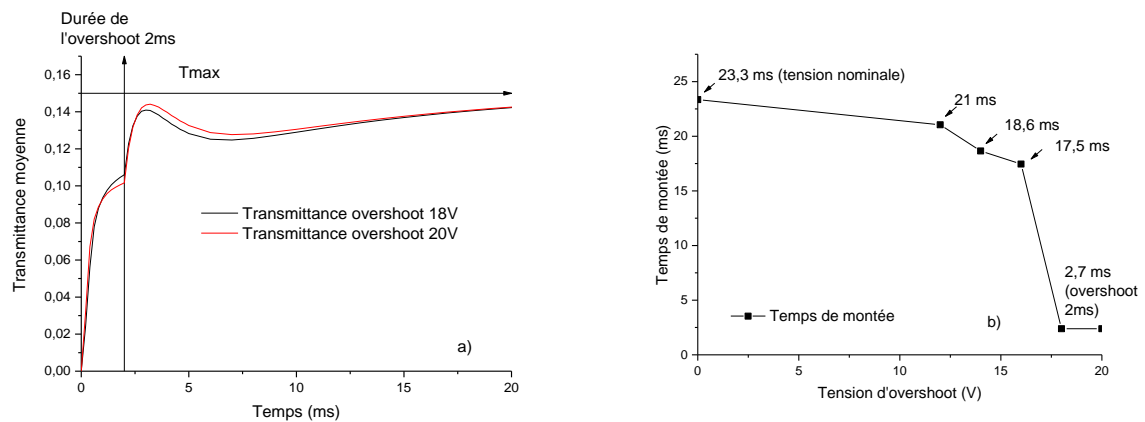


Figure 147 : Influence des overshoots d'une durée de 2ms sur le temps de montée pour la configuration 2 (a) et évolution des temps de montée en fonction de la tension d'adressage (b)

Sur la figure 147a, nous avons augmenté la durée des overshoots de 18V et 20V à 2 ms. Nous observons cette fois-ci un effet positif sur le temps de montée. Nous atteignons la transmittance max (Tmax) beaucoup plus rapidement que dans les essais précédents. De plus, n'oublions pas que le temps de montée est mesuré entre 10% et 90% de Tmax, ce qui nous laisse un léger écart.

L'utilisation d'overshoots de durée plus élevée permet de compenser la dégradation du temps de montée due aux lignes de disclinaison liées au design de la cellule. Sur la figure 147b, nous avons tracé l'évolution du temps de montée en fonction de tous les overshoots que nous avons testés. Le meilleur gain est obtenu pour un overshoot de 18V d'une durée de 2 ms.

Malgré les défauts de contraste que génère la cellule, nous allons analyser les performances du temps de descente pour ce design. Pour cela, à partir de 40 ms, nous avons cessé d'adresser les électrodes d'adressages et nous avons testé différentes tensions aux bornes des électrodes de retour. Les tensions sous forme de signaux carrés de 5V à 30V par pas de 5V. Les résultats sont représentés sur la figure ci-dessous :

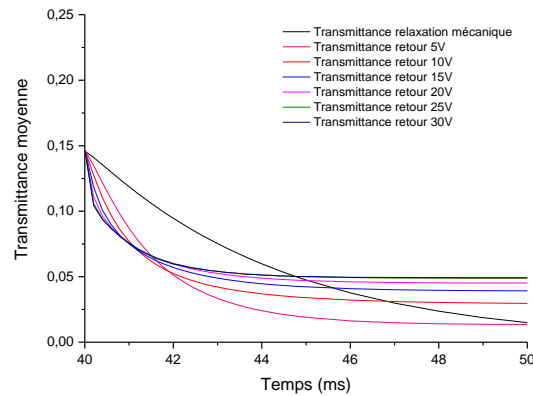


Figure 148 : Évolution du temps de descente pour la configuration 2 en fonction de la tension d'adressage des électrodes de retour

Une analyse rapide de la figure 148 où nous avons restreint la vue entre 40 ms et 50 ms pour une meilleure clarté montre un temps de descente qui semble diminuer, mais malheureusement nous n'atteignons pas une transmittance nulle pour toutes les valeurs de tensions. Cette mauvaise transmittance pourrait s'expliquer par le design de la cellule et par la présence de fuites lumineuses.

Pour vérifier cette hypothèse, nous allons observer la répartition spatiale de la transmittance à 50 ms pour une tension de 5V et 30V.

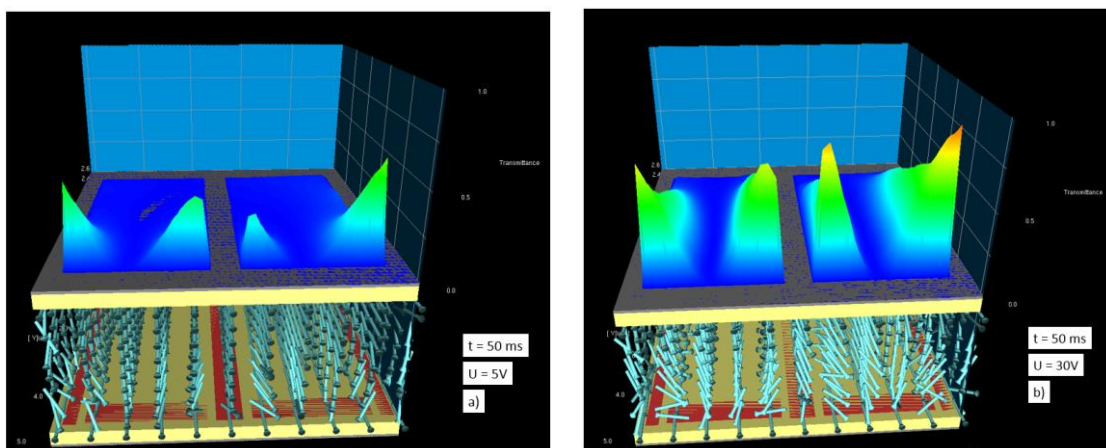


Figure 149 : Répartition spatiale de la transmittance après activation des électrodes de retour à 5V (a) et 30V (b) à $t = 50$ ms

Sur la figure 149a et b, nous avons représenté l'état de la transmittance à la même durée pour deux valeurs de tensions différentes pour l'électrode de retour (5V et 30V). Le premier phénomène observé est la transmittance non nulle sur les bords des deux sous pixels. Ce phénomène empêche d'avoir un contraste optimal, d'où les courbes ne tendant pas vers 0 sur la figure 148.

De plus ce problème s'explique également par le phénomène que nous avons mis en évidence sur la configuration 1. Les électrodes de pixels étant flottantes, nous observons de manière évidente

lorsque la tension des électrodes de retour augmente que le champ électrique et par conséquent les molécules se dirigent vers les électrodes flottantes générant ainsi un mauvais contraste. Néanmoins, les figure 149a et b nous donnent des preuves supplémentaires que la transmittance peut être réduite électriquement. Pour analyser l'influence des électrodes de retour sur le temps de descente, nous avons décidé de normaliser les courbes de la figure 148 entre le maximum et le minimum de chaque courbe pour permettre de mesurer « Toff » de manière plus simple.

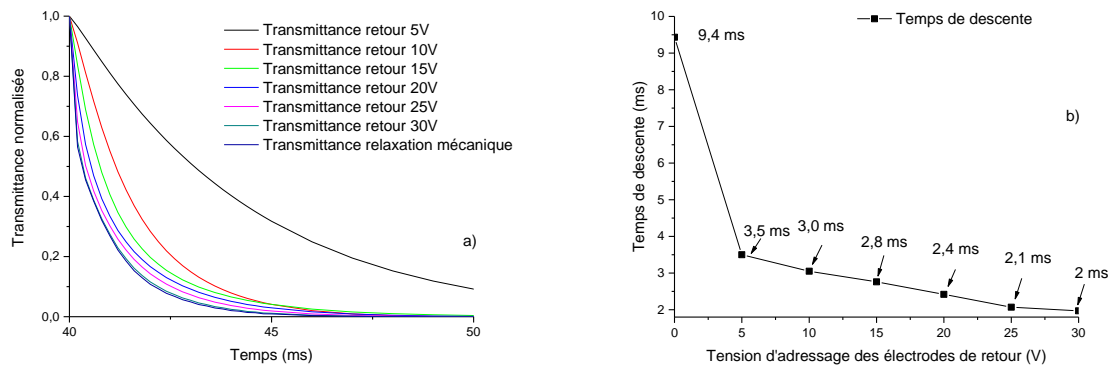


Figure 150 : Évolution de la transmittance normalisée mettant en évidence l'influence des électrodes de retour (a) ainsi que du temps de descente (b)

Après normalisation des courbes de la figure 148 représentées sur la figure 150a, nous observons une nette diminution du temps de descente si l'on compare toutes les courbes à la relaxation mécanique. En analysant la figure 150b, nous observons une forte diminution du temps de descente jusque 15V. Au-delà, la diminution est plus lente pour atteindre 2 ms à 30 V. Cela indique que le gain le plus important se situe à des tensions relativement faibles (< 15V). Une faible tension pourrait permettre l'utilisation de circuit CMOS pour adresser ce type d'électrodes. Cependant, en fonction de l'application visée la valeur du temps de descente souhaité nécessitera une tension d'adressage élevée.

Bilan de l'étude et intérêt de la configuration :

Nous avons donc mis en évidence une configuration IPS permettant un retour rapide des molécules à l'état initial. Cette configuration possède néanmoins un défaut majeur qui est un très mauvais contraste. Ce défaut est dû à des lignes de disclinaison liées aux électrodes flottantes qui déforment les équipotentielles générées par les électrodes adressées. Ces lignes ralentissent énormément le « Ton » de la cellule. Ce problème peut être réglé en partie grâce à l'utilisation d'un long overshoot mais au prix d'une tension d'adressage très élevée (18V).

Des pistes pour camoufler ou déplacer les lignes de disclinaison ont été abordées au chapitre précédent. Nous pouvons par exemple modifier le pré-twist mais malheureusement toutes les configurations testées n'ont pas été concluantes. La meilleure solution serait d'utiliser des black matrix. Un travail supplémentaire de design sera nécessaire pour plusieurs raisons.

Tout d'abord les lignes de disclinaison ne sont pas aux mêmes endroits lorsque la tension change ou que nous passons de l'allumage de la cellule en régime établi.

À l'inverse, lorsque nous activons les électrodes de retour, les zones de fuites lumineuses sont de plus en plus marquées lorsque la tension augmente. Le choix du design d'une black matrix nécessitera de faire un compromis entre un bon contraste, la tension d'adressage et les temps de réponse visée.

Concernant le temps de réponse, nous avons pu obtenir un gain non négligeable en particulier pour le temps de descente. Les lignes de disclinaison ralentissent de manière significative le temps de montée et seule une tension d'overshoot élevée peut pallier ce problème. Le gain le plus élevé est obtenu pour des tensions faibles et « Toff » pourra être encore diminué en réduisant l'espace interélectrodes (par exemple nous pouvons utiliser un espace identique à celui des électrodes d'adressages).

Cette configuration pourrait donc être très intéressante pour l'optimisation du temps de descente dans la mesure où les problèmes de contraste sont corrigés.

3.5. Étude des performances de la configuration 3 (Électrodes d'adressages et d'effacements face à face)

Tout comme les deux premières configurations, résumons la configuration géométrique de la cellule que nous allons étudier :

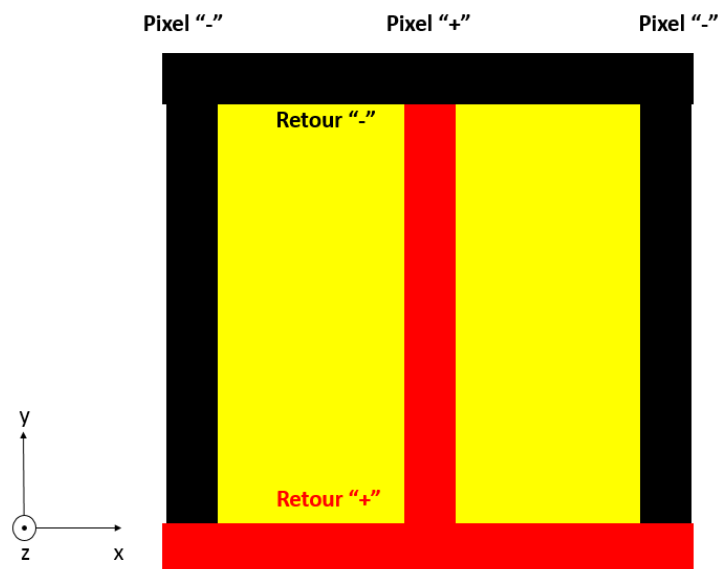


Figure 151 : Configuration 3 en vue de dessus

La figure 151 représente, vue du dessus de la configuration 3 et comment la cellule est designée sous LCDMaster. Nous reconnaissons ici les deux électrodes de retour sur le substrat du haut et la configuration classique d'électrodes d'adressages « + » et « - » sur le substrat du bas.

Dans un premier temps, nous gardons les électrodes de retour flottantes et nous recherchons la transmittance optimale et la tension associée en traçant la transmittance en régime statique. Nous allons également faire varier l'espace interélectrodes en testant deux largeurs d'électrode.

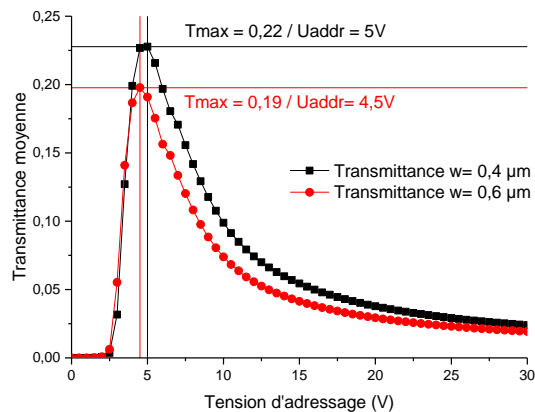


Figure 152 : Évolution de la transmittance moyenne de la configuration 3 pour $w = 0.4 \mu\text{m}$ et $w = 0.6 \mu\text{m}$

La figure 152, représente les transmittances moyennes en fonction de la tension pour deux largeurs d'électrodes pour la configuration étudiée. Nous observons ici que les tensions de seuils semblent être relativement identiques (autour de 2,5V). Cependant les tensions correspondant à T_{max} diffèrent légèrement. Nous avons le T_{max} pour $w = 0,6 \mu\text{m}$ situé à 5V pour et le T_{max} pour $w = 0,4 \mu\text{m}$ à 4,5V. L'écart de transmittance mais s'explique par la plus grande ouverture de pixel pour $w = 0,4 \mu\text{m}$.

Pour la suite, nous travaillerons avec $w = 0,4 \mu\text{m}$ car nous privilégions ici une transmittance élevée. Nous avons donc tracé la transmittance pour une tension nominale de 5V et en laissant les molécules se relaxer de manière mécanique. Les résultats sont présentés sur la figure suivante :

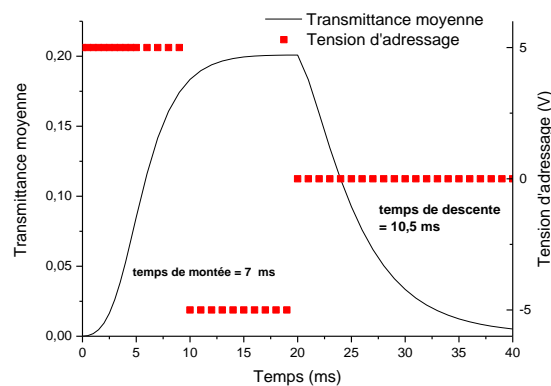


Figure 153 : Transmittance moyenne de la configuration 3 avec une tension nominale de 5V et une relaxation mécanique des molécules après coupure du signal d'adressage

En étudiant la figure 153, nous obtenons un temps de montée d'environ 7 ms, ce qui correspond à 1 ms de moins que pour la configuration 1. Ceci s'explique par la différence de design entre les deux configurations. La configuration 1 présente des électrodes d'adressages situées au-dessus d'un isolant qui peut perturber localement le champ électrique. Nous avons également vu que la présence d'une électrode isolante peut également poser problème. Ici nous n'avons pas de contre électrode ITO qui peut attirer le champ électrique.

Le temps de descente est plus lent que celui obtenu dans le cas de la configuration 1. Nous passons d'un retour d'environ 8 ms à 10,5 ms. Ce temps de descente plus long s'explique encore une fois par le design de la cellule. Nous avons ici deux électrodes de retour avec une forme rectangulaire au lieu

d'une contre électrode ITO pleine plaque. Les molécules ancrées près de ces électrodes sont orientées différemment à cause de la topologie de la cellule ce qui génère une relaxation plus lente.

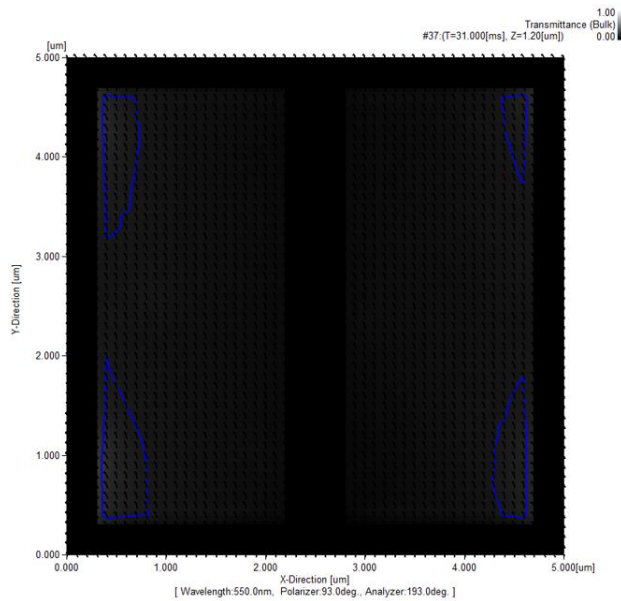


Figure 154 : Transmittance résiduelle au bout de 11ms de relaxation mécanique

La figure 154 représente la transmittance résiduelle de la cellule au bout de 11 ms après le début de la relaxation commençant à 20 ms. Ces zones de transmittances représentées par les zones de contours bleus correspondent aux zones proches des deux électrodes de retour ainsi que des électrodes d'adressages. Ce comportement confirme donc notre hypothèse.

Pour optimiser le temps de réponse, nous allons commencer par optimiser le temps de montée. Une étude préliminaire des overshoots a déjà été effectuée pour la configuration 1 dans la partie 3.3. Cette étude nous a montré que les overshoots optimaux sont entre 12V et 16V. Nous allons commencer notre étude par l'analyse de ces valeurs.

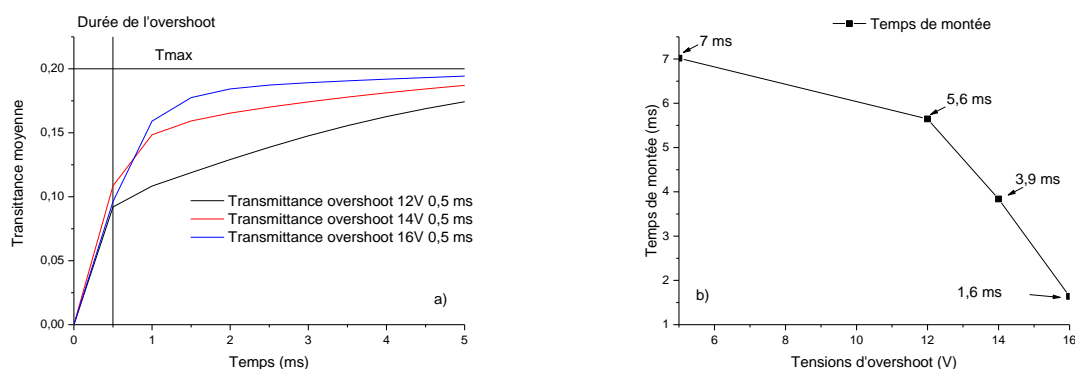


Figure 155 : Évolution de la transmittance en fonction du temps pour différentes valeurs d'overshoot comprises entre 12V et 16V pour une durée de 0.5ms (a) / Évolution du temps de montée en fonction de la tension d'overshoot comprise entre 12V et 16V (b)

L'analyse des figure 155a et b montre que nous obtenons une réduction du temps de réponse pour des overshoots de 0,5 ms de durée entre 12V et 16V. Nous passons d'un temps de montée nominal de 7 ms à 1.6 ms pour un overshoot de 16V.

De plus, ces temps de montée ne dégradent pas la courbe de transmittance ce qui nous permet de conserver les performances de la cellule. Pour la suite, nous gardons donc l'overshoot de 16V d'une durée de 0,5 ms.

La deuxième étape de l'analyse consiste à étudier l'évolution du temps de descente. Pour cela, nous laissons les électrodes d'adressages flottantes lorsque la cellule est en régime établi. Par la suite, nous choisissons des tensions entre +/- 5V et +/- 30V.

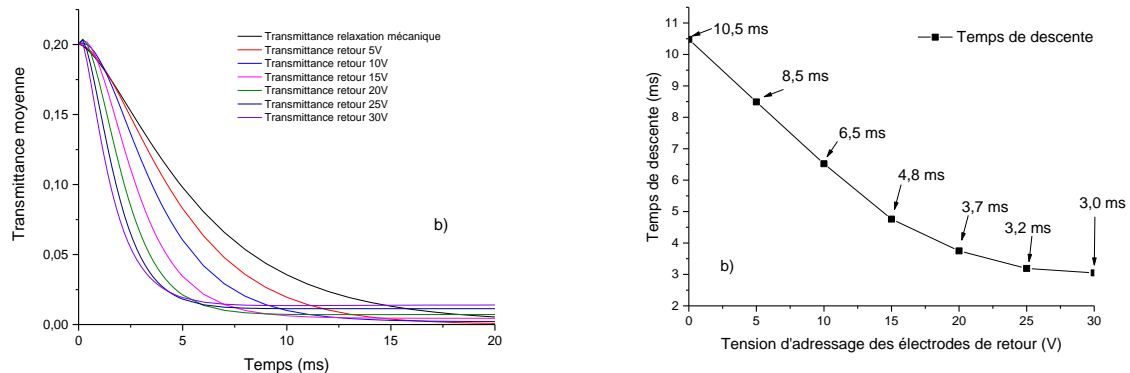


Figure 156 : Évolution de la transmittance en fonction du temps pour différentes valeurs d'adressage des électrodes de retour entre 0V et 30V (a) / Évolution du temps de descente en fonction de la tension d'adressage des électrodes de retour (b)

La figure 156a représente l'évolution de la transmittance pour différentes valeurs d'adressages des électrodes de retour (les électrodes d'adressage sont maintenant flottantes). La figure 156b représente l'évolution du temps de descente pour les différentes valeurs de tensions adressant les électrodes de retour.

Nous observons ici que les électrodes de retour nous permettent d'obtenir un gain au niveau du temps de descente. Nous passons de 10,5 ms pour une relaxation mécanique à 3 ms pour une tension de 30V. La réduction du temps de descente n'est cependant pas parfaite car nous observons deux défauts.

Tout d'abord, la réduction du temps de réponse s'obtient grâce à une tension élevée, nous nous éloignons donc d'une plage de tension qui puisse être générée par un CMOS.

Le second défaut est un problème de contraste qui apparaît à partir d'un adressage de 20V pour l'électrode de retour. En effet, nous observons que la transmittance n'atteint pas 0 à partir de cette tension. Ce phénomène peut s'expliquer en observant la répartition spatiale de la transmittance comme nous l'avons fait pour la configuration n°2.

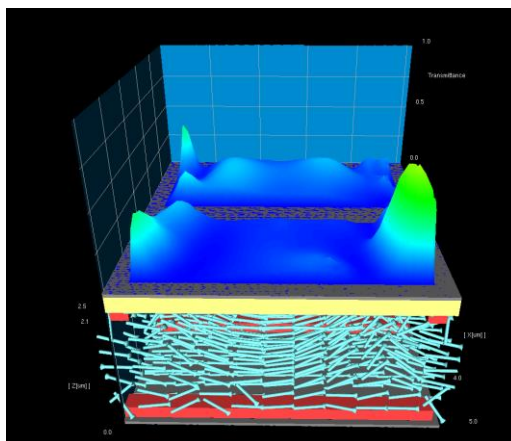


Figure 157 : Évolution spatiale des molécules et de la transmittance 20ms après l'activation des électrodes de retour adressées à 30V

La figure 157 représente l'état des molécules et de la transmittance à 20ms après l'activation des électrodes de retour. Nous repérons ici des zones où la transmittance n'est pas nulle, en particulier sur le bord des électrodes. Ces défauts peuvent s'expliquer par des défauts inhérents à l'IPS-HA utilisant des molécules avec un $\Delta\epsilon > 0$. En effet, en dessous des zones lumineuses, nous observons des molécules quasiment orientées à la verticale, ce qui génère des fuites lumineuses. Ces défauts apparaissent pour des tensions élevées et peuvent être camouflées comme pour la configuration 2 à l'aide d'une black matrix.

Outre le mauvais contraste que nous avons mis en évidence pour des tensions élevées avec les électrodes de retour, cette configuration ne semble pas avoir d'autres défauts. Cette configuration permet de diminuer le temps de montée et de descente.

Bilan partiel de l'étude :

Au fil de cette étude, nous avons mis en évidence que cette configuration présente le moins de défauts malgré des tensions d'overshoots ainsi que des tensions aux bornes des électrodes de retours élevées. Un moyen de diminuer la tension d'adressage serait d'utiliser un CL différent. Dans le protocole d'étude nous avons abordé le cas des CL MLC-2139 possédant un $\Delta\epsilon$ très élevé. Au vu des équations évoquées dans ce chapitre nous pouvons, en utilisant ces CL, diminuer les tensions de seuils ainsi que la tension nominale.

De plus, pour diminuer la tension d'adressage des électrodes de retour, il faudrait diminuer l'espace interélectrodes pour obtenir une tension d'adressage plus faible.

Nous allons donc effectuer des simulations supplémentaires. Dans un premier temps, nous allons vérifier l'effet des CL MLC-2139 sur les performances de la cellule. Enfin, nous testerons les performances du design avec des électrodes de retour présentant un espace interélectrodes réduit.

3.5.1. Performances de la configuration 3 avec le MLC-2139

Le protocole de simulation avec ces molécules MLC-2139 est identique à celui de l'étude précédente. Dans un premier temps, nous allons tester de nouveau les performances de ce design en régime statique. Au vu du $\Delta\epsilon$ de ces molécules, nous devrions nous attendre à obtenir une tension de seuil beaucoup plus faible et donc une tension nominale plus faible.

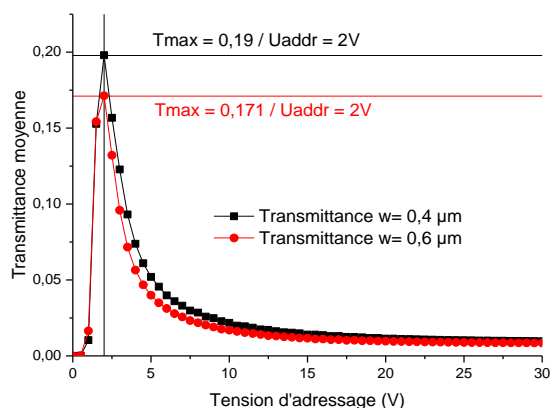


Figure 158 : Évolution de la transmittance moyenne de la configuration 3 ($w=0.4 \mu\text{m}$ et $w=0.6 \mu\text{m}$) utilisant le CL MLC-2139

L'analyse de la figure 158 montre que notre hypothèse se confirme, car la tension de seuil est ici de 0,5V pour les deux largeurs d'électrodes. La tension nominale est également beaucoup plus faible, si nous la comparons à celle du CL : MLC-2062 (figure 152) où nous passons d'une tension de 5V à 2V. Néanmoins, la transmittance nominale est légèrement plus faible que sur la figure 152. Cela peut s'expliquer par la biréfringence plus faible des CL MCL-2139.

Au vu du comportement de la transmittance sur la figure 158, nous devrions nous attendre à une tension d'overshoot permettant d'obtenir un temps de montée rapide.

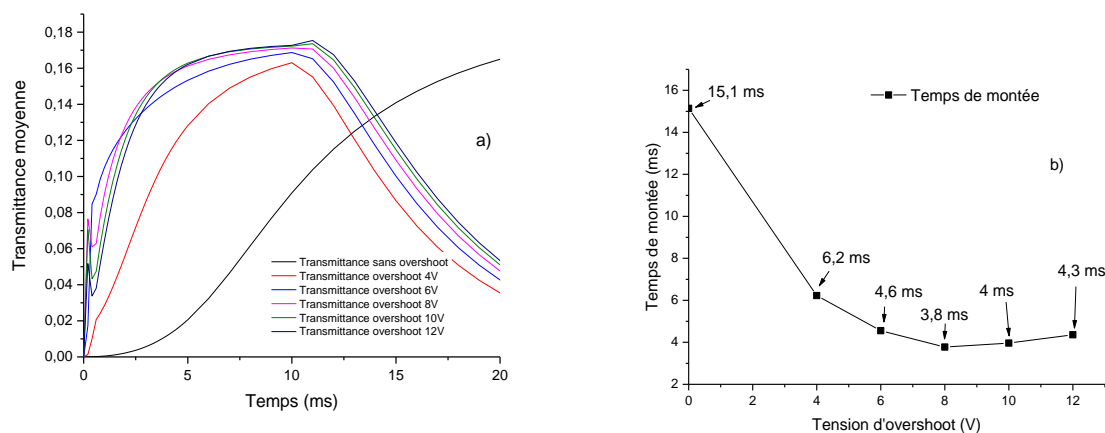


Figure 159 : Évolution de la transmittance en fonction du temps pour différentes valeurs d'overshoot entre 4V et 12V (a) / Évolution du temps de montée en fonction de la tension d'overshoot (b) (CL : MLC-2139)

Les figure 159a et b comparent l'effet d'un overshoot sur la transmittance et en particulier sur le temps de montée. Nous observons que les tensions d'overshoot nécessaires à la diminution du temps de montée sont beaucoup plus faibles qu'avec le MLC-2062 (cf figure 118). De plus le temps de montée nominal est beaucoup plus élevé que dans le cas du MLC-2062. Ceci s'explique par la viscosité plus élevée des molécules.

Malgré des tensions d'overshoots élevées, le temps de montée n'est pas plus faible que pour le MLC-2062. Ce problème peut être néanmoins réglé en augmentant la durée de l'overshoot.

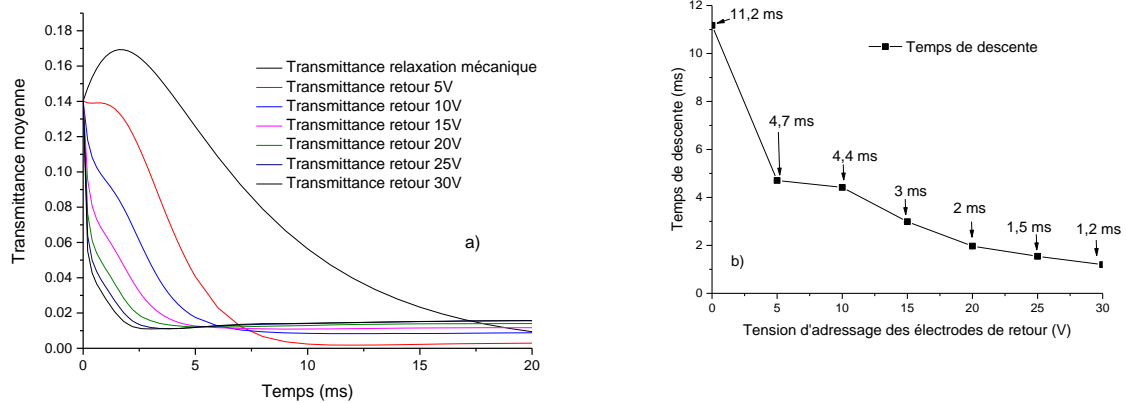


Figure 160 : Évolution de la transmittance en fonction du temps pour différentes valeurs d'adressage des électrodes de retour entre 0V et 30V (a) / Évolution du temps de descente en fonction de la tension d'adressage des électrodes de retour (b) (CL : MLC-2139)

L'observation de la figure 160 montre l'effet des électrodes de retour sur les molécules MLC-2139. Sur la figure 160a, nous observons une transmittance non nulle lorsque les molécules sont ramenées à l'état initial pour des tensions élevées. Ce phénomène a déjà été observé et est expliqué dans l'étude de la configuration 2. Sur la figure 160b, le temps de descente lié à la relaxation mécanique est plus élevé que dans le cas MLC-2062, ceci s'explique encore une fois par la viscosité des molécules. À l'inverse, pour des tensions élevées, nous pouvons descendre à 1,2 ms ce qui est beaucoup plus faible que les 3 ms atteintes avec le MLC-2062 pour la même tension.

L'utilisation de molécules possédant un $\Delta\epsilon$ très élevé permet d'optimiser la tension tout en permettant d'obtenir un temps de réponse rapide en diminuant le temps de descente. Néanmoins, ce type de molécule possède généralement une viscosité plus élevée et une biréfringence plus faible. Nous allons donc tester ces molécules dans le cadre d'une étude expérimentale avec un prototype correspondant à la configuration 3.

3.5.2. Diminution de l'espace interélectrodes des électrodes de retour

Dans une telle configuration, nous devrions nous attendre à obtenir une transmittance plus faible car nous avons une électrode supplémentaire, ce que nous observons sur la figure ci-dessous :

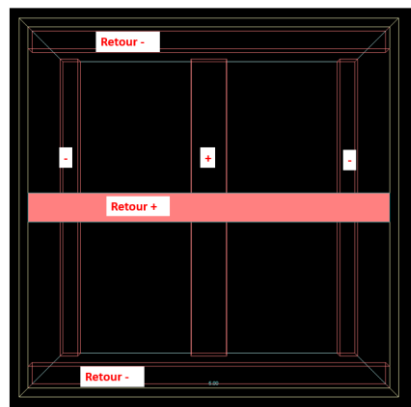


Figure 161 : Configuration 3 avec des électrodes de retour ayant le même espace interélectrodes identique à celui des électrodes d'adressage

La figure 161 reprend le design de la figure 151 avec un espace interélectrodes réduit qui, à largeur d'électrode constante, revient à réduire le pas. Les électrodes de retour ont donc un espacement identique à celui des électrodes d'adressage.

Pour vérifier l'intérêt d'une telle configuration, nous allons d'abord vérifier l'influence d'un espace interélectrodes réduit sur la transmittance. Si l'on garde des électrodes de largeur $w = 0.4 \mu\text{m}$, pour une tension nominale de 5V, nous passons d'une transmittance de 0,22 à 0,17. Un pas plus réduit a donc une influence négative sur la transmittance, mais reste acceptable au vu des valeurs obtenues pour les autres configurations.

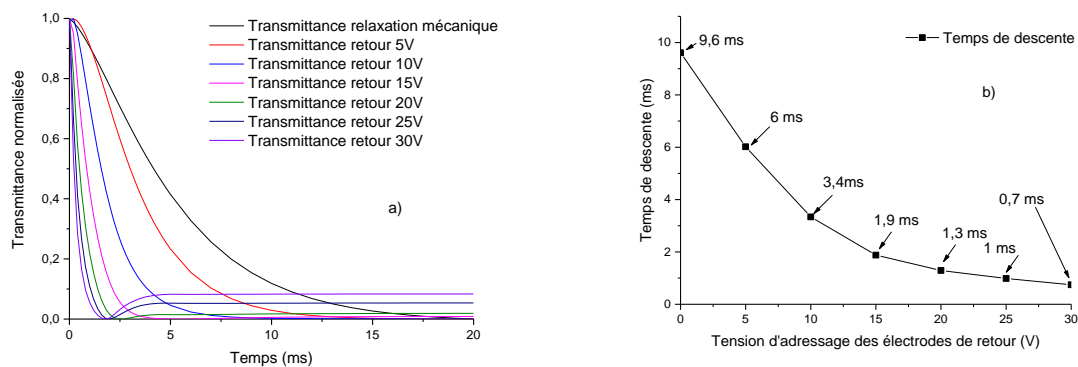


Figure 162 : Évolution de la transmittance en fonction du temps pour différentes valeurs d'adressage des électrodes de retour entre 0V et 30V (a) / Évolution du temps de descente en fonction de la tension d'adressage des électrodes de retour (b) (CL : MLC-2062 / Pas des électrodes de retour = $2.5 \mu\text{m}$)

La figure 162 représente le comportement de la transmittance ainsi que l'évolution du temps de descente lorsque les électrodes de retour possèdent un pas réduit. Une analyse rapide des deux courbes indique une diminution du temps de descente (nous passons en dessous de 1 ms). Cependant, comme sur la figure 160, ces bonnes performances s'obtiennent au prix d'un contraste dégradé comme nous avons pu l'observer sur la figure 160 et pour la configuration 2. C'est pour cette raison que nous avons normalisé les courbes pour obtenir une figure 162a lisible.

Le rapprochement des électrodes permet donc d'optimiser le temps de descente et donc le temps de réponse, mais un compromis doit être trouvé avec la dégradation du contraste.

Bilan de l'étude et intérêt de la configuration :

La configuration 3 est celle parmi les 3 configurations étudiées donnant les meilleurs résultats, car elle permet d'optimiser le temps de réponse sans apparition de défauts empêchant le bon fonctionnement de la cellule comme c'est le cas pour la configuration 1. Cette configuration permet de diviser par 4 environ le temps de montée et par 3 le temps de descente. De plus, aucun défaut au niveau de la répartition spatiale de la transmittance n'a été observé. Dans la configuration 2, ces défauts faisaient chuter la transmittance moyenne et donc le temps de montée ainsi que le contraste.

Cependant, un inconvénient majeur est présent dans cette dernière configuration, il s'agit de la tension d'adressage qui reste très élevée pour les électrodes de retour. Cette plage de tension ne permet pas de retour rapide pixel par pixel, car les circuits CMOS pilotant les pixels sont limités en tension.

Nous pouvons néanmoins mutualiser toutes les électrodes « retour + » ainsi que les électrodes « retour - » et utiliser une alimentation externe pour ramener les molécules à l'état initial sans être restreints par la tension d'alimentation.

Au vu de ces performances et malgré ces défauts, cette configuration a donc retenu notre attention pour être testée sous forme de prototype afin de valider les performances obtenues par simulation. Un prototype de cette configuration sera fabriqué dans les salles blanches du LETI. Nous aborderons l'étude de ce prototype en détail dans la suite de ce chapitre.

3.6. Bilan de l'étude

Configuration	Effets obtenus	Avantages	Inconvénients
<p>Configuration 1 : Deux niveaux d'électrodes séparées par un oxyde. Le tout sur le même substrat</p> <p>Un prototype sera fabriqué</p>	<p>Possibilité de diminuer le temps de montée</p> <p>Effet « cage de Faraday » pour une grande plage de tension</p>	<p>Effet « cage de Faraday » permet l'utilisation de SLM réflectif avec un adressage de type IPS</p>	<p>Impossible de diminuer le temps de descente car les électrodes de retour sont inefficaces</p>
<p>Configuration 2 : Toutes les électrodes sont au même niveau et sur le même substrat</p>	<p>Possibilité de diminuer le temps de réponse</p>	<p>Possibilité de garder toutes les électrodes sur le même substrat</p> <p>Diminution du temps de descente pour des tensions faibles</p>	<p>Présence de lignes de disclinaison nécessitant d'être camouflées</p> <p>Nécessite un overshoot élevée</p>
<p>Configuration 3 : Électrodes d'adressages sur le substrat du bas et électrodes de retour sur le substrat du haut</p> <p>Un prototype sera fabriqué et sera testé avec deux cristaux liquides différents</p>	<p>Possibilité de diminuer le temps de réponse</p>	<p>Absence de lignes de disclinaison</p>	<p>Nécessite des tensions élevées pour adresser les électrodes de retour</p> <p>Nécessite un overshoot élevée</p> <p>Les électrodes de retour sont sur le substrat du haut</p>

4. Validation expérimentale des différentes configurations

4.1. Création et calibration d'un banc de caractérisation électro-optique

Dans le but de valider les prototypes des configurations 1 et 3, un banc automatisé de caractérisation électro-optique permettant de reproduire une modulation d'amplitude a été réalisé. L'objectif principal est donc de reproduire le montage optique permettant d'obtenir une modulation d'amplitude avec le SLM situé entre deux polariseurs croisés.

Le capteur est une photodiode reliée à un oscilloscope et l'ensemble est relié à un ordinateur pour récupérer les données. Les générateurs choisis sont deux générateurs basses fréquences permettant de générer des signaux carrés. L'un d'eux servira à piloter les électrodes d'adressage et l'autre les électrodes de retour. Ces deux générateurs sont également pilotés depuis un ordinateur.

L'interfaçage et le pilotage de l'oscilloscope ainsi que des deux générateurs s'effectuent depuis Labview.

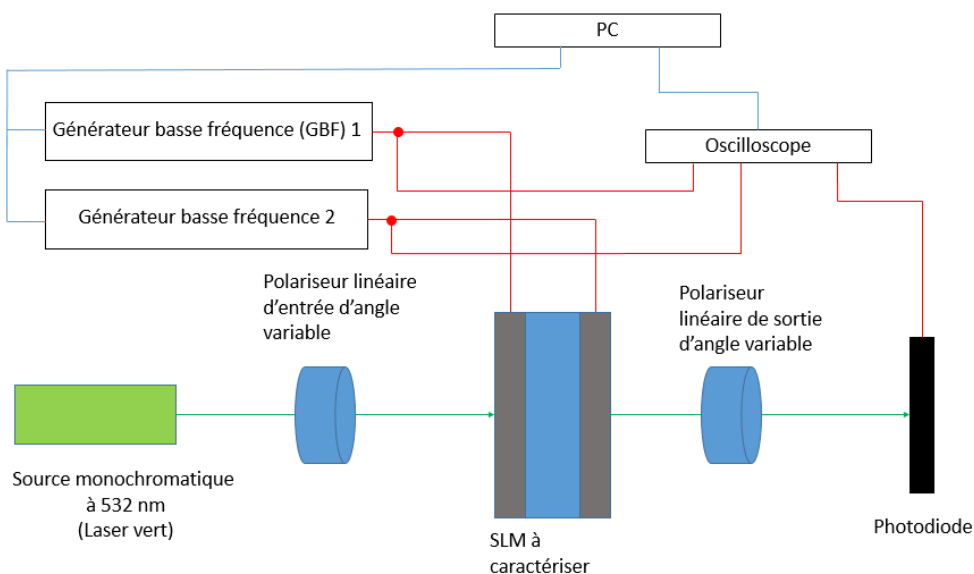


Figure 163 : Schéma du banc de caractérisation électro-optique

La figure 163 présente un schéma du banc de caractérisation qui a été réalisé pour caractériser les SLM à CL. La source monochromatique choisie est une source générant un faisceau à une longueur d'onde de 532 nm (Ref : DJ-532-40 LIV de Thorlabs).

Nous avons choisi ici deux modèles de générateurs permettant de générer des tensions crêtes à crêtes élevées :

- Un HP 8175A pouvant générer jusqu'à 32V crête à crête (GBF 1) ;
- Un TTI TG2000 pouvant gérer jusqu'à 20V crête à crête (GBF 2).

Ces deux générateurs sont reliés à un ordinateur (traits bleus sur la figure 163). Le 1^{er} générateur alimente les électrodes d'adressage et le 2nd les électrodes de retour.

La photodiode (Ref : DFT36 A/M de Thorlabs) possède un temps d'intégration très rapide permettant de mesurer un temps de montée et de descente rapide.

Les polariseurs linéaires (Ref : LPGA-1 de Newport) sont montés sur des barillets tournants permettant d'avoir un contrôle total de l'angle des polariseurs. Cela nous permettra également de compenser des

défauts éventuels de pré-orientation des molécules et donc d'avoir un contraste optimal.

L'oscilloscope (Ref : Yokogawa DL1640) récupère les signaux des générateurs et de la photodiode qui sont ensuite enregistrés sur un PC.

L'ensemble « Laser + polariseurs + SLM + Photodiode » est monté sur un rail avec les supports associés pour garder le faisceau du laser en incidence normale. Tous les résultats présentés par la suite sont donc obtenus avec un faisceau laser en incidence normale au SLM.

Pour vérifier le bon fonctionnement du banc, des cellules LC TN classique transmissives composées de deux substrats de verre ITO ont été simulées et fabriquées. Le but de ces cellules basiques est de vérifier si les résultats expérimentaux sont en accord avec la simulation. Les caractéristiques de la cellule de validation du banc sont donc :

- Pré-twist et polariseur d'entrée : 45° ;
- Pré-tilt : environ 0° ;
- Twist : 90° ;
- Polariseur de sortie : 135° ;
- Épaisseur = $2 \mu\text{m}$.

Le 1^{er} GBF a uniquement été utilisé pour cette cellule, car il n'y a pas d'électrode de retour. Nous avons donc simulé le comportement de la cellule en régime statique et dynamique et les résultats sont présentés ci-dessous. La cellule est de type « normally white ».

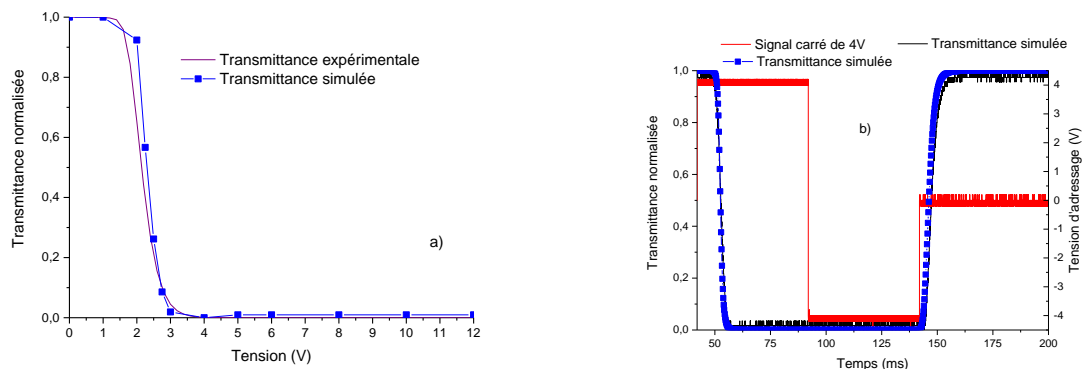


Figure 164 : Comparaison entre simulation et mesures expérimentales du comportement d'une cellule TN de $2\mu\text{m}$ en régime statique (a) et dynamique pour une tension de 4V (b)

La figure 164 compare la simulation aux résultats expérimentaux des transmittances statiques et dynamiques pour une cellule TN dont les caractéristiques sont connues. Nous constatons donc un bon accord entre les résultats expérimentaux et théoriques.

Notons également que les transmittances mesurées sont toutes normalisées, car l'épaisseur et les indices optiques (dépendants de la longueur d'onde) des polariseurs utilisés sont différents de ceux utilisés pour la simulation. Ces différences donnent des transmittances expérimentales maximales différentes des transmittances maximales obtenues par simulation.

Le banc de caractérisation une fois validé permet de confronter les résultats expérimentaux des configurations 1 et 3 avec les mêmes caractéristiques définies par simulation.

4.2. Validation expérimentale de la configuration possédant une paire d'électrodes enterrées (configuration 1)

Un prototype permettant de valider ce design a été fabriqué dans les salles blanches du LETI respectant les différents paramètres géométriques définis par simulation (cf figure 115). La taille du véhicule de test est de 22x22 mm² se trouvant répété 47 fois sur un wafer de 200 mm. La cellule assemblée est représentée ci-dessous :

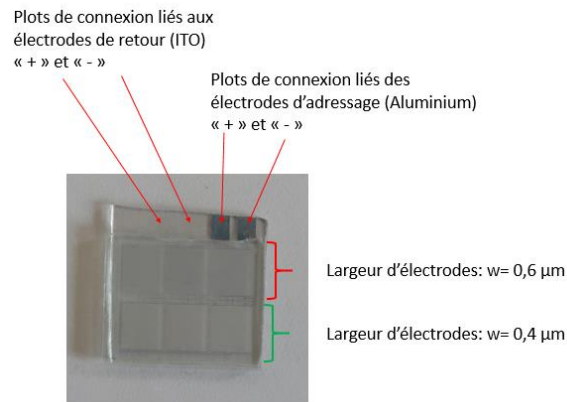


Figure 165 : Prototype reproduisant la configuration 1 assemblé

La figure 165 est une photographie du prototype reproduisant la configuration 1. Celui-ci est assemblé et est prêt à être caractérisé. En fonction des matériaux disponibles au LETI, les électrodes de retours ont été fabriquées en ITO et celles d'adressages en aluminium. Ces choix de matériaux différents du cuivre n'affectent pas les performances de la cellule.

Le prototype est composé de 6 cellules de caractéristiques identiques à l'exception de la largeur des électrodes. Un premier étage de la cellule (proches des plots de connexion) est composé d'électrodes de 0.6 µm de largeur et le deuxième étage est composé d'électrodes de 0.4 µm de largeur. La connexion avec le générateur s'effectue à l'aide de pinces crocodiles.

Pour vérifier l'effet « cage de Faraday », nous avons testé deux orientations de molécules différentes. Pour créer un ancrage des molécules sur les substrats où se trouvent les électrodes, nous avons déposé par spin-coating du polyimide (Nissan 7492) formant une couche de 50 nm qui a été par la suite recuite pendant 10 mn.

La première orientation de molécules résumée sur la figure 166, consiste à créer un alignement de molécules différent de celui utilisé dans les simulations. Il s'agit de frotter le polyimide grâce à un rouleau de tissu dédié pour que les molécules possèdent un angle de 3° par rapport aux électrodes de retour parallèles à l'axe horizontal. Il s'agit de la méthode utilisée dans la partie 3.3.1.

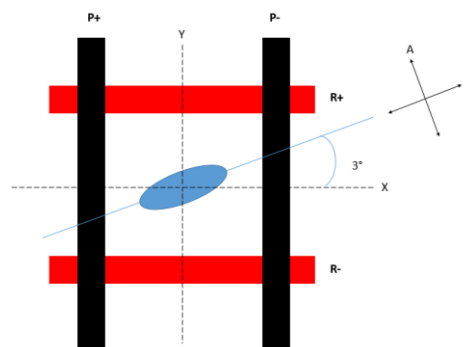


Figure 166 : Configuration 1 avec un frottement des molécules 3° en configuration « normally black » permettant aux électrodes de retour d'orienter les molécules

La configuration de la figure 166 est une configuration « normally black ». Pour l'obtenir, nous avons placé le polariseur « P » parallèle à l'orientation initiale du CL et l'analyseur « A » perpendiculaire à « P ».

Cette configuration permet de vérifier en activant les électrodes de retour (R+ et R- sur la figure 166), tout en laissant les électrodes d'adressages flottantes (P+ et P- en noir), si une transmittance est mesurable ou non. Dans les travaux de simulation, nous obtenons les résultats suivants :

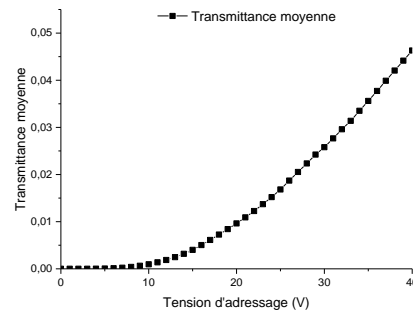


Figure 167 : Transmittance moyenne obtenue en simulation en adressant les électrodes de retour

La figure 167 indique une transmittance très faible (0,05 pour 40V). La transmittance expérimentale mesurée est ici nulle pour toutes les valeurs de tension (jusqu'à 32V crête à crête). Cependant, cela n'est pas suffisant pour valider notre design, car nous pourrions supposer que les électrodes de retour ne fonctionnent pas.

Malheureusement, nous n'avons pas pu reproduire les courbes de transmittance optimale en utilisant uniquement les électrodes pixels, car nos échantillons présentaient des défauts.

Pour valider le fonctionnement du design, une autre méthode de mesure a été mise au point. Cette fois-ci, le frottement a été réalisé à 93°, comme dans toutes les autres configurations étudiées en simulation. Pour rappel, ce frottement permet aux électrodes pixel d'adresser les molécules en faisant passer le SLM de noir à blanc.

Nous adressons uniquement l'électrode P+ et l'électrode R+ en faisant varier la tension. Si les électrodes enterrées fonctionnent, il devrait y avoir un champ électrique suffisant entre les deux électrodes pour mettre en mouvement les molécules et obtenir une transmittance non nulle. Si cette hypothèse est vraie, et en y ajoutant le résultat précédent, nous aurons montré que l'effet cage de faraday est vérifié. Cette méthode est présentée sur la figure 168.

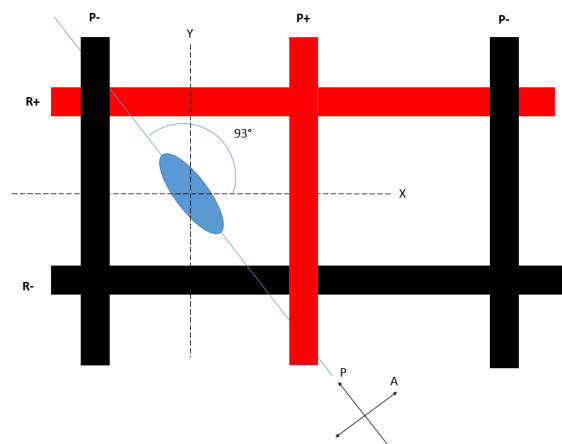


Figure 168 : Alignement des molécules à 93° / Cellule en « normally black » / Adressage de l'électrode P+ et R+

Dans un premier temps, nous avons simulé cette configuration pour plusieurs épaisseurs d'oxyde entre 0,6 μm et 1 μm pour prendre en compte la déformation et les imperfections éventuelles de planéité de l'oxyde du prototype. Pour rappel, celui-ci est composé de SiO_2 . Une fois ces simulations effectuées, pour vérifier la reproductibilité des résultats, nous avons mesuré la transmittance en régime statique sur 3 cellules. Dans la plage de tensions choisies, nous n'avons pas observé de différences induites par les largeurs d'électrodes.

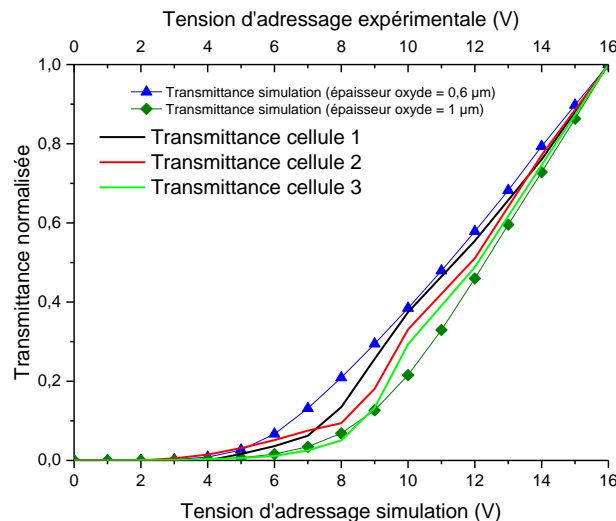


Figure 169 : Comparaison entre simulation et mesures expérimentales lorsque l'on adresse l'électrode P+ et R+

Sur la figure 169, nous avons tracé les transmittances (courbes en traits continus) mesurées sur 3 cellules différentes provenant du même wafer, le cristal liquide d'étude est toujours le MLC-2062. Une analyse rapide de la courbe nous montre une tension d'adressage allant de 0 à 16V. Il s'agit de la valeur RMS signal carré de 32V crête à crête du générateur 1 dont le +16V est branché sur l'électrode P+ et le -16V sur l'électrode R+.

Les courbes de la figure 169 ne sont jamais superposées. Outre les défauts de fabrication et d'assemblage, nous mettons en doute la topologie de la cellule qui ne serait pas uniforme. En superposant les courbes de simulations (en traits + points) et les courbes expérimentales, nous observons que les courbes de transmittances expérimentales sont situées dans l'intervalle formé par les deux courbes de simulation. Cela implique que la topologie de la cellule a une influence sur la transmittance statique. Nous avons également reproduit la même procédure avec les électrodes P+ et R- et les mêmes tendances sont observées.

Bilan de l'étude :

Pour cette validation expérimentale, nous avons cherché à vérifier si l'effet cage de Faraday pouvait être reproduit expérimentalement. Des défauts sont apparus lors de l'assemblage et n'ont pas permis de vérifier si les électrodes pixels pouvaient fonctionner de manière optimale comme cela a pu être montré en simulation.

L'effet cage de Faraday a pu être vérifié, car aucune transmittance n'a pu être observée lorsque l'on adresse uniquement les électrodes de retour avec le frottement adéquat.

Nous avons également montré le fonctionnement des électrodes de retour grâce à la méthode de la figure 168 qui exclut l'hypothèse des électrodes de retour défectueuses lorsqu'elles sont adressées.

4.3. Validation expérimentale de la configuration possédant deux paires d'électrodes face à face (configuration 3)

Comme pour le design précédent, le procédé de fabrication de ce nouveau design est identique au précédent. Il a été fourni sous forme de deux wafers de 200 mm, le premier possédant les électrodes d'adressages et le second possédant les électrodes de retour. Pour ce même véhicule de test, le même design a été utilisé. La cellule assemblée est représentée ci-dessous :

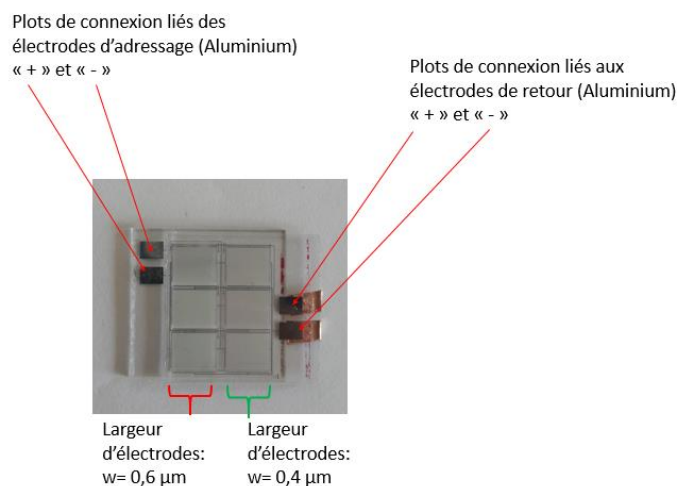


Figure 170 : Prototype reproduisant la configuration 3 assemblé

La figure 170 est une photographie du prototype reproduisant la configuration 3. Celui-ci est assemblé et est prêt à être caractérisé. Toutes les parties conductrices sont en aluminium. Comme pour le prototype précédent, celui-ci est composé de 6 cellules de caractéristiques identiques à l'exception de la largeur des électrodes. La première colonne de la cellule (proches des plots de connexion des électrodes d'adressage) est composée d'électrodes de $0,6 \mu\text{m}$ de largeur et la deuxième colonne est composée d'électrodes de $0,4 \mu\text{m}$ de largeur. Malheureusement, dans notre étude, uniquement les cellules possédant des électrodes avec une largeur de $0,4 \mu\text{m}$ fonctionnaient.

Pour ce prototype, plusieurs paramètres doivent être testés en particulier avec deux cristaux liquides (le MLC-2062 et le MLC-2139). Les tests expérimentaux pour les deux CL seront donc les suivants :

- Mesure de la transmittance statique et comparaison avec la simulation ;
- Mesure du temps de montée (avec et sans overshoots) et du temps de descente avec relaxation mécanique ;
- Mesure du temps de descente avec différentes tensions.

Nous allons comparer tous ces résultats expérimentaux avec les résultats obtenus par simulations et les comportements particuliers seront expliqués. Les résultats des cellules remplies avec les deux CL seront étudiés simultanément. Commençons par l'analyse en régime statique :

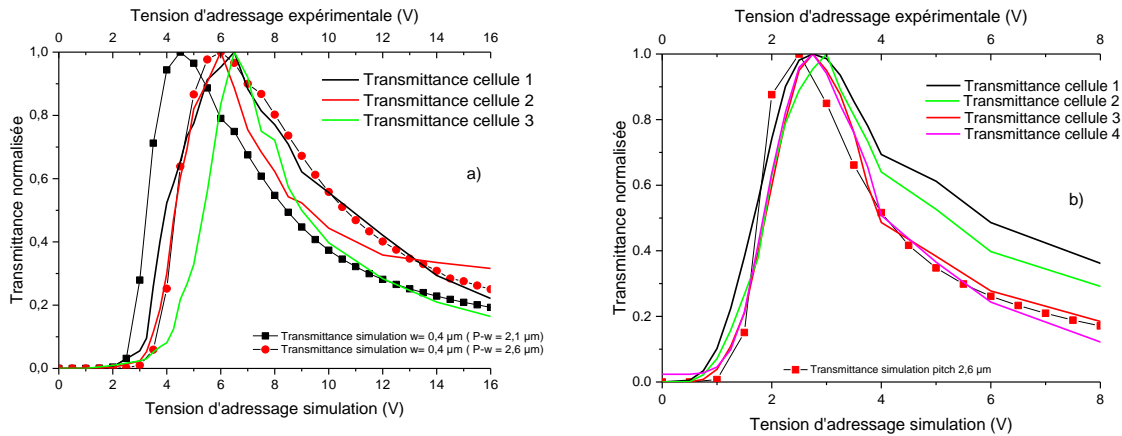


Figure 171 : Transmittance statiques de différents prototypes (configuration 3) remplis avec le MLC2062 (a) et le MLC2139 (b)

La figure 171 représente les transmittances statiques de différentes cellules découpées à partir du même wafer (courbes en trait continu). Nous les comparons à celles obtenues par simulation (courbes pleines avec les différents points de simulations). Tout d'abord, nous observons sur la figure 171a et b, qu'un écart est présent par rapport à la courbe de simulation obtenue dans les parties précédentes (traits continus + symboles carrés noirs). Cette courbe de simulation correspond à un espace interélectrodes (« P-w » où P est le pas et w la largeur d'une électrode) de $2,1 \mu\text{m}$. Cependant, en observant les courbes, en éliminant les erreurs de mesures et les aléas dus à l'assemblage des wafers, une répétition des résultats est observée.

En effet, pour la majorité des cellules, les courbes de transmittance se rapprochent du cas où « P-w » = $2,6 \mu\text{m}$ au lieu de $2,1 \mu\text{m}$. Cette courbe est représentée par un trait noir continu et des carrés rouges. Cette différence est liée à la fabrication des cellules où les espaces interélectrodes sont plus grands que prévu. Cela influence négativement sur la tension de seuil ainsi que sur la tension nominale, mais ne sera pas pénalisante pour la suite. Nous obtenons toujours des courbes de transmittances typiques de l'IPS et les cellules sont fonctionnelles.

Sur les graphiques suivants (figure 172a et b), nous avons cherché l'overshoot permettant d'obtenir le temps de montée optimal. Sur la figure 171, nous observons que les tensions nominales sont différentes de celles obtenues par simulations. En fonction des cellules, les tensions nominales sont situées entre 6V et 8V pour le MLC2062 et entre 2,5V et 3V pour le MLC2139. Les temps de montées optimales sont obtenus pour des overshoots de 14V pour le MLC2062 et de 6V pour le MLC2139. Nous avons donc tenu compte des aléas dus à l'assemblage des cellules, en particulier les différentes tensions nominales. Sur la figure 171a, nous avons tracé deux transmittances sans overshoot (courbes noires continues avec les symboles carrés pour 5V et ronds pour 7V).

Sur les figure 172a et b nous nous sommes restreints à une durée de 6 ms et 10 ms pour nous concentrer uniquement sur les temps de montée. Le début de l'intervalle de temps pour le temps expérimental n'est pas le même que pour celui des simulations, car nous ne pouvons pas commencer à $t=0\text{ms}$ dans un cas réel si nous utilisons un signal carré. Pour ne pas surcharger le graphique, nous n'avons pas tracé la courbe correspondante au signal d'adressage.

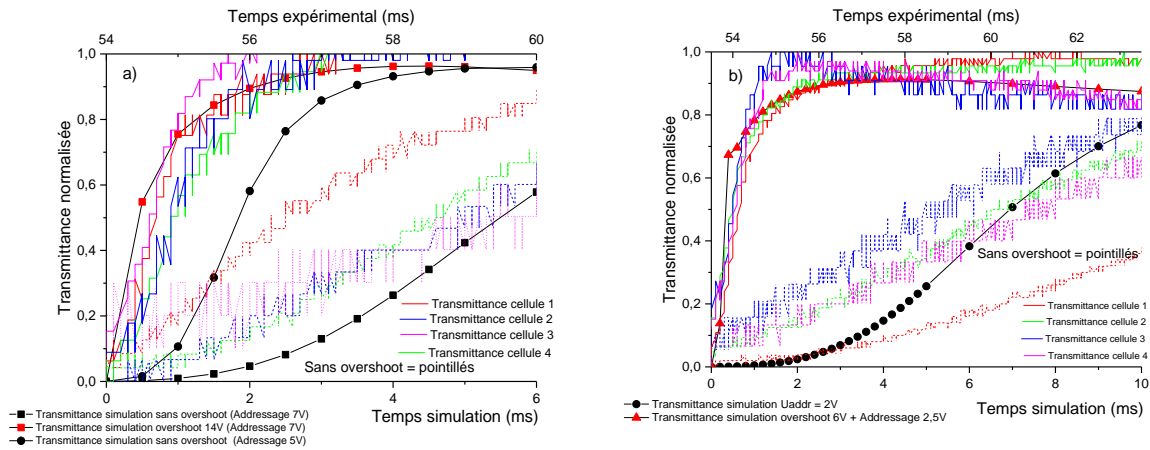


Figure 172 : Transmittances dynamiques mettant en évidence les temps de montée avec et sans overshoot pour les cellules remplies avec le MLC-2062 (a) et le MLC-2139 (b)

Sur la figure 172a, nous avons tracé dans un premier temps nous deux courbes de transmittance sans overshoot correspondantes à la simulation. L’une correspond à un adressage de 7V (trait continu + rond noir) et l’autre de 5V (trait continu + carré noir). Au vu de la dispersion des courbes expérimentales, nous avons décidé de vérifier si elles correspondaient à une plage de tensions théoriques. Les courbes expérimentales sans overshoot, représentées en pointillés, sont comprises entre ces deux courbes de simulation et à l’exception du rouge sont proches des 5V. Nous avons ici des tensions nominales autour de 6V. Les courbes de transmittances expérimentales avec overshoot concordent avec la simulation.

De même pour la figure 172b, il y a moins de dispersion au niveau des courbes de transmittance sans overshoot, la transmittance simulée autour de 2,5V est très proche des courbes expérimentales.

Concernant les overshoots, toutes les courbes sont beaucoup plus rapprochées et correspondent parfaitement à la simulation. Ces deux figures confirment donc les gains obtenus grâce à l’utilisation d’overshoot. Les gains sont résumés dans le tableau suivant :

	Temps de montées simulés sans overshoot	Temps de montées simulés avec overshoot	Temps de montées expérimentaux sans overshoot	Temps de montées expérimentaux avec overshoot
MLC-2062	Compris entre 7ms (5V) – 2.5ms (7V)	2 ms	Compris entre 6 ms et 7 ms	Compris entre 2 ms et 2.2 ms
MLC-2139	10.1 ms	2.7 ms	Compris entre 10 ms et 12 ms	Entre 2.6 ms et 3.3ms

Tableau 15 : Résumé des gains en temps de montée pour les deux CL testés (Comparaison simulation et expérimental)

Sur le tableau 15, nous avons résumé les gains en temps de montée que permet d’obtenir ce design. Tout d’abord, nous retrouvons le temps de montée beaucoup plus lent du MLC-2139 lié à sa viscosité (en simulation et en dans le cas réel). De plus, les résultats expérimentaux ont la même tendance et se trouvent proches des simulations.

Le gain lié à l’overshoot lorsque l’on utilise les MLC-2139 ne permet cependant pas d’égaliser celui du MLC-2062, mais il est possible d’augmenter la valeur d’overshoot pour égaliser celui du MLC-2062.

Terminons maintenant notre étude par l'analyse des temps de descentes et leur optimisation grâce aux électrodes de retour. Dans un premier temps, nous allons résumer les temps de relaxation mécaniques obtenus en simulation et de manière expérimentale sur les différentes cellules de test.

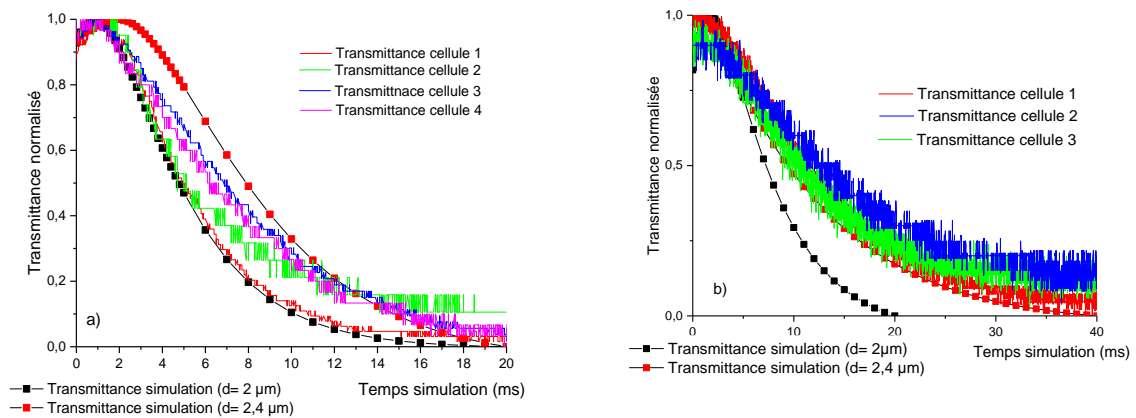


Figure 173: Transmittance dynamiques mettant en évidence les temps de descente (relaxation mécanique) pour les cellules remplies avec le MLC-2062 (a) et le MLC-2139 (b)

L'analyse des figure 173a et b nous montre des écarts par rapport aux valeurs mesurées en simulation. Cependant comme pour les transmittances mesurées en régime statique (cf figure 171) l'épaisseur joue un rôle important. Nous avons également vu que la relaxation mécanique est proportionnelle au carré de l'épaisseur. Pour expliquer ces écarts, nous avons simulé comme pour la figure 171, les relaxations mécaniques pour des épaisseurs de CL plus élevées, jusqu'à 2,4 μm. Sur la figure 173a, nous observons que les courbes sont comprises entre les deux épaisseurs extrêmes définies par les simulations. Nous pouvons observer par exemple que la courbe rouge continue est quasiment identique à celle obtenue par la simulation. À l'inverse, sur la figure 173b, tous les temps de relaxation mesurés sont proches du cas $d = 2.4 \mu\text{m}$.

Résumons les temps de descentes mesurés dans le tableau suivant :

	Temps de descentes simulés	Temps de descentes expérimentaux
MLC-2062	$2 \mu\text{m}$: 8 ms $2.4 \mu\text{m}$: 10.9 ms	Compris entre 8.2 ms et 11 ms
MLC-2139	$2 \mu\text{m}$: 16.5 ms $2.4 \mu\text{m}$: 22 ms	Compris entre 22 ms et 25 ms

Tableau 16: Résumé des temps de descentes pour les deux CL étudiés (Comparaison simulation et expérimental)

Le tableau 16 résume les relaxations mécaniques simulées et expérimentales qui nous serviront de valeurs étalons pour les études suivantes. Nous observons que les résultats obtenus en simulations

sont retrouvés expérimentalement lorsque l'on utilise le MLC-2062 malgré des cellules de test possédant des écarts d'épaisseur qui sont apparus lors de l'assemblage.

Ce problème également présent pour le MLC-2139 montre que toutes nos cellules testées ont une épaisseur plus élevée que prévu (autour de 2,4 μm). Malheureusement, au vu de la faible quantité de CL mis à notre disposition, nous n'avons pas pu remplir d'autres cellules.

Pour terminer, nous allons étudier le retour électrique des molécules permettant d'optimiser le temps de descente. Cependant comme il a été indiqué dans la partie 4.1, notre générateur est limité à 20V crête à crête (CC) en signal carré. Nous avons ici utilisé un montage amplificateur non-inverseur permettant d'augmenter le signal jusqu'à 28V CC.

Pour les deux types de CL, les tensions testées pour les électrodes de retour sont : 5V, 10V, 15V, 20V, 25V et 28V. Les résultats expérimentaux concordants avec la simulation, nous nous concentrerons sur les deux tensions extrêmes (5V CC et 28V CC). Dans un second temps, nous analyserons l'évolution du temps de descente de manière graphique et nous conclurons sur l'évolution du temps de réponse.

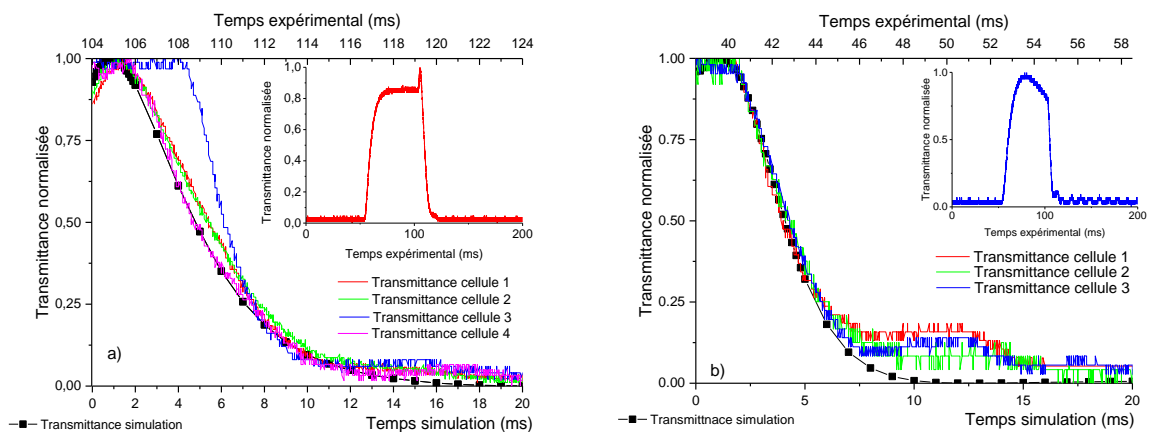


Figure 174 : Évolution du temps de descente lorsque les électrodes de retour sont adressées à 5V pour des cellules remplies avec du MLC-2062 (a) et MLC-2139 (b)

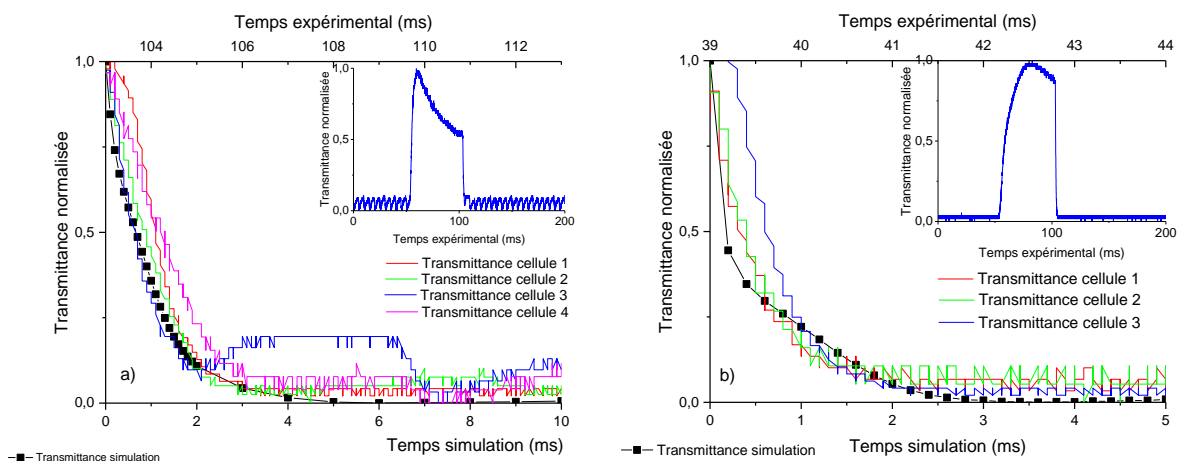


Figure 175 : Évolution du temps de descente lorsque les électrodes de retour sont adressées à 28V pour des cellules remplies avec du MLC-2062 (a) et MLC-2139 (b)

Les figure 174 et figure 175 représentent les temps de réponse mesurés lorsque les électrodes sont adressées à 5V puis à 28V pour différentes cellules remplies avec les deux CL de test. Pour chaque figure, nous avons rajouté un insert présentant la courbe de transmittance complète. Ces inserts

permettent de mettre en évidence les effets éventuels de l'overshoot ainsi que les pentes raides obtenues lorsque la cellule revient à l'état initial. Sur l'ensemble des figures, les courbes de transmittances expérimentales sont proches de celles obtenues par simulations.

De plus, un défaut lié au générateur ainsi qu'aux connexions que nous avons utilisées perturbe les courbes de transmittances pour certaines cellules. Ce phénomène est visible sur les figure 174b et figure 175a. Comme nous pouvons l'observer sur les encarts en haut à droite des figures, lorsque la cellule est à l'état initial, la tension délivrée par le générateur génère du bruit sur la cellule. Ce bruit ne perturbe pas la mesure du temps de descente.

Nous avons obtenu pour les deux CL choisis, des transmittances correspondantes à celles obtenues par simulations. Et ce malgré les différents problèmes expérimentaux que nous avons eus, tels que les aléas dus à l'assemblage dégradant les performances initiales de la cellule ou encore du bruit de mesure. Terminons notre étude avec l'étude graphique de l'évolution du temps de descente pour les deux CL.

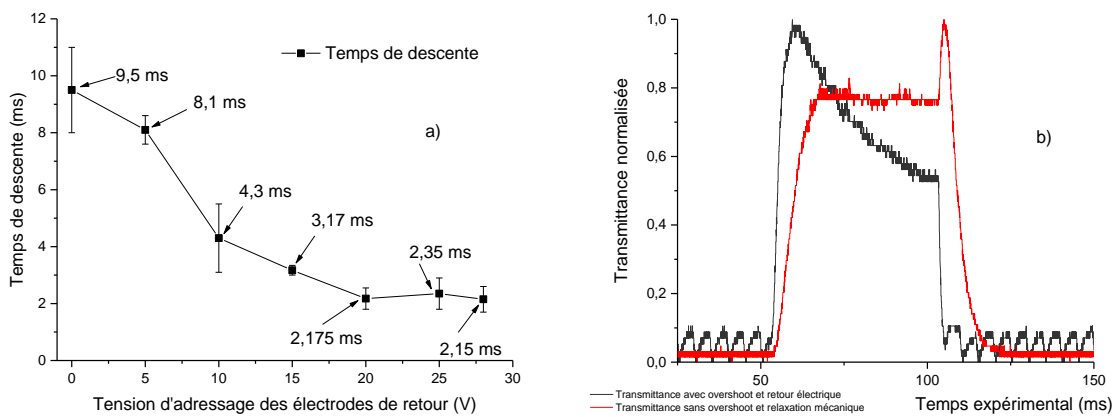


Figure 176 : Évolution de la moyenne des temps de descentes de toute les cellules caractérisées (a) / Comparaison d'une transmittance expérimentale avant et après optimisation du temps de réponse (b) (CL : MLC-2062)

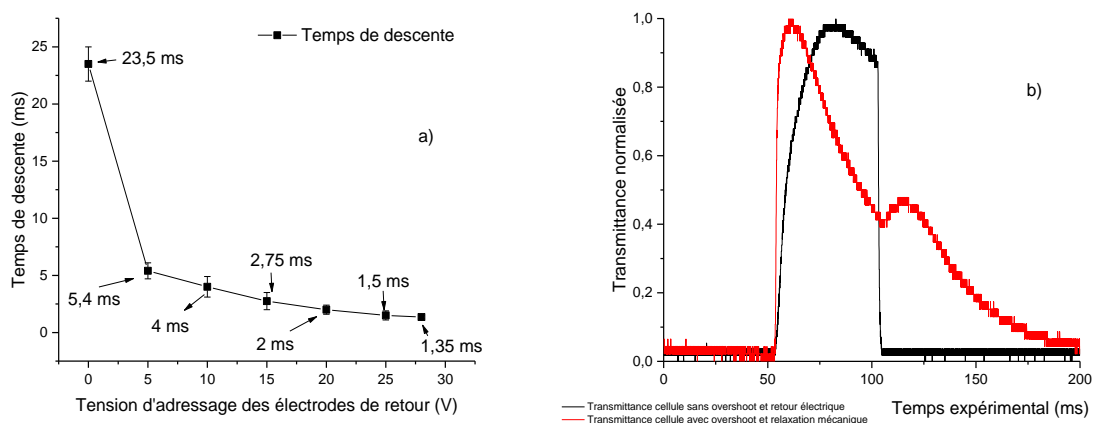


Figure 177 : Évolution de la moyenne des temps de descentes de toute les cellules caractérisées (a) / Comparaison d'une transmittance expérimentale avant et après optimisation du temps de réponse (b) (CL : MLC-2139)

Les figure 176a et figure 177a représentent le temps de descente moyen de toutes les cellules caractérisées ainsi que les marges d'erreur associées. Ces marges indiquent les écarts par rapport à la valeur moyenne représentée par les carrés noirs. Elles indiquent plus spécifiquement les écarts de

valeurs d'une cellule à une autre. Nous observons que l'erreur est la plus élevée pour la mesure du temps de relaxation mécanique. Les raisons de cette marge d'erreur élevée ont déjà été abordées précédemment.

Nous observons que l'amplitude des marges d'erreur diminue lorsque la tension d'adressages des électrodes augmente. Celle-ci est associée à une tendance à la baisse du temps de descente similaire à ce qui a été observé en simulation.

Les meilleures optimisations de tensions possibles sur la courbe de transmittance sont aussi représentées sur les deux figures précédentes. Nous retrouvons l'effet de l'overshoot sur le temps de montée ainsi que celui des électrodes de retour sur le temps de descente. Nous retrouvons un temps de descente très long pour les molécules MLC-2139 qui devient très court grâce aux électrodes de retour. Nous passons d'un temps de descente moyen de 23,5 ms à 1,35 ms.

Résumons maintenant les résultats de notre étude en listant les optimisations de temps de réponse obtenus avec les tensions associées :

	Temps de réponse moyen avant optimisation	Tensions utilisées	Temps de réponse moyen après optimisation	Tensions utilisées
MLC-2062	16 ms	7V	4.3 ms	Électrodes d'adressages : Overshoot de 14V pendant 0.5 ms puis 7V Électrodes d'adressages : 28V
MLC-2139	35 ms	2.5V	4 ms	Électrodes d'adressages : Overshoot de 6V pendant 0.5 ms puis 2.5V Électrodes de retour : 28V

Tableau 17 : Bilan des optimisations effectuées sur les cellules caractérisées

Bilan de l'étude et intérêt :

Pendant cette étude, nous avons vérifié s'il était possible de diminuer le temps de réponse grâce à l'utilisation d'électrodes de retour avec un pas deux fois plus grand que celui des électrodes d'adressage. Comme l'indique le tableau 17, nous avons pu observer une tendance validant nos résultats théoriques, car nous avons pu réduire le temps de réponse de nos cellules à 4 ms. Néanmoins, nous obtenons des résultats légèrement plus élevés que ceux obtenus par simulations à cause des différents aléas liés à la fabrication et à l'assemblage des cellules.

Ce type de cellule n'est cependant pas exempt de défauts. Les tensions d'overshoot restent élevées pour un cristal liquide standard (MLC-2062) cependant elles peuvent être diminuées si nous utilisons

le CL MLC-2139. Néanmoins l'utilisation de tensions élevées (au-delà de ce que peut fournir un circuit CMOS standard) permettant un retour rapide des molécules exclut donc l'utilisation de ce type de circuit.

Nous pouvons cependant envisager d'utiliser un retour rapide sur l'ensemble du SLM grâce à l'utilisation d'une alimentation externe qui n'est pas limitée en tension.

Avec ce temps de réponse de 4 ms, nous nous approchons de la valeur d'adressage d'un système de type séquentiel couleur. Si nous travaillons en 180 Hz, les trois couleurs primaires sont envoyées à l'observateur en 1/180 seconde soit environ 5,55 ms. C'est-à-dire environ 1,86 ms par couleur primaire. Si nous réduisons encore le temps de réponse d'un facteur 2 ou 3, il sera possible d'adresser un système de type séquentiel couleur en utilisant un SLM de type IPS. Pour atteindre cet objectif, nous avons vu dans la partie 3.5.2 qu'il est possible d'atteindre un temps de descente inférieur à 1 ms si l'on diminue le pas des électrodes de retour.

5. Conclusion du chapitre

Dans ce chapitre, nous avons abordé la problématique de la modulation d'amplitude avec des SLM de type IPS-HA. Nous nous sommes concentrés sur l'optimisation du temps de réponse avec ce type de cellule. Pour cela, nous avons passé en revue les performances de 3 architectures de pixel de manière théorique grâce au logiciel LCDMaster 3D.

Nous avons démontré qu'il était possible d'obtenir un temps de réponse optimal avec deux des 3 configurations analysées. Cependant une des configurations était difficile et longue à fabriquer et nécessitait des études complémentaires pour améliorer le contraste. La meilleure configuration est celle composée d'une grille d'électrodes sur chaque substrat. Cette configuration permet d'optimiser le temps de descente de manière significative (nous sommes passés d'environ 10ms à 3ms pour la configuration 3 en simulation pour le cristal liquide : MLC-2062).

De plus, nous avons mis en évidence l'effet « cage de Faraday » qui se produit lorsque deux grilles d'électrodes sont séparées par un isolant. Cet effet dévie les lignes d'équipotentielles des électrodes enterrées et empêche le mouvement des molécules. Cette configuration est donc inefficace pour diminuer le temps de réponse, mais nous avons montré en simulation que les électrodes d'adressages non enterrées fonctionnent sans aucun problème. Cette configuration possède cependant un intérêt. Nous avons démontré son intérêt théorique pour un SLM réfléchissant à adressage IPS car les électrodes d'adressages ne sont pas perturbées par les électrodes recouvertes par l'isolant.

Nous avons également validé expérimentalement l'effet cage de Faraday ainsi que le retour rapide des molécules. Pour cela, nous avons mis en place un banc de caractérisation électro-optique piloté par ordinateur et utilisant deux générateurs de type GBF. Des véhicules de test ont été fabriqués et assemblés dans notre laboratoire et malgré des défauts observés (liés à la fabrication et à l'assemblage) une reproductibilité des résultats a pu être dégagée et les effets observés en simulations ont pu être reproduits.

La validation expérimentale du retour rapide nous a donc permis d'ouvrir la voie à l'utilisation d'afficheurs rapides utilisant un générateur externe pour une « remise à zéro » des molécules. Nous avons également montré de manière théorique qu'il est possible de diminuer encore plus le temps de réponse et de se rapprocher voire d'atteindre des temps de réponse nécessaires pour créer un SLM qui pourrait être intégré dans un système de type séquentiel couleur.

Références

- [6] ROSSINI UMBERTO, « Liquid crystal display comprising erase electrodes », FR2976707 A1 2012-12-21 [FR2976707]-WO2012175250
- [62] J. Heo, J.-W. Huh, et T.-H. Yoon, « Fast-switching initially-transparent liquid crystal light shutter with crossed patterned electrodes », *AIP Adv.*, vol. 5, n° 4, p. 047118, avr. 2015.
- [92] D. H. Song, J.-W. Kim, M.-G. Jo, K.-H. Kim, J.-H. Lee, et T.-H. Yoon, « Dual mode operation of fast switching liquid crystal devices », 2012, p. 828008.
- [93] J.-I. Baek, K.-H. Kim, J. C. Kim, T.-H. Yoon, S. T. Shin, et H. S. Woo, « P-173: Fast Turn-Off Switching of a Liquid Crystal Cell by Optically Hidden Relaxation », *SID Symp. Dig. Tech. Pap.*, vol. 39, n° 1, p. 1846, 2008.
- [94] T.-H. Choi, J.-W. Kim, et T.-H. Yoon, « Fast gray-to-gray switching of a hybrid-aligned liquid crystal cell », 2015, p. 938416.
- [95] T.-H. Choi, Y.-J. Park, J.-W. Kim, et T.-H. Yoon, « Fast grey-to-grey switching of a homogeneously aligned liquid crystal device », *Liq. Cryst.*, vol. 42, n° 4, p. 492-496, avr. 2015.
- [96] K. L. Kaiser, *Electromagnetic compatibility handbook*. Boca Raton: CRC Press, 2005.
- [97] P. R. P. Hoole, *Electromagnetics engineering handbook: analysis and design of electrical and electronic devices and systems*. Southampton ; Boston: WIT Press, 2013.

Conclusion générale

Au cours de cette thèse, deux axes majeurs d'un micro-SLM IPS à CL ont été étudiés. Il s'agit de la modulation d'amplitude et la modulation de phase, sur la base de simulations et de réalisations technologiques.

Tout d'abord, en modulation de phase, nous avons simulé trois orientations de molécules (homogène, vertical et twisté) avec deux $\Delta\epsilon$ différents (l'un positif et l'autre négatif). Nous avons montré qu'il était possible d'obtenir un déphasage de 2π avec une orientation verticale des molécules. Grâce aux résultats de cette étude, le comportement des cellules de type IPS en modulation de phase pour 3 orientations de molécules est maintenant connu. Les recherches futures pourront donc se concentrer sur l'IPS-VA, car celui-ci offre le meilleur déphasage.

La configuration IPS-VA présentait à la base des défauts d'alignements diminuant les performances et appelés lignes de disclinaison. Ces défauts ont pu être éliminés grâce à l'ajout d'électrodes surélevées couplé à un pré-alignement des molécules restant perpendiculaire au substrat, indépendamment de la topologie de la cellule.

L'épaisseur de CL élevée (5 μm) induisant un temps de réponse élevé (le temps de montée est d'environ 20 ms) n'est également pas problématique pour des applications ne nécessitant pas de correction dynamique et en temps réel d'un front d'onde.

Nous avons également montré, à partir d'études théoriques supplémentaires, qu'il était possible d'obtenir un profil de phase relativement linéaire à partir d'un nombre de sous-pixels supérieurs à 5. Cette propriété a permis d'ouvrir la voie à une étude complète d'un système optique intégrant le SLM présentant le meilleur résultat.

Dans cette étude, en exploitant la propriété précédente, nous avons reproduit et utilisé un phénomène biologique appelé « fovéation » à partir d'un système optique de projection. Celui-ci est reproduit grâce un système optique intégrant le SLM de type IPS-VA.

L'utilisation de ce phénomène permet de rendre la zone d'intérêt très résolue tout en laissant le reste non résolu. L'utilisation de cet effet en comparaison avec un système optique classique permet de gagner en nombre de lentilles et donc de gagner en compacité. Un tel système trouve un intérêt dans les dispositifs tels que les afficheurs tête haute qui nécessitent d'avoir un système compact et particulièrement les dispositifs de type HUD intégrant un eye-tracking.

Plusieurs points ont ensuite été évalués. Tout d'abord, nous avons observé dans une configuration possédant 4 lentilles que les corrections de front d'onde à effectuer par le SLM intégré au système implémenté sous Zemax sont réalisables. En effet, les corrections sont inférieures à 2π et possède une fréquence spatiale faible (pentes monotones) peuvent être reproduit par le SLM étudié en simulation. Deuxièmement, le système intégrant le SLM permet un gain non négligeable en compacité par rapport à un système composé uniquement de lentilles.

En prenant en compte la nature pixélisée du SLM dont la grille d'électrodes se comporte comme un réseau de diffraction, nous avons montré que les performances optimales en luminance et en correction de front d'onde des systèmes étudiés sont obtenues pour un angle de vue compris entre $\pm 12,7^\circ$.

Avec de bonnes performances obtenues en simulation, il restera des études complémentaires nécessaires pour obtenir un système optique réalisable sous forme de prototype.

Le deuxième axe principal de cette thèse est l'étude du micro-SLM IPS en modulation d'amplitude. La technologie IPS, malgré ses avantages, possède un temps de réponse long qui est limité par la relaxation mécanique des molécules. Ce défaut a été corrigé grâce à un design de micro-SLM IPS travaillant en normally black permettant un retour rapide des molécules à l'état noir permettant une « remise à zéro » rapide du SLM. Celui-ci consiste à placer les électrodes de retour à 90° des électrodes d'adressages. Deux variantes de ce design donnent des résultats significatifs. Le premier design utilise deux niveaux d'électrodes séparés par un isolant et ne permet pas d'obtenir un retour électrique des molécules. Cela permettra à de futures recherches de se concentrer sur d'autres designs. De plus, la mise en évidence avec ce design d'un effet similaire à une cage de Faraday de manière théorique et expérimentale peut avoir un intérêt qui sera discuté dans les perspectives.

Le second design consiste à placer les électrodes de retour sur le substrat supérieur de la cellule. Pour ce design, les travaux de simulation ainsi que la validation expérimentale ont montré une diminution non négligeable du temps de réponse en particulier du temps de descente (où celui-ci passe de 10,5 ms à 3 ms) avec peu de défauts de contraste. Les résultats expérimentaux obtenus avec ce dernier design montrent des tendances identiques à ceux que nous avons obtenus par simulation pour deux CL différents (MLC-2062 et MLC-2139). Ces résultats représentent l'aboutissement des travaux de simulations ainsi que de toute l'étude sur la modulation d'amplitude. Nous avons obtenu une diminution du temps de réponse d'un facteur 4 avec le MLC-2062 et une diminution d'un facteur 8 avec le MLC-2139.

Ces travaux de thèse ont mis également en avant différentes possibilités d'amélioration pour les architectures de pixels utilisées en modulation de phase ainsi que celles utilisées en modulation d'amplitude.

En modulation de phase, la plupart des variations de designs ainsi que d'orientation de molécules ont été testées et la seule possibilité d'amélioration est l'utilisation de CL avec un Δn élevé permettant d'augmenter le déphasage maximal. Cependant, nous ne sommes plus dans le cadre des CL commerciaux et il faudra utiliser des CL expérimentaux dont les paramètres mécaniques et les propriétés chimiques ne sont pas forcément optimaux.

En modulation d'amplitude, nous avons plus de marge de manœuvre contrairement à la modulation de phase. Nous avons montré expérimentalement que nous pouvons atteindre des temps de réponse de 4 ms. En outre, il est possible de réduire encore plus ce temps de réponse en diminuant le pas des électrodes de retour. De plus, si l'on utilise le CL MLC-2139 couplé à un pas d'électrode réduit, il est possible d'obtenir un temps de réponse rapide, que nous estimons être de l'ordre de 1 ms, tout en gardant une tension d'adressage faible.

À l'issue de cette thèse, en plus des pistes d'améliorations, nous avons pu identifier plusieurs perspectives pour les deux grands axes d'études.

Concernant la modulation de phase, nous avons montré l'intérêt et les limites de l'utilisation des micro-SLM IPS, en particulier l'architecture offrant un déphasage de 2π . Une confirmation expérimentale est néanmoins nécessaire pour valider tous ces résultats de simulation. Mais nous voyons d'ores et déjà qu'un tel SLM pourrait ouvrir la voie à des systèmes de projection utilisés dans des dispositifs portatifs dédiés à la réalité augmentée utilisant une optique compacte.

En modulation d'amplitude, deux configurations ouvrent la voie à de nouvelles applications. La configuration produisant un effet « cage de Faraday » a permis de montrer qu'une configuration réfléchive à base de technologie IPS est possible. En effet, nous avons montré que les électrodes situées en surface ne sont pas perturbées par les électrodes enterrées.

La configuration permettant le retour rapide ouvre la voie à l'utilisation d'un afficheur de type séquentiel couleur. Pour une cellule de type normally black, nous pouvons ramener rapidement le SLM à un état noir en mutualisant toutes les électrodes de retour. Un système séquentiel couleur envoyant une couleur après l'autre, il sera donc possible de ramener le SLM à l'état noir après l'envoi de la couleur 1 pour permettre l'envoi de la couleur 2.

Si on analyse les temps de réponse obtenus, nous approchons d'une valeur de temps où il est possible d'utiliser un système du type séquentiel couleur ou un temps inférieur à 1,8 ms est nécessaire.

Ces recherches ont permis de comprendre le fonctionnement des micro-SLM IPS en modulation de phase et d'écartier plusieurs configurations ne fonctionnant pas. Les résultats théoriques des architectures fonctionnelles obtenus en modulation de phase sont donc très prometteurs et offrent de belles perspectives. En modulation d'amplitude, les prototypes ont validé les phénomènes observés en simulation. Les perspectives présentées dans le cadre de la modulation d'amplitude sont donc très encourageantes dans le cadre des afficheurs transmissifs et réfléchissants rapides.

Annexe 1 : Polarisation de la lumière et outils de caractérisation.

1. Polarisation et ellipse de polarisation : Application à l'étude d'un SLM à cristaux liquides

Soit une onde plane, monochromatique de longueur d'onde λ et se propageant selon l'axe z . D'après les équations de Maxwell, nous savons que le champ électrique est perpendiculaire à la direction de propagation. En considérant un repère orthonormé (O,x,y,z) , le champ électrique est contenu dans le plan XY . Ce plan contenant le champ électrique est aussi appelé plan d'onde. Un champ \vec{E} se définit donc par :

$$\vec{E} = \begin{pmatrix} \vec{E}_x \\ \vec{E}_y \\ \vec{E}_z \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} E_{x0} \cos(\omega t - kz + \delta_x) \cdot \vec{x} \\ E_{y0} \cos(\omega t - kz + \delta_y) \cdot \vec{y} \\ 0 \end{pmatrix} \quad (5.1)$$

- E_{x0} et E_{y0} représentant les amplitudes des composantes du champ électromagnétique ;
- ω la pulsation (en rad) ;
- $k = \frac{2\pi}{\lambda}$ la norme du vecteur d'onde ainsi que δ_x et δ_y qui sont les phases à l'origine des composantes ;
- $\delta = \delta_y - \delta_x$ représente le déphasage entre E_y et E_x .

Le logiciel LCDMaster utilise les notations « s » (de l'allemand senkrecht) et « p » qui sont les abréviations de « perpendiculaire » et « parallèle ». Ces notations sont utilisées généralement dans le cas d'une réfraction entre deux milieux d'indice n_1 et n_2 que nous pouvons résumer sur le schéma ci-dessous :

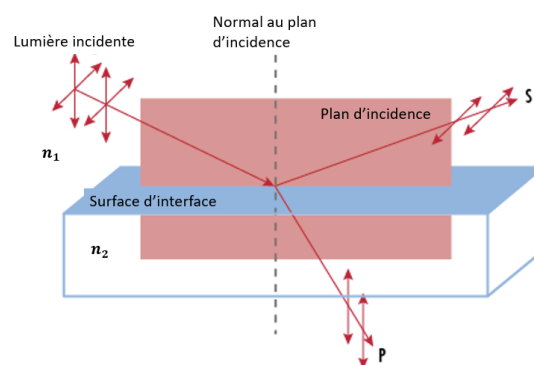


Figure 178 : Définition de la polarisation "s" et "p" (Cas d'une réflexion de Fresnel) [98]

La figure 178 représente deux milieux d'indice différent que nous nommons n_1 et n_2 . Ces deux milieux sont séparés par un dioptre en bleu nommé « surface d'interface ». Un plan d'incidence est défini ici en rouge et est normal à la surface d'interface. La lumière incidente qui est caractérisée par son vecteur propagation se dirige vers la surface incidente. Celle-ci est ensuite réfléchi et réfractée.

La composante P se définit par la composante dont les oscillations du champ électrique sont parallèles au plan d'incidence. Sur la figure 178, cette composante est réfractée.

La composante S se définit par la composante des oscillations du champ électrique sont perpendiculaires au plan d'incidence. Sur la figure 178, cette composante est réfléchi. Ces deux termes correspondent en français aux cas des modes Transverse Electrique (TE) et Transverse Magnétique (TM).

Dans le cas d'une incidence normale, ce qui sera le cas dans l'étude du chapitre 3 et du chapitre 4, le plan SP est confondu avec le plan YZ. Dans les chapitres 3 et 4, nous pouvons résumer l'étude sur le schéma de la figure 179 [99] :

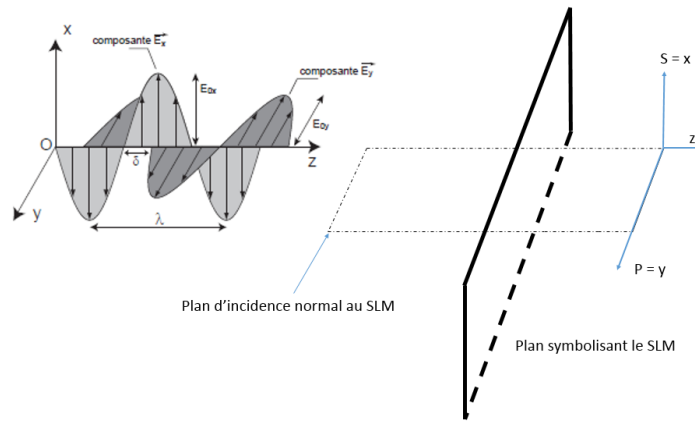


Figure 179 : Schéma de propagation des composantes de l'onde lumineuse en incidence normale avec une cellule LCD et définition des composante S et P [99]

La figure 179 représente une lumière incidente se propageant dans un plan normal au SLM qui est étudié dans les chapitres 3 et 4. Le tout se situe dans un repère (X, Y, Z). La lumière de longueur d'onde λ est représentée par son champ électrique et ses deux composantes \vec{E}_x et \vec{E}_y . Le déphasage δ représente un retard ou une avance de phase entre les deux composantes du champ électrique.

Sur la figure 179, il est détaillé comment les deux composantes de la lumière incidente se propagent dans l'espace lorsque la propagation de la lumière est normale au SLM. La lumière se propage ici selon z et est parallèle au plan d'incidence de la cellule LCD.

Dans ces conditions, le plan SP est ici confondu avec XY, nous pouvons donc redéfinir le champ \vec{E} par :

$$\vec{E} = \begin{pmatrix} \vec{E}_s \\ \vec{E}_p \\ \vec{E}_z \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} E_s \cos(\omega t - kz + \delta_s) \cdot \vec{s} \\ E_p \cos(\omega t - kz + \delta_p) \cdot \vec{p} \\ 0 \end{pmatrix} \quad (5.2)$$

Par la suite, nous confondrons donc la notation \vec{s} avec \vec{x} et \vec{y} avec \vec{p} .

Pour définir la polarisation de la lumière, nous allons prendre l'exemple d'une polarisation linéaire qui sera expliqué mathématiquement par la suite. L'état de polarisation d'une onde lumineuse se définit par l'évolution au cours du temps du champ électrique \vec{E} dans un plan perpendiculaire à la direction de propagation (qui est toujours l'axe z dans les exemples de cette annexe) [100].

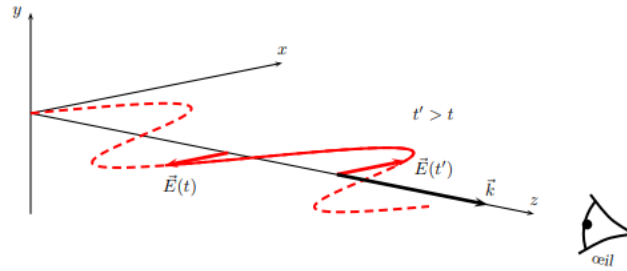


Figure 180 : Perception d'un état de polarisation. Exemple d'une polarisation linéaire [100]

La figure 180 représente une polarisation linéaire avec un champ \vec{E} qui évolue au cours du temps et dans l'espace. L'évolution spatiale dans le plan XZ du champ \vec{E} est tracée en pointillés. Concernant l'évolution temporelle, pour des raisons de clarté, uniquement 2 valeurs du champ \vec{E} à t et t' sont représentées. Pour observer un état de polarisation, un utilisateur ou un capteur doit se placer au niveau de l'axe de propagation et observer comment le champ \vec{E} évolue dans le temps.

La polarisation est dite ici linéaire (ou rectiligne) car lorsque nous observons l'évolution temporelle de \vec{E} qui se propage sur l'axe \vec{z} , il est confiné sur la droite parallèle à l'axe \vec{z} . Ce qui correspond pour l'observateur au schéma suivant :

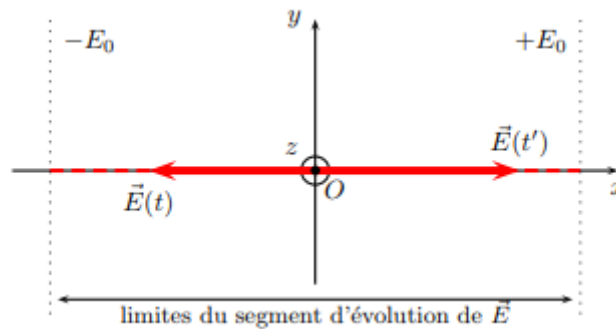


Figure 181 : État de polarisation rectiligne (Vecteur \vec{E} vue par un observateur ou un capteur)

Sur la figure 181 il est représenté l'évolution spatiale et temporelle du champ \vec{E} mais du point de vue d'un observateur placé sur l'axe z. Comme nous l'avons précisé, pour cette exemple, l'observateur voit une onde qui varie temporellement uniquement sur l'axe x entre les extremums ($+E_0$ et $-E_0$) formant une ligne, d'où le nom de polarisation rectiligne (ou linéaire).

Nous verrons par la suite qu'il existe plusieurs types de polarisations ainsi que plusieurs types de polarisations linéaires. Pour cela, nous allons formaliser mathématiquement le concept de polarisation.

Si l'on se place dans le plan $z = \text{constante}$ (par exemple le plan $z = 0$) et en se basant sur les notations et le repère (SP) utilisés pour l'équation (5.2), on peut montrer que l'extrémité du vecteur champ électrique suit une trajectoire correspondant qui peut être décrite grâce à l'équation (5.3) que nous nommerons « équation de l'ellipse » [24][97]:

$$\left(\frac{E_s(z, t)}{E_s}\right)^2 + \left(\frac{E_p(z, t)}{E_p}\right)^2 - 2\frac{E_s(z, t)E_p(z, t)}{E_sE_p}\cos(\delta) = \sin^2(\delta) \quad (5.3)$$

- $E_s(z, t) = \vec{E}_s \cdot \vec{s}$
- $E_p(z, t) = \vec{E}_p \cdot \vec{p}$

Si δ n'est pas constant dans le temps, alors l'onde est non polarisée. La figure de polarisation peut alors ressembler à l'exemple présent sur la figure 182a. Si δ est constant dans le temps alors l'équation précédente correspond à une ellipse, ce qui nous place dans le cas de la figure 182b.

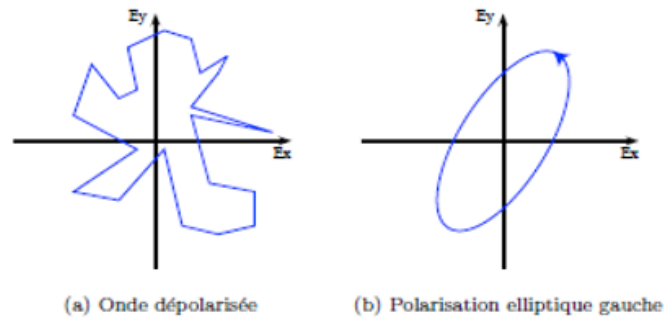


Figure 182 : Exemples d'états de polarisation [99]

Dans le cas d'un déphasage constant dans le temps, ce qui sera toujours le cas dans toutes les études détaillées dans ce manuscrit, l'onde est alors dite polarisée elliptiquement. Ce qui correspond au cas le plus général pour une onde totalement polarisée.

L'équation (5.3) correspond en effet à l'équation d'une conique plus précisément à l'équation d'une ellipse avec un second membre. Si l'on se place dans le cas d'une onde totalement polarisée elliptiquement, le trajet décrit par le vecteur \vec{E} est représenté par la flèche bleue sur figure 182b. Le sens de parcours de cette ellipse est lié au paramètre δ [99].

- Si $\sin(\delta) > 0$, l'ellipse est parcourue dans le sens horaire ;
- Si $\sin(\delta) < 0$ l'ellipse est parcourue dans le sens trigonométrique.

Ces résultats sont vrais d'un point de vue de la source ce qui est la convention la plus utilisée [102]. Le sens de parcours de l'ellipse change en fonction de la convention choisie (point de vue de la source ou de l'observateur [103]). Sous LCDMaster, le point de vue est celui de la source car une polarisation droite correspond à une ellipse parcourue dans le sens horaire.

Pour résumer, un utilisateur qui se place au niveau de la source, voit une ellipse parcourue dans le sens horaire si $\delta \in \{0|\pi\} [2\pi]$ et une ellipse parcourue dans le sens antihoraire si $\delta \in \{-\pi|0\} [2\pi]$.

Une ellipse est caractérisée par deux paramètres géométriques : ψ et ϵ représentant respectivement l'angle d'orientation de l'ellipse par rapport au plan XY (identique à SP) et son angle d'ellipticité [99]. Les paramètres sont résumés sur la figure 183 ci-dessous.

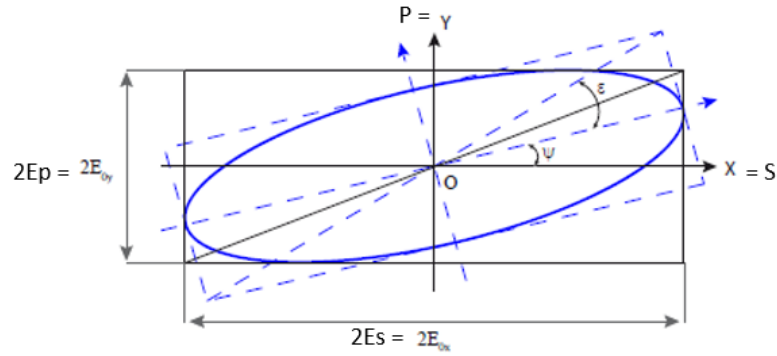


Figure 183 : représentation graphique de l'ellipse de polarisation [99]

La figure 183 correspond à la représentation graphique de l'équation (5.3) avec la mise en évidence des paramètres ψ et ϵ . Nous retrouvons donc une ellipse confinée $2E_p$ et $2E_s$. Une analyse rapide de la figure 183, indique que le paramètre ψ correspond à un changement de base, plus précisément une rotation de l'ellipse. ϵ quant à lui est directement dépendant de la valeur du champ électrique et indique l'angle d'ellipticité de l'ellipse.

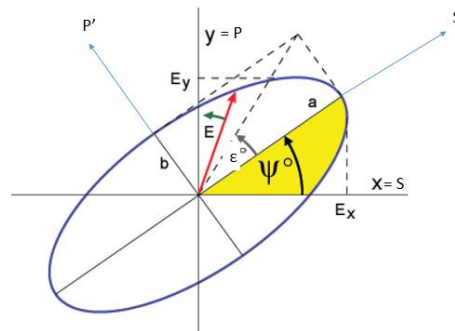


Figure 184 : Mise en évidence des axes propres de l'ellipse de polarisation, de l'angle d'orientation (ψ) et de l'ellipticité (ϵ) [104]

La figure 184 résume tous les paramètres importants de l'ellipse de polarisation. Premièrement, du fait de sa nature conique, l'ellipse possède deux axes propres notés P' et S' correspondant respectivement au grand axe et au petit axe. Ils sont obtenus en appliquant un opérateur de rotation d'angle ψ [24][97]. Grâce à cet opérateur de rotation, (5.3) devient :

$$\left(\frac{E_s'(z, t)}{E_s'}\right)^2 + \left(\frac{E_p'(z, t)}{E_p'}\right)^2 = 1 \quad (5.4)$$

De la même manière, nous pouvons montrer que :

$$\tan(2\psi) = \frac{2 \cdot E_s \cdot E_p}{E_s^2 - E_p^2} \cos(\delta) \quad (5.5)$$

Et que :

$$\tan(2\epsilon) = \frac{2 \cdot E_s \cdot E_p}{E_s^2 + E_p^2} \cos(\delta) \quad (5.6)$$

En analysant géométriquement la figure 183 et la figure 184, nous pouvons noter également que :

$$\varepsilon = \arctan\left(\left|\frac{b}{a}\right|\right) \quad (5.7)$$

L'angle d'ellipticité n'est pas à confondre avec l'ellipticité (ou ratio de l'ellipse) que nous appellerons « e » qui sera utilisé dans le chapitre 3 qui se définit par :

$$e = \left|\frac{b}{a}\right| \quad (5.8)$$

La longueur des axes principaux de l'ellipse dans le repère (S',P') s'exprime par [101]:

$$\begin{cases} a = E_s^2 \cos(\psi)^2 + E_p^2 \sin(\psi)^2 + 2E_p E_s \cos(\delta) \cos(\psi) \sin(\psi) \\ b = E_s^2 \sin(\psi)^2 + E_p^2 \cos(\psi)^2 + 2E_p E_s \cos(\delta) \cos(\psi) \sin(\psi) \end{cases} \quad (5.9)$$

En appliquant le même raisonnement que sur la figure 180 et la figure 181 avec un observateur se plaçant sur l'axe z, il peut observer le vecteur champ électrique \vec{E} varier au cours du temps, sauf que cette fois-ci, il voit une ellipse.

La mise en équation des paramètres ψ et ε nous donnent des informations sur l'évolution du champ électrique dans l'espace. Nous pouvons observer qu'une modification d'un élément du couple déphasage/amplitude du champ électrique peut faire tourner l'ellipse.

L'ellipticité indique également la dégénérescence de l'ellipse. En analysant l'équation (5.9) nous pouvons observer qu'elle est liée à la variation du champ électrique, du déphasage et de l'orientation de l'ellipse. C'est ce que nous observons sur la figure 181 et la figure 184 où deux valeurs différentes du champ E donne deux polarisations différentes.

Nous avons abordé le cas d'une polarisation elliptique qui est le cas le plus général pour un faisceau polarisé. Le sens de parcours de l'ellipse peut également changer en fonction du signe de $\sin(\delta)$. Cependant, il existe d'autres types de polarisations qui sont séparés en 2 catégories qui correspondent à des cas dégénérés de l'ellipse et donc des cas particuliers de l'équation (5.3) [26] :

- **La polarisation linéaire :**

Un faisceau lumineux est dit polarisé linéairement si le champ électrique oscille dans une seule direction (dans le plan SP). Cela se produit quand le déphasage ($\delta = \delta_p - \delta_s$) entre les 2 faisceaux orthogonaux vaut 0 ou π .

Les champs électriques peuvent s'écrire sous la forme suivante :

$$\frac{E_p(z, t)}{E_s(z, t)} = (-1)^m \frac{E_p}{E_s} \quad (5.10)$$

Où m est un entier naturel.

- **La polarisation circulaire :**

Un faisceau lumineux est dit polarisé de manière circulaire si le vecteur champ électrique effectue une rotation de manière uniforme dans le plan SP. Cela se produit lorsque :

$$E_p = E_s \text{ et } \delta = \delta_p - \delta_s = \pm \frac{\pi}{2} + 2m\pi \quad (5.11)$$

Pour rappel, le sens de rotation est défini par le signe de $\sin(\delta)$ (circulaire gauche ou droite).

Un exemple du mouvement du champ électrique pour ces deux types de polarisation (polarisation linéaire orientée à 45° et d'une circulaire gauche $\delta = -\frac{\pi}{2}$ et donc $\sin(\delta) < 0$) est résumé sur la figure 185 ci-dessous.

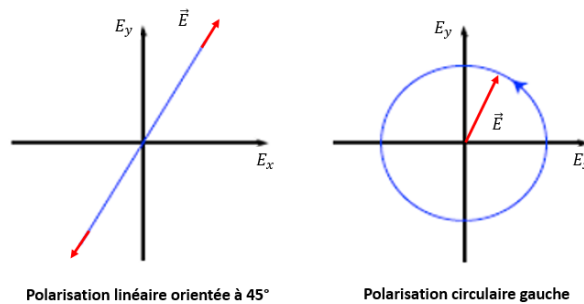


Figure 185 : Exemple de polarisation linéaire et circulaire gauche. [99]

La figure 185, nous apprend plusieurs choses :

- Premièrement, il y a plusieurs orientations pour une polarisation rectiligne (de la même manière qu'une elliptique). L'angle dépend de la valeur du ratio : $\tan\left(\frac{E_p}{E_s}\right)$. Il se peut également qu'une des deux composantes soit nulle comme sur l'exemple de figure 181 ou E_p est nulle.
- Deuxièmement, nous pouvons voir que le déphasage peut être lié à différents états de polarisation et que le signe du sinus correspond à une valeur de déphasage précise.

En s'aidant des différentes polarisations définies ci-dessus et en étudiant la fonction sinus et en respectant les conventions de LCDMaster, nous pouvons aboutir aux tableaux de la figure 186 et figure 187 ci-dessous :

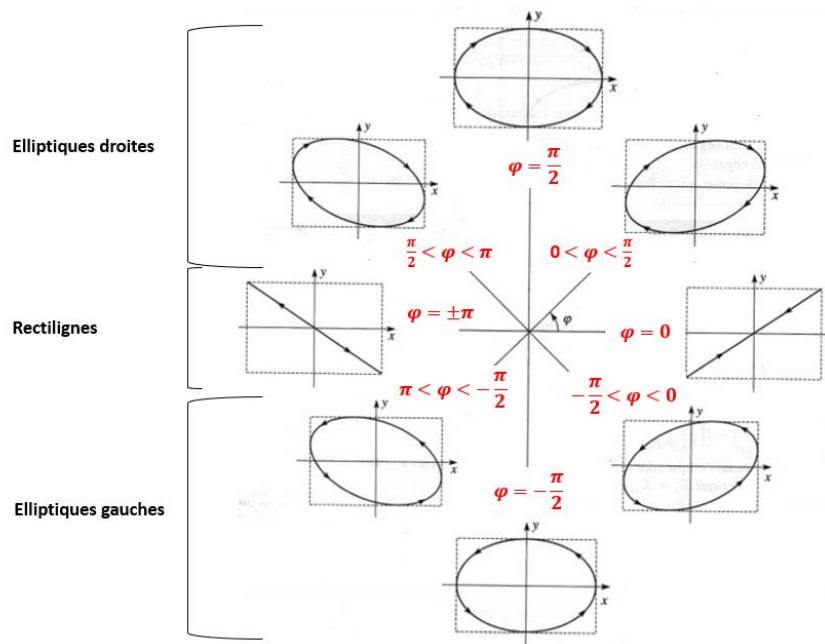


Figure 186 : Résumé des polarisations elliptiques et linéaires et leurs déphasages correspondants [105]

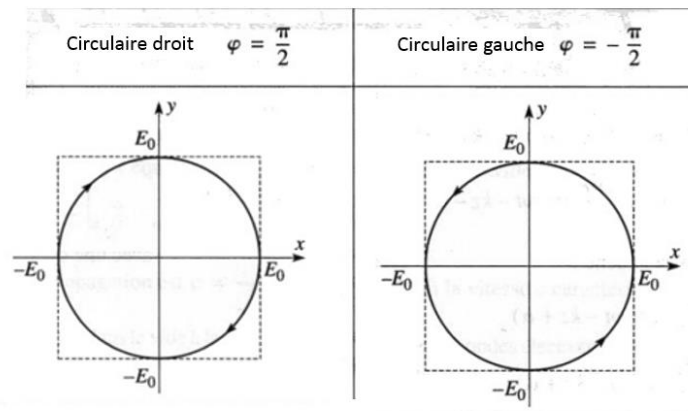


Figure 187 : Résumé des polarisations circulaires gauches et droites [105]

La figure 186 et la figure 187 résument donc les équivalences entre polarisation et déphasage lorsque celui-ci est compris entre $-\pi$ et π modulo 2π . Ces représentations graphiques correspondent au cas particulier où $\sin(\delta)$ est positif ou négatif.

En analysant les polarisations elliptiques gauches et droites, nous pouvons observer qu'un changement d'orientation de l'ellipse (angle ψ) est lié à un changement de phase. Plus précisément, une certaine plage de valeur du déphasage correspond à une orientation et une forme précise de l'ellipse. Cela confirme que les paramètres ψ et ε peuvent servir à analyser l'évolution du déphasage et des amplitudes dans le cas d'un SLM.

Plus généralement, la représentation de la figure 186 et la figure 187 nous permet de relier le déphasage et la polarisation et inversement. Cette table de polarisation et de déphasage est très utile dans le cas d'un SLM à CL. Un SLM modifie la polarisation en fonction du temps et de la tension et peut agir directement sur le déphasage ou sur la polarisation.

Grâce à ce tableau, il est possible d'expliquer comment le SLM agit sur le déphasage et la polarisation pour toutes les valeurs de tensions et du temps.

Conclusion :

Nous avons défini ce qu'est la polarisation de la lumière ainsi que l'ellipse de polarisation qui nous sera utile pour l'étude de la propagation de la lumière dans les cellules LCD. Nous avons également vu que la polarisation elliptique est le cas le plus général pour une lumière polarisée et qu'il existait d'autres types de polarisation (linéaire et circulaire).

Une ellipse s'étudie grâce à deux paramètres, l'angle ψ qui dans le cas d'un SLM indique un changement de déphasage et/ou une modification de l'amplitude de E_p et E_s . L'ellipticité « e » donne indication sur le type de polarisation et indirectement sur le déphasage grâce à la figure 186 et la figure 187.

En effet sous LCDMaster, nous pouvons mesurer tous les paramètres comme ψ et ϵ , ainsi que l'ellipse de polarisation et nous aurons donc accès aux valeurs de E_p et E_s pour des valeurs de tension ou de temps données. Nous pouvons également obtenir $E_{p'}$ et $E_{s'}$ pour une valeur de tension ou de temps différentes. Par la suite, nous allons passer en revue un second moyen d'étudier l'évolution de la lumière dans un SLM à cristaux liquides, il s'agit de la sphère de Poincaré.

2. Formalisme de Stokes et sphère de Poincaré

2.1. Paramètres de Stokes

La description de la lumière en termes d'onde électromagnétique avec une amplitude et une phase permet de se représenter l'évolution de l'onde dans l'espace. Cependant, l'amplitude de l'onde lumineuse n'est pas directement mesurable, contrairement à l'intensité du faisceau. Celle-ci étant la moyenne temporelle du carré de l'amplitude. L'obtention de l'amplitude ou de l'intensité ne posera pas de problème en simulation, mais peut poser problème dans un cas réel. Tout ce formalisme étant utilisé dans LCDMaster et nous est utile pour extraire les résultats électro-optiques.

En multipliant l'équation (5.3) par $4E_p^2 E_s^2$ et en prenant la valeur moyenne, symbolisée par : « $\langle \dots \rangle$ », on obtient l'équation suivante [99] :

$$4E_p^2 \langle E_s^2(0, t) \rangle + 4E_s^2 \langle E_p^2(0, t) \rangle - 8E_p E_s \langle E_p(0, t) E_s(0, t) \rangle \cos(\delta) = (2E_p E_s \sin(\delta))^2 \quad (5.12)$$

Les différents termes de l'équation correspondent respectivement à :

$$\langle E_p^2(0, t) \rangle = \frac{1}{2} E_p^2 \quad (5.13)$$

$$\langle E_s^2(0, t) \rangle = \frac{1}{2} E_s^2 \quad (5.14)$$

$$\langle E_p(0, t)E_s(0, t) \rangle = \frac{1}{2}E_pE_s \cos(\delta) \quad (5.15)$$

L'équation (5.10) devient donc [99] :

$$2E_p^2E_s^2 + 2E_p^2E_s^2 - (2E_pE_s \cos(\delta))^2 = (2E_pE_s \sin(\delta))^2 \quad (5.16)$$

En rajoutant le terme : $E_p^4 + E_s^4 - (E_p^4 + E_s^4)$ dans le membre de gauche, nous obtenons l'équation suivante :

$$(E_p^2 + E_s^2)^2 - (E_p^2 - E_s^2)^2 - (2E_pE_s \cos(\delta))^2 = (2E_pE_s \sin(\delta))^2 \quad (5.17)$$

À partir de cette équation, les paramètres de Stokes d'une onde plane sont couramment définis par les termes :

$$\begin{cases} s_0 = E_p^2 + E_s^2 \\ s_1 = E_p^2 - E_s^2 \\ s_2 = 2E_pE_s \cos(\delta) \\ s_3 = 2E_pE_s \sin(\delta) \end{cases} = \begin{cases} I_0 + I_{90} \\ I_0 - I_{90} \\ I_{45} - I_{135} \\ I_g - I_d \end{cases} \quad (5.18)$$

Les équations (5.16) représentent un vecteur appelé vecteur de Stokes [99]. Il permet de représenter complètement l'état de polarisation d'une onde plane monochromatique.

Ce vecteur permet de lier cet état à des grandeurs mesurables que sont les intensités I_0 , I_{45} , I_{90} , I_{135} , I_g , et I_d . Chacune de ces intensités correspond à la mesure d'un capteur photosensible placé derrière un polariseur linéaire orienté à 0° , 45° , 90° , et 135° et pour I_0 , I_{45} , I_{90} , I_{135} , et derrière un polariseur circulaire gauche et circulaire droit respectivement pour I_g , et I_d .

- s_0 représente l'intensité totale de l'onde ;
- s_1 représente la proportion de polarisation linéaire horizontale ou verticale ;
- s_2 représente la proportion de polarisation linéaire à $+45^\circ$ ou -45° ;
- s_3 représente la polarisation circulaire droite ou gauche.

Les vecteurs de Stokes sont souvent normalisés par rapport à la composante s_0 . Six vecteurs représentant des états de polarisation remarquables peuvent ainsi être exprimés de la façon suivante :

$$\{\mathbf{S}_0 \quad \mathbf{S}_{90} \quad \mathbf{S}_{45} \quad \mathbf{S}_{135} \quad \mathbf{S}_d \quad \mathbf{S}_g\} = \left\{ \begin{pmatrix} 1 \\ 1 \\ 0 \\ 0 \end{pmatrix}, \begin{pmatrix} 1 \\ -1 \\ 0 \\ 0 \end{pmatrix}, \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \\ 1 \\ 0 \end{pmatrix}, \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \\ -1 \\ 0 \end{pmatrix}, \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \\ 0 \\ 1 \end{pmatrix}, \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \\ 0 \\ -1 \end{pmatrix} \right\} \quad (5.19)$$

Dans l'ensemble de vecteur (5.17), nous avons :

- \mathbf{S}_0 qui représente une polarisation linéaire parallèle à l'axe de référence angulaire.
- \mathbf{S}_{90} une polarisation linéaire orthogonale à ce même axe.

- S_{45} et S_{135} des polarisations linéaires respectivement à $+45^\circ$ et $+135^\circ$ de l'axe de référence.
- S_d et S_g respectivement les états de polarisation circulaire droite et circulaire gauche.

Enfin, nous pouvons noter que :

$$s_0^2 = s_1^2 + s_2^2 + s_3^2 \quad (5.20)$$

Cette équation est vraie uniquement pour une lumière polarisée, ce qui est toujours le cas dans les analyses de simulation et pour les caractérisations électro-optiques des cellules LCD.

Enfin, mentionnons que les paramètres ψ et ε de l'ellipse de polarisation que nous avons défini dans la partie précédente s'expriment en fonction des paramètres de Stokes de la manière suivante :

$$\tan(2\psi) = \frac{s_2}{s_1} \quad \text{Avec } 0 \leq \psi < \pi \quad (5.21)$$

$$\sin(2\varepsilon) = \frac{s_3}{\sqrt{s_1^2 + s_2^2 + s_3^2}} = \frac{s_3}{s_0} \quad \text{Avec } -\frac{\pi}{4} \leq \varepsilon \leq \frac{\pi}{4} \quad (5.22)$$

Avec ψ l'angle azimutal de l'ellipse, et ε son ellipticité.

Nous avons introduit les paramètres de Stokes ainsi que leur interprétation physique. Nous avons également relié les paramètres de l'ellipse de polarisation avec les paramètres de Stokes. Nous allons voir par la suite une représentation graphique de ces paramètres qui nous aiderons à analyser la propagation d'une lumière polarisée dans un SLM.

2.2. Sphère de Poincaré

Les équations (5.19) et (5.20), peuvent être réécrites par [101] :

$$\begin{cases} s_1 = s_0 \cos(2\varepsilon) \cos(2\psi) \\ s_2 = s_0 \cos(2\varepsilon) \sin(2\psi) \\ s_3 = s_0 \sin(2\varepsilon) \end{cases} \quad (5.23)$$

Nous reconnaissons ici un système de coordonnées sphérique. Ces paramètres peuvent donc être représentés sur une sphère. Soit un point P représentant un état de polarisation de la lumière, lorsque l'on trace sa représentation graphique, nous obtenons le graphe de la figure 188 ci-dessous. La sphère de Poincaré peut également être utilisée sous LCDMaster, elle a été utilisée pour l'analyse de la configuration IPS-VA.

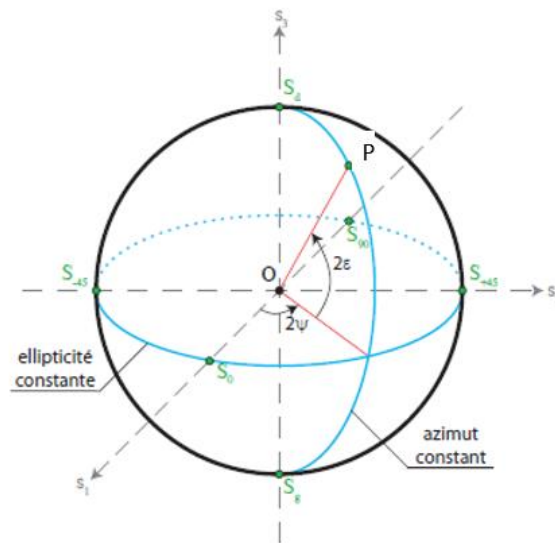


Figure 188 : Localisation d'un état de polarisation P d'azimut ψ et d'ellipticité ε sur la sphère de Poincaré [99]

Les différents états de polarisation peuvent donc être représentés de manière géométrique, sur une sphère appelée « sphère de Poincaré », présentée sur la figure 188.

- 2ψ (angle azimutale) représente la longitude d'un état de polarisation P ;
- 2ε (angle d'ellipticité) représente la latitude d'un état de polarisation P.

En coordonnées sphériques, un état de polarisation est repéré par l'angle azimutal ψ et l'ellipticité. Celui-ci est associé à un rayon unitaire représentant l'intensité totale normée du faisceau lumineux. Nous pouvons également observer sur la figure 188 qu'il est indiqué une zone où l'ellipticité est constante et une autre où l'azimut est constant.

D'après le livre de Bruneau Wynclé - « Représentation des états de polarisation des ondes lumineuses » et en se basant sur les coordonnées de la figure 188, il a été démontré mathématiquement [101] que lorsque qu'une polarisation elliptique possède un azimut (ψ) constant, son évolution suit un méridien (cercle de centre O passant par les pôles) de la sphère. À l'inverse lorsqu'une polarisation elliptique possède une ellipticité constante, son évolution suit un parallèle (cercle de centre O parallèle à l'équateur) de la sphère. Si les deux paramètres varient, la polarisation peut évoluer n'importe où sur la sphère.

En coordonnées cartésiennes, un état de polarisation est repéré par les composantes s_1 , s_2 , et s_3 issues du vecteur de Stokes. Ces coordonnées sont placées dans le repère orthonormé $(O, \vec{s}_1, \vec{s}_2, \vec{s}_3)$.

- L'axe s_1 représente les composantes polarisées linéairement et contient la polarisation horizontale et verticale ;
- L'axe s_2 représente les composantes polarisées linéairement à $+45^\circ$ et à -45° ;
- L'axe s_3 représente les composantes polarisées circulairement droite et gauche.

Avec ce système d'axe, nous pouvons donc décrire les différents points placés sur la sphère.

- s_0 = polarisation horizontale ;
- s_{90} = polarisation verticale (polarisation linéaire avec un angle de 90°) ;
- s_{45} = polarisation linéaire avec un angle de 45° (placé à $2 \cdot 45^\circ$) ;

- s_{-45} = polarisation linéaire avec un angle de -45° (placé à $-2 \cdot 45^\circ$).

En respectant les conventions de l'observateur placé au niveau de la source, nous avons également :

- s_d = polarisation circulaire droite ;
- s_g = polarisation circulaire gauche.

Dans le cas contraire, les positions de s_d et s_g auraient été inversées.

De manières plus générales en se basant sur la convention choisie, les équations (5.5), (5.6), (5.19), (5.20) et (5.21) ainsi que sur les définitions de chaque état de polarisation nous pouvons en déduire que :

- L'équateur représente l'ensemble des polarisations linéaires pures, sans composante circulaire.
- Les pôles représentent respectivement pour le pôle nord l'état de polarisation circulaire droit, et pour le pôle sud l'état de polarisation circulaire gauche.
- Chaque hémisphère représente les polarisations elliptiques gauches pour le sud et droit pour le nord.

Une découpe de la sphère en méridiens et parallèles fait ressortir les ensembles d'états de polarisation respectivement à angle azimutal constant et à ellipticité constante.

La représentation graphique de la figure 189 ci-dessous résume les explications précédentes :

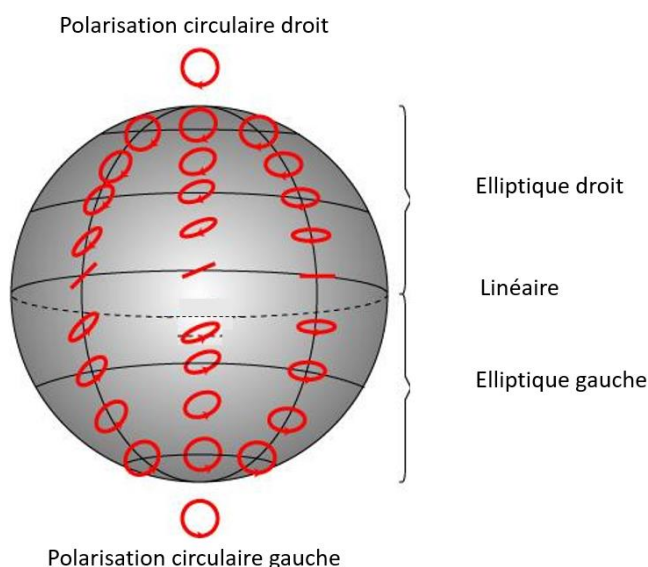


Figure 189 : Localisation des différentes polarisations sur la sphère de Poincaré [106]

La figure 189 représente tous les états de polarisation existants et détaillés dans la partie 1. Ces états de polarisation sont tous résumés dans un système de coordonnées sphériques. Nous retrouvons les états particuliers indiqués dans le paragraphe précédent et représentés sur la figure 188.

Comme nous l'avons indiqué, la polarisation elliptique est le cas le plus courant lorsque la lumière est polarisée. C'est donc ici la polarisation la plus majoritairement présente sur la sphère. Cependant, nous pouvons observer sur les méridiens, plusieurs polarisations elliptiques ayant toutes des azimuts différents.

Dans la partie précédente, nous avons vu graphiquement et mathématiquement que le déphasage est lié à l'orientation des ellipses de polarisation (angle ψ). Lors de l'analyse de la lumière émergente d'un SLM, l'évolution de l'amplitude et de la phase va affecter la polarisation.

Concernant l'amplitude, nous avons défini le paramètre s_0 qui dépend de l'intensité lumineuse et donc des amplitudes des deux composantes orthogonales du champ électrique de la lumière. Nous avons également vu que tous les autres paramètres de Stokes sont normalisés par s_0 . Ce qui sera également le cas dans LCDMaster. Les valeurs d'amplitudes lors de l'utilisation de la sphère de Poincaré sont donc comprises entre 0 et 1.

Quant au déphasage il faut revenir à sa définition. Le déphasage correspond à la différence de phase entre les deux composantes orthogonales du champ électrique d'une onde lumineuse. Nous avons également vu qu'une polarisation de 0° et de 180° correspond à une polarisation linéaire. De plus l'axe s_1 , représente les polarisations linéaires.

Dans le cas général d'une polarisation elliptique, le déphasage est quelconque. Ce qui nous intéresse c'est l'évolution de la polarisation ainsi que du déphasage en fonction du temps ou de la tension. Dans un premier temps, il faut s'aider de la figure 186 et de la figure 187. Nous remarquons ainsi que le déphasage va passer par des zones remarquables de la sphère (pôles, équateurs) mais le déphasage évolue également en fonction du temps ou de la tension.

Il a été démontré que le déphasage dépend également de l'ellipticité (angle ε) et qu'elle s'exprime à partir d'un système d'axe initial fixe [101]. Dans ce cas, il s'agit des axes S et P correspondant à deux polarisations linéaires horizontale et verticale, car les axes sont à 90° l'un de l'autre. Pour une polarisation elliptique P, d'ellipticité ε et d'azimut ψ de déphasage φ se représente graphiquement par :

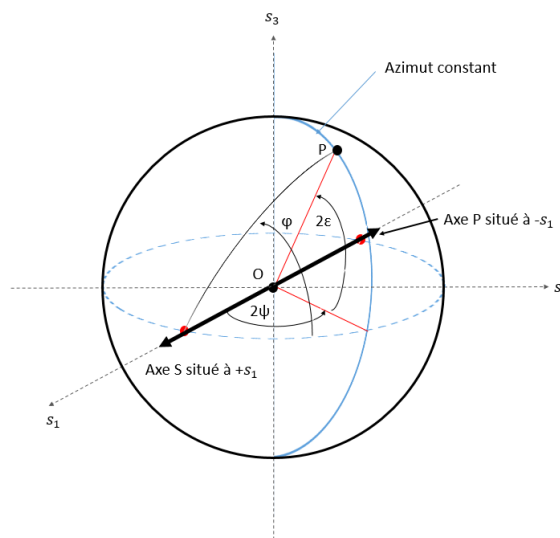


Figure 190 : Représentation graphique sur la sphère de Poincaré du déphasage ϕ à un instant donné d'une polarisation P d'ellipticité ε et d'azimut ψ

La figure 190 représente le déphasage à un instant donné (dans notre cas une tension ou un temps donné) d'une polarisation elliptique. Dans ce cas précis, le déphasage s'exprime par l'angle entre l'équateur et le point P. Cette représentation correspond à la figure 186 et la figure 187 car lorsque la polarisation redevient rectiligne horizontale, le déphasage redevient nul. À l'inverse, lorsque la polarisation arrive sur l'axe P, le déphasage passe à 180° . De plus, nous retrouvons également le cas intermédiaire où lorsque P est sur le pôle nord, le déphasage vaut 90° .

Nous avons abordé l'origine et comment l'état de polarisation est représenté sur la sphère de Poincaré. De plus, nous avons vu qu'elle permet également d'obtenir le déphasage d'une onde lumineuse. Dans la partie suivante, nous allons aborder une utilisation pratique de la sphère de Poincaré lorsque nous utilisons des polariseurs et des matériaux biréfringents. Cela nous donnera des indications sur comment se comporte l'état de polarisation sur la sphère lors des études de cellules à cristaux liquides.

2.3. Utilisation de la sphère de Poincaré dans un système optique {polariseur + matériau biréfringent} et/ou analyseur

Dans cette partie, nous allons passer en revue les différents comportements de la polarisation ainsi que du déphasage sur la sphère de Poincaré grâce à différents montages optiques présentant des similitudes avec des SLM à CL. Cela nous permettra de simplifier l'analyse des résultats en déphasage ou en polarisation lorsque nous serons confrontés à des comportements similaires.

Avec un SLM, il est possible d'agir directement sur la polarisation ou la phase à partir d'une polarisation linéaire. Nous allons donc commencer par décrire l'effet d'une polarisation linéaire sur la sphère de Poincaré [101].

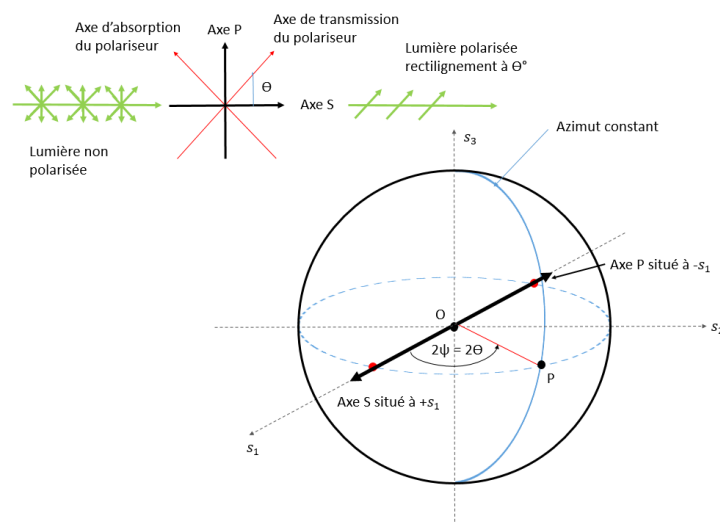


Figure 191 : Représentation d'une polarisation linéaire d'orientation Θ sur la sphère de Poincaré

La figure 191 est la représentation d'une lumière polarisée rectilignement sur la sphère de Poincaré. Le repère SP représente les axes fixes du laboratoire.

L'orientation de l'axe de transmission du polariseur (nommée ici Θ) correspond à l'azimut de la polarisation. L'ellipticité est ici nulle car la polarisation n'est pas elliptique (uniquement la vibration parallèle à l'axe s n'est pas filtrée).

Par définition de la sphère de Poincaré, la position de la polarisation correspond au double de l'azimut et de l'ellipticité. Nous avons donc une polarisation qui se situe à 2Θ . Nous allons maintenant analyser le comportement du déphasage en présence d'une lame déphasante.

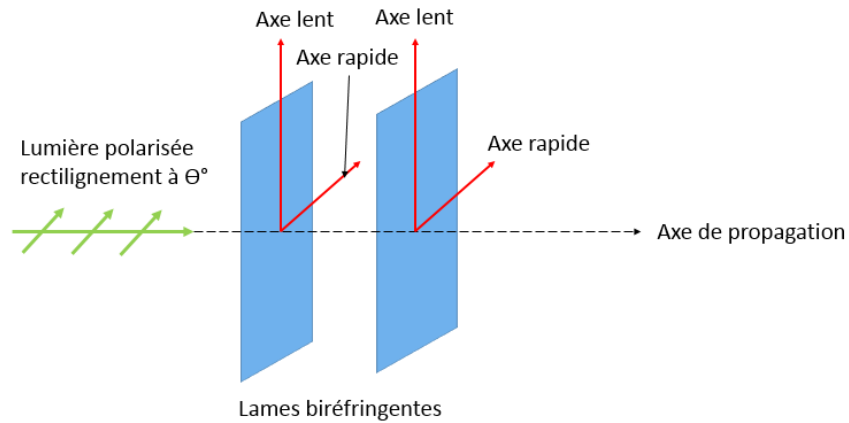


Figure 192 : Schéma indiquant la propagation d'une lumière polarisée rectilignement à Θ° à travers 2 lames biréfringentes

La figure 192 représente le trajet d'une lumière polarisée rectilignement à Θ° passant par deux lames biréfringentes. Les lames biréfringentes sont des matériaux biréfringents dont le comportement se rapproche le plus d'une couche de cristal liquide. Leur anisotropie optique leur permet d'avoir deux indices privilégiés (ordinaire et extraordinaire).

Pour rappel, dans le chapitre 1, nous avons vu que l'axe lent (respectivement rapide) correspond à l'indice extraordinaire (respectivement ordinaire). La différence de vitesse des deux composantes du champ électrique de la lumière incidente génère une différence de phase.

Par la suite, nous allons analyser sur la sphère de Poincaré l'évolution du déphasage lorsque la lumière traverse ces deux lames biréfringentes.

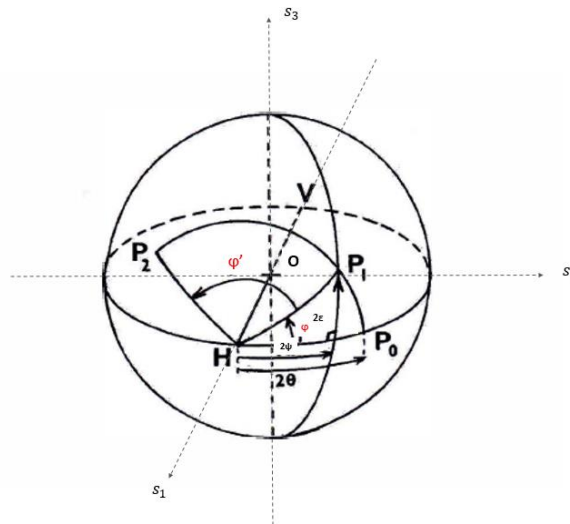


Figure 193 : Évolution d'une polarisation linéaire avant un angle de Θ° sur la sphère de Poincaré lorsque la lumière traverse deux lames biréfringentes [101]

La figure 193, représente donc l'évolution du point de polarisation « P_0 » correspondant à la polarisation rectiligne d'angle Θ° initial. Les axes neutres de la lame biréfringente peuvent être représentés par l'axe OH pour l'axe rapide (respectivement OV pour l'axe lent). En effet comme il s'agit d'un repère fixe, l'évolution du champ E de la lumière incidente va se faire à partir de cette base. De plus comme représentée sur la figure 192, la lumière incidente est parallèle à l'axe rapide, mais le raisonnement serait le même si la lumière était parallèle à l'axe lent, mais le déphasage se fera dans l'autre sens [101].

Le passage de la lumière à travers la première lame est schématisé par l'évolution de P_0 à P_1 . La lumière étant parallèle à l'axe rapide, le déphasage accumulé φ se mesure entre (HP_0) et (HP_1) . Grâce à ce déphasage, la polarisation devient elliptique d'ellipticité ε et d'azimut ψ . Nous nous retrouvons également dans le cas de la figure 190.

De la même manière pour la deuxième lame. Le premier résultat se généralise au cas d'un faisceau lumineux incident polarisé elliptiquement, représenté par le point P_1 . L'action de la lame biréfringente introduisant un déphasage φ' , entre les deux composantes orthogonales d'un faisceau incident de polarisation P_1 , est représenté par une rotation d'angle φ' autour de l'axe HV dans le sens positif, amenant le point P_1 au point P_2 représentant l'état de polarisation du faisceau transmis par la deuxième lame biréfringente.

Généralement dans les SLM à CL nématiques, le but est d'obtenir une polarisation spécifique (circulaire ou rectiligne). Par exemple dans les SLM à CL nématiques pour la modulation d'amplitude, il est nécessaire d'avoir une polarisation rectiligne en sortie.

De plus, nous verrons dans l'annexe 2 que les molécules et donc leurs axes neutres ne sont pas alignés en fonction d'un repère fixe. Résumons ce dernier cas particulier sur le schéma ci-dessous :

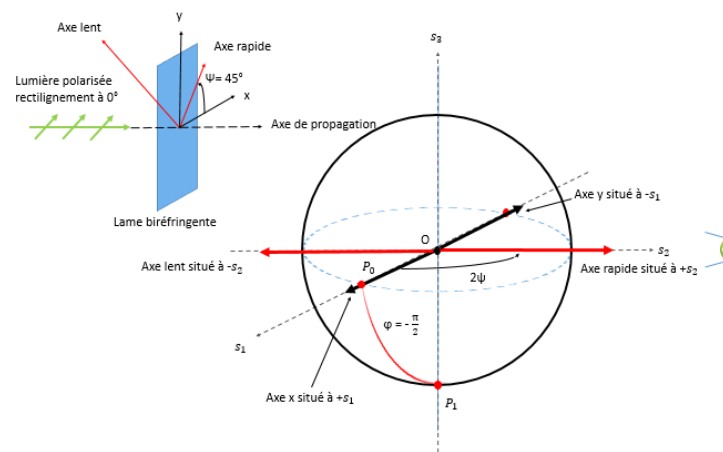


Figure 194 : Évolution de la polarisation à partir d'une lame biréfringente lorsque les axes neutres possèdent une orientation différente des axes du laboratoire

La figure 194, représente l'évolution d'une polarisation linéaire à travers une lame biréfringente lorsque ces axes neutres ne correspondent pas au repère fixe du laboratoire. Le choix d'une orientation des axes à 45° est un cas particulier [26] qui nous permettra de comprendre comment analyser le déphasage sur la sphère de Poincaré.

Au départ, la polarisation de la lumière incidente est parallèle à l'axe x de la lame correspondant à l'axe s_1 , la polarisation est représentée par le point P_0 . Les axes neutres sont donc placés sur l'axe s_2 . Le déphasage se définit comme différence de phase entre le champ se propageant sur l'axe lent et le champ se propageant sur l'axe rapide. Géométriquement, un observateur (représenté par l'œil) qui observe l'axe rapide voit le déphasage évoluer dans le sens trigonométrique [101].

De la même manière que précédemment, la polarisation « tourne » autour des axes neutres et démarre de la polarisation initiale P_0 . Le trajet de la polarisation vers son nouvel état correspond au déphasage. La polarisation tourne donc dans le sens trigonométrique et évolue jusqu'au point P_1 . Dans ce cas particulier l'exemple d'une lame quart d'onde, le déphasage a évolué de $\frac{\pi}{2}$. Le choix du déphasage d'une lame peut se faire en contrôlant son épaisseur et en choisissant l'angle d'orientation de ces axes neutres [39].

Notons également que le rôle des axes rapide et lent peut être inversé. Si l'axe lent avait été à la place de l'axe rapide, l'utilisateur se serait placé au niveau de $-s_2$ et il aurait vu la polarisation tourner dans le sens horaire de P_0 à P_1 [101].

À partir des exemples que nous avons abordés sur les figures 190, 191, 193 et 194, nous pouvons citer plusieurs règles [24][97].

- Une polarisation de n'importe quel type (qui est généré via un polariseur) peut être représentée sur la sphère de Poincaré ;
- Une lame biréfringente peut être représentée par ses axes neutres et le déphasage qu'elle génère peut-être représentée par le trajet qu'effectue la polarisation ;
- Les axes neutres peuvent ne pas être sur le repère fixe du laboratoire (axe s_1). De même pour la polarisation qui peut ne pas être sur un des axes neutres.

Pour résumer, lorsque nous utilisons une lame biréfringente, il faut repérer l'axe neutre qui possède ou non un angle avec l'axe horizontal du laboratoire (par exemple l'axe rapide).

Si l'axe ne possède pas d'angle avec l'axe horizontal du laboratoire, le déphasage se mesure à partir du plan équatorial. Dans le cas contraire, il se mesure à partir du point où se situe la polarisation initiale.

Lorsque nous plaçons la polarisation incidente à lame biréfringente, son trajet d'un point A à un point B se représente généralement par une portion de cercle ou d'ellipse autour de l'axe neutre de la lame considérée. Par exemple l'axe rapide ou le trajet est dans le sens trigonométrique du point de vue l'observateur (respectivement horaire pour l'axe lent du point de vue de l'observateur).

Nous avons abordé comment analyser le déphasage avec une sphère de Poincaré ainsi que différents exemples classiques. Grâce aux règles que nous avons pu en déduire, nous sommes capables de comprendre le comportement de la polarisation sur la sphère de Poincaré et d'en déduire le déphasage pour une lame biréfringente. Il reste donc un dernier comportement à analyser, il s'agit du comportement de la polarisation en présence d'un polariseur de sortie (analyseur) qui est utilisé pour les SLM à modulation d'amplitude.

Le cas de l'analyseur est très simple. Dans le cas d'un polariseur linéaire en sortie d'un système, la lumière incidente possédant une polarisation P traversant l'analyseur voit sa polarisation revenir sur l'équateur. Cette nouvelle polarisation que l'on nomme Q sera de nouveau linéaire d'angle θ_a (qui est représenté par l'azimut $2\theta_a$) sur la sphère. Le raisonnement peut se généraliser à d'autres types d'analyseurs (circulaire, elliptique). La polarisation sera juste ailleurs sur la sphère de Poincaré.

Dans le cadre de l'étude d'un SLM à modulation d'amplitude, la lumière sera étudiée à la sortie du SLM et de l'analyseur. Cela signifie qu'un observateur trouvera dans tous les cas une polarisation au point A. À moins d'étudier le SLM au niveau d'une n-ième couche de CL, la sphère de Poincaré à un intérêt limité en modulation d'amplitude.

Cependant, en modulation de phase pure, lorsque le polariseur de sortie n'est pas présent, la sphère de Poincaré présente plus d'intérêt. Car, nous pouvons observer le trajet de la polarisation et donc du déphasage et le mesurer directement lorsque c'est possible.

En effet, dans l'exemple de la figure 194 dans le cas où le SLM se comporte comme une lame à retard/avance de phase, le déphasage se mesure très facilement en mesurant la distance parcourue entre la polarisation de départ et la polarisation d'arrivée sur le méridien. Dans l'exemple de la figure 194, un quart de tour correspond à un déphasage précis.

3. Conclusion de l'annexe

Dans cette annexe 1, nous avons rappelé les bases de la polarisation de la lumière ainsi que la convention utilisée dans LCDMaster. Ce que nous pouvons en déduire, c'est qu'il y a un bien une dépendance entre déphasages et la polarisation. Pour modifier la polarisation, nous avons vu qu'il est possible d'agir soit sur les amplitudes du champ électrique de la lumière incidente, soit sur le déphasage pour modifier la forme de la polarisation (elliptiques, circulaires ou linéaires). De plus, il existe une table permettant de relier la valeur et le signe du déphasage à un type de polarisation bien précise.

La sphère de Poincaré quant à elle est un outil permettant de représenter l'ensemble des états polarisés de la lumière traversant un milieu. Nous avons également mis en évidence que la sphère de Poincaré dépend des paramètres de l'ellipse de polarisation comme son azimut ou son ellipticité. Dans les différents exemples qui ont été abordés, nous avons vu que la sphère de Poincaré est un très bon outil pour mesurer le déphasage, mais qu'elle ne donne aucune information en modulation d'amplitude. Enfin, la mesure du déphasage est simplifiée lorsque le SLM se comporte comme une lame à retard de phase, car la mesure d'un méridien peut donner le déphasage. À l'inverse, la mesure du déphasage peut s'avérer plus complexe lorsque la polarisation n'évolue pas selon un méridien.

Le choix d'utiliser la sphère de Poincaré ou directement les ellipses de polarisation qui sont deux méthodes d'analyses complémentaires dépendra de la complexité du problème étudié.

Sous LCDmaster, nous pourrions représenter l'évolution de la polarisation sur cette sphère pour chaque valeur de tension ou de temps en fonction du régime choisi. Cela permettra d'observer l'évolution de l'état de polarisation et donc de la lumière en fonction du mouvement des cristaux liquides.

Maintenant que nous avons mis en place les outils d'analyse de la polarisation de la lumière, dans l'annexe suivante, nous allons décrire comment se comporte la lumière dans une couche de cristaux liquides qui est plus complexe qu'une lame biréfringente.

Références

- [24] V. Carrat, « Correction dynamique d'un SLM pour une holographie de haute fidélité. Réalisation d'un MOT-2D pour l'application de modes de Laguerre-Gauss », Université Paris Sud-Paris XI, 2012.
- [39] F. Treussart, « Cours optique anisotrope ENS CACHAN ». 2008.
- [98] « Edmunds Optics », *Introduction to Polarization*. [En ligne]. Disponible sur: <https://www.edmundoptics.fr/resources/application-notes/optics/introduction-to-polarization/>.
- [99] L. Gendre, « Conception et réalisation d'un polarimètre de Stokes haute cadence à division temporelle utilisant un unique modulateur à cristaux liquides ferroélectriques pour moduler la polarisation. », Université de Haute Alsace, Mulhouse, France, 2011.
- [100] J. Seigne, « Polarisation des ondes lumineuses », Lycée Clémenceau Nantes.
- [101] F. Brehat et B. Wyncke, *Représentation des états de polarisation des ondes lumineuses*. Paris: Publibook, 2003.
- [102] « Polarisation circulaire », *Wikipédia*. .
- [103] L. Rossi, « La polarisation », *SESP (Sciences pour Exoplanètes et Systèmes Planétaires)-La Polarisation*, 09-févr-2018. .

- [104] « Ellipse de polarisation », *Ressources naturelles Canada*. [En ligne]. Disponible sur:
<http://www.rncan.gc.ca/sciences-terre/geomatique/imagerie-satellitaire-photos-aeriennes/imagerie-satellitaire-produits/ressources-educatives/9576>.
- [105] O. Granier, « La polarisation de la lumière - Cours PC* ».
- [106] « POINCARÉ SPHERE », *Fiber optics 4 sale blog*, 22-juin-2018. .

Annexe 2 : Propagation de la lumière dans une cellule à cristaux liquides et analyse du déphasage et de la polarisation sous LCDMaster

Pour rappel, nous avons indiqué au chapitre 2 que la technologie IPS peut s'utiliser avec 3 alignements différents de cristaux liquides (TN, VA ou HA). Ces alignements sont constitués de couches inhomogènes de cristaux liquides. Notre étude consiste entre autres à comprendre le fonctionnement de ce type de cellule en modulation d'amplitude et en modulation de phase.

Dans le cas d'une modulation d'amplitude, d'après la littérature et les articles détaillant le fonctionnement de la technologie IPS [26][52][68], lorsque la tension d'adressage est suffisamment élevée et uniquement dans la zone interélectrode, il y a toujours une approximation qui est faite en ramenant la cellule IPS à une seule lame biréfringente lorsque l'on néglige les parties twistées. Grâce à cette approximation, il est possible d'obtenir la transmittance en fonction de la tension ou d'autres paramètres de la cellule facilement, ce qui permet une analyse rapide.

En modulation de phase, nous ne pouvons plus faire d'approximation. À cause de l'inhomogénéité de certains alignements de molécules, le comportement de celles-ci ne peut être approximé à un élément optique simple. De plus, il faudra prendre en compte les mouvements de twist apparaissant sur les bords.

1. Propagation de la lumière dans une couche de cristaux liquides

Pour analyser la propagation de la lumière dans la technologie IPS, la méthode est de subdiviser la cellule en plusieurs lames biréfringentes élémentaires en calculant la propagation de la lumière grâce aux matrices de Jones [26]. Cette méthode est appliquée à la base pour des cellules TN traditionnelles et s'applique aussi à la technologie IPS [26][107].

La méthode se résume sur la figure 195 ci-dessous :

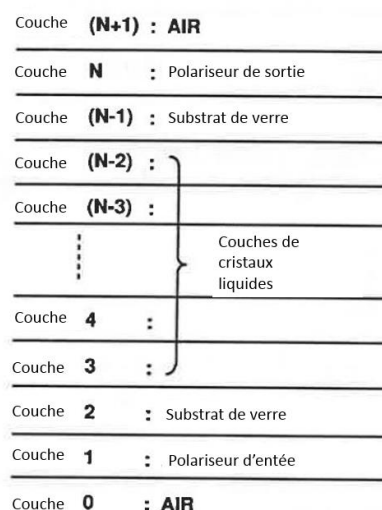


Figure 195 : Subdivision d'une cellule à cristaux liquides en plusieurs couches élémentaires [107]

La figure 195, montre un ensemble composé de polariseurs, de substrats et d'une couche de cristaux liquides. Le SLM se trouve dans l'air. Grâce aux matrices de Jones, nous pouvons calculer les

différentes propriétés de la lumière comme le déphasage, l'intensité lumineuse (et donc la transmittance) ainsi que la polarisation [26].

Pour obtenir ces différents paramètres dans un milieu complexe comme les cristaux liquides, il faut subdiviser l'ensemble du SLM (couches de cristaux liquides et couches autour du CL en une succession de N couches élémentaires). Chaque couche élémentaire peut être modélisée par une lame biréfringente pour la partie CL ou un matériau isotrope pour l'air ou le verre dont la matrice de Jones respective est connue. Enfin pour obtenir le comportement de la lumière en sortie de l'ensemble, le produit de N matrices est effectué.

2. Analyse de la sphère de Poincaré sous LCDMaster

C'est la méthode utilisée dans les outils de simulations numériques en particulier dans LCDMaster avec les méthodes des éléments finies. Le choix de N dépendra de l'alignement initial des CL, des types de CL choisie ou de la topologie de la cellule.

De la même manière, il est possible de faire la même chose de manière graphique en utilisant la sphère de Poincaré. Des études détaillées ont même été faites sur la propagation dans les milieux homogènes et twistés [108][109].

L'analyse d'une succession de couche élémentaire peut être représentée sur la sphère de Poincaré de la manière suivante :

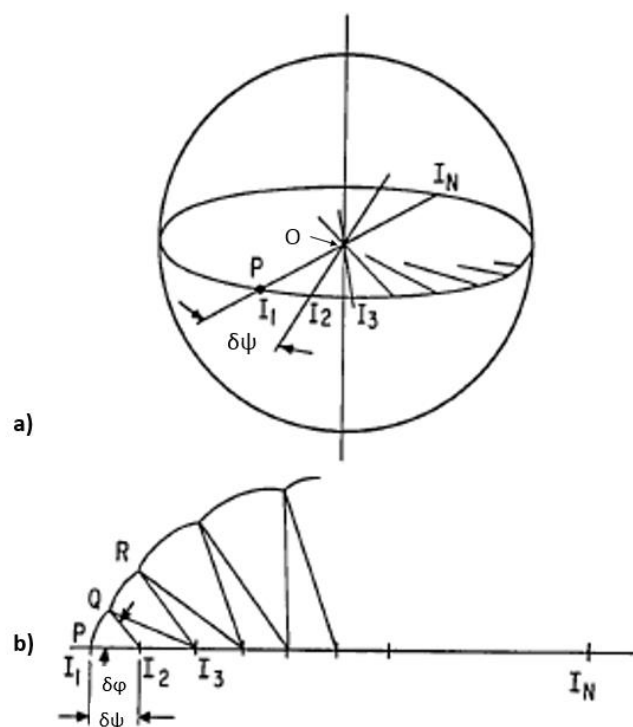


Figure 196 : Évolution sur la sphère de Poincaré d'une polarisation linéaire à travers une succession de N couches de lame biréfringentes [109]

La figure 196a est une représentation simplifiée de la sphère de Poincaré représentant l'évolution d'une polarisation linéaire P dans une succession de N lames biréfringentes à la base pour une cellule TN [109], mais généralisable à n'importe quel type de cellule à CL.

La figure 196b est une projection du plan équatorial de la sphère de Poincaré dans le but d'observer l'évolution des axes neutres et du déphasage induit par les lames biréfringentes.

Les différentes lames biréfringentes sont caractérisées par leurs axes neutres représentés par les vecteurs OI_1 à OI_n . Elles sont également caractérisées par leur déphasage élémentaire $\delta\varphi$. Comme nous pouvons l'observer sur la figure 196a, à cause de l'alignement inhomogène des molécules, chaque axe neutre à un emplacement différent décalé de l'azimut $\delta\psi$.

La polarisation linéaire à l'entrée de la cellule subit un premier déphasage représenté par l'arc de cercle PQ sur la figure 196b et de la même manière pour QR et ainsi de suite. Grâce à cette méthode, il est possible de suivre l'évolution spatiale de la polarisation au travers de n'importe quel SLM à CL.

Sous LCDMaster, il est possible au choix de voir l'évolution spatiale de la polarisation à travers les différentes couches du SLM ou l'état final à la sortie du SLM pour différentes valeurs de tensions ou de temps. Dans le cas d'une analyse de la sphère de Poincaré sous LCDMaster (ainsi que du déphasage ou des ellipses de polarisation), l'état obtenu sera l'état à la sortie de la couche N pour différentes valeurs du temps ou de tension.

Comme expliqué sur la figure 196, P évolua de la même manière, mais les point Q, R,... correspondront à des valeurs de tensions ou de temps différents.

3. Conclusion de l'annexe

Dans cette annexe, nous avons abordé comment la propagation de la lumière dans des cristaux liquides est étudiée. Il s'agit ici de subdiviser l'ensemble inhomogène et complexe en une succession de lame biréfringente dont les caractéristiques élémentaires sont connues. Cette méthode est celle implémentée sous LCDMaster.

Nous avons vu que l'évolution de la lumière à travers la cellule peut être modélisée graphiquement grâce à la sphère de Poincaré. Cette option est possible sous LCDMaster, mais ce qui nous intéresse c'est l'évolution de la polarisation en fonction de la tension ou du temps. Malheureusement, cette option est possible uniquement si nous analysons la polarisation au niveau de la n-ième couche et non en sortie de la cellule.

Références

- [26] P. Yeh et C. Gu, *Optics of liquid crystal displays*, 2nd ed., Updated ed. Hoboken, N.J: Wiley, 2010.
- [52] M. Oh-E et K. Kondo, « The in-plane switching of homogeneously aligned nematic liquid crystals », *Liq. Cryst.*, vol. 22, n° 4, p. 379-390, avr. 1997.
- [68] M. Oh-e et K. Kondo, « Electro-optical characteristics and switching behavior of the in-plane switching mode », *Appl. Phys. Lett.*, vol. 67, n° 26, p. 3895, 1995.
- [107] I.-C. Khoo et S.-T. Wu, *Optics and nonlinear optics of liquid crystals*. Singapore: World Scientific, 1993.
- [108] A. De Meyere, « Light propagation and color variations in liquid-crystal displays », *JOSA A*, vol. 11, n° 2, p. 731-739, 1994.
- [109] J. E. Bigelow et R. A. Kashnow, « Poincaré sphere analysis of liquid crystal optics », *Appl. Opt.*, vol. 16, n° 8, p. 2090-2096, 1977.

Liste des publications de l'auteur

Publications :

A novel IPS-VA pixel architecture for phase modulation and beam-steering application, Abelard et al., SID Wearable and Projection Displays – Abstract (2017)

An IPS-VA spatial light modulator architecture for foveating application, Abelard et al., Eurodisplay - Abstract (2017)

Fast response time of micro-pixels with in-plane switching of positive liquid crystals using crossed patterned electrodes, Journal of Information Display – Papier (En cours de revision) (2019)

Conférences :

A novel IPS-VA pixel architecture for phase modulation and beam-steering application, Abelard et al., SID Wearable and Projection Displays (2017), Dresden, Poster

An IPS-VA spatial light modulator architecture for foveating application, Abelard et al., Eurodisplay (2017), Berlin, presentation orale

A novel IPS-VA pixel architecture for phase modulation and beam-steering application

*Clément Abélard**, *Benoit Racine**, *Umberto Rossini**, *François Templier**

*DOPT/SNAP, Univ. Grenoble Alpes, CEA, LETI, Minatec Campus, 38054 Grenoble (France)

Abstract

A new architecture of pixel allowing 2π phase modulation has been modelled. We can obtain a sawtooth index profile by multielectrodes addressing generating an in plane electric field (IPS) orienting vertically-aligned (VA) liquid crystals. Moreover, elevated electrodes reduce the disclination lines which often appear with a VA configuration.

1. Introduction

Today, Spatial Light Modulators (SLM) are either reflective or transmissive with nematic liquid crystals and use different types of liquid crystal alignment like Parallel Aligned (PAL), Twisted Nematic (TN), Vertically Aligned (VA) or Optical Compensated Birefringence (OCB). However, today no commercial SLM uses IPS configuration [1]. Furthermore, in order to have an optimal beam-steering by writing a prism function, a 2π phase shift must be reached. It could also reduce the needed Optical Path Difference (OPD) and then the maximum voltage [2].

In this paper, we introduce a new architecture of IPS-VA that introduces a 2π phase modulation and we explain the possible beam steering application. The analyses were made by simulation with the LCDMaster 2D software and all the curves and beam steering angles were calculated in Origin Pro software.

2. Pixel architecture and phase modulation performances

Several IPS technologies have been investigated for pure phase modulation. It appears that the IPS-VA gives a more homogeneous and higher phase shift than IPS-TN or IPS-HA (Homogeneously Aligned). However, the phase modulation depends on many parameters such as: birefringence, cell gap, wavelength and electrodes voltage. Moreover, in the IPS configuration, electrodes size and gap are also important. That is why we investigated an optimal pixel configuration by changing the electro-optical and elastic parameters in LCDMaster software.

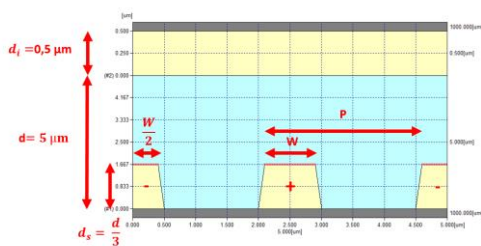


Fig. 1 Pixel architecture of the IPS-VA configuration for phase modulation and beam-steering

The pixel architecture (figure 1) which has been patented [3] giving the best result is obtained for a cell gap (d) and pixel size of 5 μm , a pitch between two electrodes (P) of 2.5 μm and an

electrode width of 0.8 μm . They are elevated of $d/3$ by an insulator (d_s) and we also add a 0.5 μm insulator below the upper substrate (d_i).

3. Phase profile and beam steering performances

The phase shift diagram for 20 pixels was plotted in order to highlight the 2π phase shift and the sawtooth profile (figure 2).

A pre-tilt of 88° (floor and ceiling), LC mixture: E7 (Δn ($\lambda=577\text{nm}$) = 0.22 k11= 11 pN, k22 = 10.2 pN, k3=16.9 pN, γ = 0.25 Pa.s) and square signals of -1.6 V for (-) electrodes have

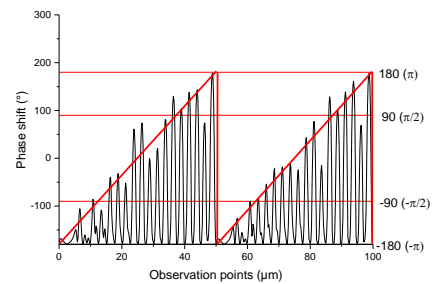


Fig. 2 Phase profiles for 20 pixels

been used. The pure phase modulation is obtained by removing the analyzer. The ideal sawtooth profile is plotted in red and all the curves represent the pixelated profile. However, for each pixel a very fine voltage adjustment is needed (around 10^{-2} V or 10^{-3} V) in order to have a smooth slope. A straight line has been plotted at 180° it indicates when the phase shift reaches 2π .

With the same configuration, the maximum steering angle has been calculated. When the phase profile is established, the behavior of the cell can be compared to a prism and refracts the light [2]. We can demonstrate that the local deviation (rad) is equal to the cell gap times $\text{grad}(n)$ (n is the liquid crystal index). If we associate it to the liquid crystal phase shift and birefringence formula, we found maximum steering angle of 0.6° for a phase shift of 2π .

The performance of this architecture and the beam-steering application have been investigated. The next step is to create a prototype with this pixel architecture in order to corroborate the simulation results.

4. References

- [1] Z. Zhang, Z. You, and D. Chu, "Fundamentals of phase-only liquid crystal on silicon (LCOS) devices," *Light Sci. Appl.*, vol. 3, no. 10, p. e213, Oct. 2014.
- [2] P. F. McManamon *et al.*, "A Review of Phased Array Steering for Narrow-Band Electrooptical Systems," *Proc. IEEE*, vol. 97, no. 6, pp. 1078–1096, Jun. 2009.
- [3] ROSSINI UMBERTO, "Liquid-crystal spatial light modulator and method for manufacturing same," Patent no. WO2016177835 A1

An IPS-VA spatial light modulator architecture for foveating application

Clément Abélard, Benoit Racine, Rossini Umberto, Francois Templier and Stephane Gétin
Univ. Grenoble Alpes, CEA, LETI, Minatec Campus, DOPT/SNAP, 38054 Grenoble cedex (France)

Abstract

A novel pixel architecture of In-Plane Switching with vertically aligned (IPS-VA) liquid crystal cell designed in CEA-LETI provides a beam-steering behavior for small-angles. This cell is implemented in a large Field-Of-View (FOV) foveation optics in order to improve the compactness while keeping high performances. A foveated system is simulated with Zemax software in order to evaluate the maximum performances of this SLM in such system.

1. Introduction

Utilization of LCD could reduce complexity, size and price of wide FOV foveated optics system. Such system has been developed with LCD SLM (2048x2048 pixels) integrated in a monocentric optical system by Martinez et al.[1]. Harriman et al.[2] also developed an antiparallel aligned nematic liquid crystal SLM with (1280x1024 pixels) for the same use [2]. Although, none of these SLM have pixel pitch below 15 μm and no IPS technology are used. A lower pixel pitch allows finer discretization of wavefront by using more pixels while keeping the size of the SLM constant.

A new architecture of an IPS-VA LCD with 5 μm pixel pitch has been designed with LCDMaster 2D (Shintech Inc) with the FEM algorithm [3]. For an application as a Spatial Light Modulator (SLM) the performances of the Phase Shift/Optical Path Differences (OPD) and beam steering were investigated [4].

In this work, simulations of foveated optics system integrating this new SLM are made with raytracing software. The simulations are aiming to determine the system size and appropriate pixel number to reach the desired performances.

2. IPS-VA characteristics and integration

In a previous work, an ideal profile of phase shift/OPD has been simulated for 2 modules of 10 pixels at 550 μm . With this two modules, the correction was done modulo 2π for a refracted ray angle less than $0,63^\circ$ on 10 pixels [4]. Taking into account these constraints, the maximum performances could be investigated in simulation by Zemax.

The system in figure 1 is designed with a two steps approach. First, two spherical lenses are chosen as a starting point for the optical system. The SLM, in idle state, is thus modeled as a plane-parallel plate. Lenses parameters (curvature(R), thickness (T)) are optimized in order to get the best image definition at the center of the field of view (dark blue) with the smallest spot size in order to use a small sensor.

Secondly, the optimized parameters of the lenses are freed and a polynomial function is applied to the front side of the SLM. The wavefront behavior is reproduced and optimized to reach the best focus of the edge rays (azure) The RMS spot size = 2 μm , this size become compatible with several standard sensors' pixel size. It is also a strong size improvement for such a system.

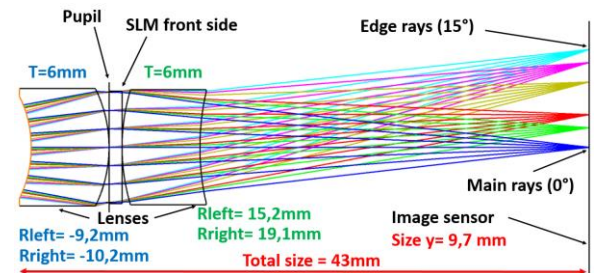


Figure 1: Integration of the IPS-VA SLM between an optical system

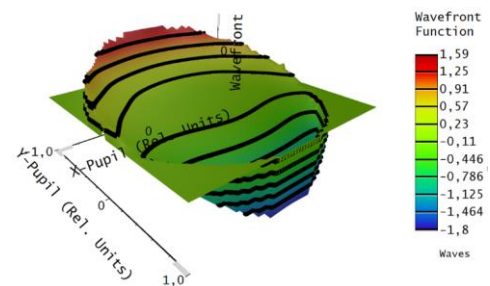


Figure 2: Wavefront shape for a focused edge rays (+/-15°) (Pupil diameter = 7,6 mm)

The results in the figure 2 indicate that a correction between 1λ and 2λ is needed. It shows that the correction of these areas needs at least a square between 10×10 and 20×20 pixels and so far, it is reachable with our SLM with this pupil dimension.

Further investigation will refine the results and different FOV will be tested with the exact number of pixels needed to cover the pupil.

3. References

- [1] T. Martinez, D. Wick, and S. Restaino, "Foveated, wide field-of-view imaging system using a liquid crystal spatial light modulator," *Opt. Express*, vol. 8, no. 10, pp. 555–560, 2001.
- [2] J. Harriman et al., "Transmissive spatial light modulators with high figure-of-merit liquid crystals for foveated imaging applications," in *Integrated Optoelectronic Devices 2006*, p. 61350C–61350C.
- [3] Rossini Umberto, "Liquid-crystal spatial light modulator and method for manufacturing same," WO2016177835
- [4] C. Abélard, et al., "A novel IPS-VA pixel architecture for phase modulation and beam-steering application," *SID-ME Wearable and projection display*, 2016.

Résumé

Le LETI possède un savoir-faire permettant de réaliser des micros modulateurs spatiaux de lumière (Spatial Light Modulators, SLMs) réalisés en technologie microélectronique sur silicium, ayant de très grandes résolutions et de très petits pas de pixels. Le LETI souhaite utiliser une technologie LCD particulière (la technologie IPS) dont d'une part les performances électro-optiques dans le domaine des micro-écrans ne sont pas connues, mais d'autre part permet de garder des coûts réduits et de réduire le nombre d'étapes de fabrication. L'objectif de cette thèse est d'évaluer sur la base de simulations puis de réalisations techniques, les performances d'un micro-SLM IPS utilisé en modulation de phase et d'amplitude.

Les recherches effectuées au cours de cette thèse portent sur 4 axes d'études. Le premier axe consiste à la recherche et à l'essai d'un logiciel spécifique (LCDMaster) permettant de simuler des cellules à cristaux liquides ainsi que des électrodes flottantes. Le second axe consiste à étudier en fonction du design du pixel et de différents modes d'alignements des cristaux liquides (Homogène, vertical et twisté) avec un pilotage de type IPS, les performances en modulation de phase. Les meilleurs résultats sont obtenus pour un alignement vertical fournissant un déphasage de 2π . De plus, les performances d'un dispositif d'optique adaptative intégrant le SLM étudié ont été investiguées. Le troisième axe d'étude consiste avec le même logiciel à investiguer sur les performances d'un SLM à cristaux liquide avec un pilotage de type IPS utilisant un alignement homogène en modulation d'amplitude (étude statique et dynamique). Cette étude permet également d'étudier les possibilités de diminution du temps de réponse de la cellule. Cette étude a abouti à deux designs de SLM. Le premier design avec deux niveaux d'électrodes séparés par un isolant permettant de reproduire un effet type « cage de faraday ». La seconde a permis de diminuer de manière drastique le temps de réponse. Le quatrième axe de recherche consiste à tester des prototypes basés sur ces deux designs pour vérifier les performances obtenues en simulation grâce à un banc de caractérisation électro-optique. Des résultats concordants ont été obtenus et de nouveaux types de SLM à pilotage IPS proposant un temps de rafraîchissement rapide se rapprochant de l'état de l'art ont donc pu être désignés et caractérisés.

Abstract

LETI possesses an expertise allowing to realise Spatial Light Modulators (SLMs) made in microelectronic technology on silicon, having very high resolutions and very small pixel steps. LETI wishes to use a specific LCD technology (IPS technology), on the one hand, the electro-optical performances in the field of micro-display had to be investigated but, on the other hand, allows to keep costs down and reduce the number of manufacturing steps. The objective of this thesis is to evaluate on the basis of simulations and technical achievements, the performance of a micro-SLM IPS used in phase modulation and amplitude.

Our investigations have been carried out on four major areas of study. The first axis is the search and testing of a specific software (LCDMaster) to simulate liquid crystal cells and floating electrodes. The second axis according to different designs of pixels and the different liquid crystal alignment modes (homogeneous, vertical and twisted) with an IPS type control, to investigate the performances in modulation phase. The best results were obtained for a vertical alignment providing a phase shift of 2π . In addition, the performance of an adaptive optics device integrating the studied SLM has been investigated. The third axis of study focused on the performance investigation of a liquid crystal SLM with an IPS-type control using a homogeneous alignment in amplitude modulation (static and dynamic study). This study also makes it possible to study the possibilities of reducing the response time of the cell. It resulted in two SLM designs. The first design with two levels of electrodes separated by an insulator to reproduce a Faraday type effect. The second has drastically reduced the response time. The fourth area of research consists in testing prototypes based on these two designs to validate the performances obtained in the simulation. Concordant results have been obtained and new types of IPS-controlled SLMs with state-of-the-art refreshing times have thus been designated and characterised.