

REPUBLIQUE ALGERIENNE DEMOCRATIQUE ET POPULAIRE
MINISTERE DE L'ENSEIGNEMENT SUPERIEUR ET DE LA RECHERCHE SCIENTIFIQUE

UNIVERSITE ABOU BEKR BELKAID-TLEMCEM
FACULTE DE TECHNOLOGIE
DEPARTEMENT DE GENIE ELECTRIQUE ET D'ELECTRONIQUE



LABORATOIRE DE TELECOMMUNICATIONS (LTT)



EN COTUTELLE AVEC L'INSTITUT MINES-TELECOM, TELECOM SUDPARIS (FRANCE) DANS
LE CADRE DE L'ECOLE DOCTORALE SCIENCES ET INGENIERIE EN CO-ACCREDITATION AVEC
L'UNIVERSITE D'EVRY-VAL D'ESSONNE (FRANCE)

*Thèse présentée pour l'obtention du titre de Docteur en Télécommunications et de
Docteur de Télécom-SudParis*

Présentée par

Mr Djalal Falih BENDIMERAD

**« Contribution à l'Etude et à la Mise en Œuvre d'Architectures
de Brasseurs Optiques Dédiés au Traitement de Canaux
Modulés à 40 Gbit/s »**

Soutenue le 3 Mai 2012

Devant le jury composé de :

Président de jury :	M. Abdelkader Temmar	Prof. Institut des Télécom. (Oran)
Examineurs :	M. Jean-Pierre Vilcot M ^{elle} . Malika Kandouci M. Thierry Zami	Direct. de Rech. CNRS. IEMN (Lille, France) Prof. Univ. Djillali Liabes (Sidi Bel Abbes) Docteur, Alcatel-Lucent (Nozay, France)
Invités :	M. Yann Frignac M. Yaneck Gottesman M. Rachid Hamdi	Maître de Conf. Telecom SudParis (France) Maître de Conf. Telecom SudParis (France) Maître de Conf. Univ. 8 Mai 1945 (Guelma)
Directeurs de thèse :	M. Omar Seddiki M. Badr-Eddine Benkelfat	Prof. Univ. Abou Bekr Belkaid (Tlemcen) Prof. Telecom SudParis (France)

Année Universitaire 2011/2012

Dédicaces et Remerciements

*Le souvenir des bienfaits reçus est fragile,
comparé à l'ingratitude*
Léonard De Vinci

Je commencerais cette page en dédiant ce manuscrit à mon défunt père, qui fût une des personnes sans qui cette thèse n'aurait pas eu lieu, me convaincant d'une part de l'importance de poursuivre mes études et, en faisant le nécessaire d'autre part, en me mettant dans les meilleures conditions possibles pour le faire. En nous quittant pendant ma troisième année de thèse, il n'a pu m'accompagner jusqu'au bout, et de ce fait, je ne peux le remercier de vive voix, je lui adresse néanmoins toute ma gratitude et lui présente mes remerciements. Papa, puisse le Bon Dieu t'accorder sa miséricorde et t'accueillir dans son vaste paradis.

Je continue en allant vers ma mère, et ainsi en citant l'éducation de mes parents et les valeurs qu'ils m'ont transmises, grâce auxquelles j'ai pu marcher contre le cours du vent, dans une société ne favorisant guère ce type de carrière. Grâce à leur sagesse, qui se trouve être rare ces derniers temps, et au recul qu'ils avaient par rapport à cette société, ils ont pu m'enseigner comment tirer le meilleur de chaque situation et comment trouver la force nécessaire pour continuer de traverser les difficultés de la vie. Je remercie aussi ma maman qui à travers sa tendresse, m'a apporté le réconfort nécessaire dans les moments les plus difficiles, et qui s'est battu jusqu'au bout, parfois même au dépend de sa santé, pour combler le vide laissé par mon père. Ma mère à qui je dédie aussi ce manuscrit. Je cite aussi Mehdi, mon frangin, notre très cher médecin de famille, qui pendant cette période a repris merveilleusement bien les affaires familiales (rassurez-vous, pas similaires à celle du Don Corléone !), me soulageant d'une grande responsabilité et me permettant de me focaliser sur mon travail. Je continue en citant ma petite sœur Chahnouza, en la remerciant pour sa tendresse et son attention unique et à qui je souhaite le plus grand bonheur du monde. Je cite aussi ma grand-mère qui m'a procuré une perception assez intéressante de la vie, grâce notamment à ce que je qualifierai de la sagesse des anciens.

Je poursuis ces remerciements en me tournant vers la personne la plus importante de ce travail. En ayant déjà soutenu ma thèse, une réflexion assez intéressante m'est venue à l'esprit, et ce

message est adressé à tous les futurs thésards : la meilleure chose qui puisse arriver à un doctorant est un directeur de thèse qui s'appelle « Monsieur » Badr-Eddine Benkelfat. Bien évidemment, une deuxième personne qui lui serait équivalente permettrait déjà d'avoir un monde meilleur. En essayant de faire dire aux mots ce qui finalement est impossible à dire, je le remercie d'abord pour m'avoir choisi comme élève et pour m'avoir appris tout ce que je connais de l'optique. Sa modestie et sa sagesse, en plus de son vaste savoir sur tout ce qui concerne l'optique, des définitions de la physique classique à celles de la mécanique quantique, sont autant de points qui m'ont permis de m'émanciper dans mon sujet à travers toutes les discussions que nous avons eu ensemble. La liberté de réflexion qu'il m'a laissée et sa pédagogie m'a ensuite procuré le recul nécessaire pour avoir une vision assez intéressante sur mes travaux, et acquérir une expérience précieuse sur le sujet. Ces différentes qualités humaines et notamment sa gentillesse et sa sagesse dans l'encadrement m'ont aidé à traverser les moments les plus difficiles de cette thèse, et j'ai pu, à travers sa perception de la vie, trouver les ressources nécessaires pour mener à bien ces travaux. Je lui exprime ainsi mon éternelle gratitude, lui qui en fin de compte représente, avec mes parents, une des personnes qui m'ont permis tout simplement de trouver mon objectif dans la vie. Je vais m'arrêter ici car je pense que, pour décrire ces qualités et tout ce que j'ai vécu avec lui, il faudrait une autre thèse...

Je continue avec mes Directeurs de Thèse, car j'ai eu beaucoup de chance en ayant deux directeurs exceptionnels, en citant Omar Seddiki, grâce à qui la cotutelle a pu avoir lieu. Il m'a apporté son soutien inestimable pendant mes périodes d'alternance à Tlemcen, et m'a permis notamment de donner des cours aux étudiants de l'Université de Tlemcen. Je le remercie pour son aide qui fût précieuse sur des moments clés de cette thèse, et notamment la soutenance, qui sans lui, n'aurait pu être faite à Tlemcen. Je le remercie aussi pour sa gentillesse et sa générosité.

Je passe maintenant à l'équipe au sein de l'Institut Telecom SudParis avec Yann Frignac et Petros Ramantanis. Que dire de ces deux-là, sinon qu'ils sont à la gentillesse ce que l'équation de Schrödinger est aux effets non linéaires dans la fibre optique, c'est-à-dire une excellente représentation. Je commence par mon très cher ami Yann qui m'a encadré sur la partie système de transmission. La justesse de ses enseignements et de ses conseils m'ont permis de vite m'adapter à cette approche qui était pour moi totalement inconnue. Je continue avec Petros, qui représente pour moi plus une figure fraternelle qu'amicale, et qui m'a aidé autant sur les aspects scientifiques que sur les aspects humains, à travers notamment nos parties Babyfoot. Les gars, je ne vous lâcherai pas pour la partie Paintball !

Parmi les membres du groupe qui m'ont accueilli chaleureusement se trouve aussi Yaneck Gottesman. Sa vision scientifique originale m'a procuré une perception très intéressante sur mes

travaux et a apporté une dimension particulière à mes projets d'avenir. Je le remercie pour m'avoir encadré sur les approches temporelles des filtres optiques, et pour le « trip » qu'on a passé ensemble à Ottawa pendant une conférence qui fût très agréable grâce à lui. Son soutien fût d'ailleurs très important pour moi pendant ce voyage. Yaneck, on remet ça quand tu veux !

Je bascule sur notre petit groupe de thésard en citant Jordi Vuong et les parties de tennis très agréables qu'on faisait ensemble. Je citerai d'ailleurs notre petit groupe de réflexion sur « comment refaire le monde » avec Yann, Petros, Jordi et moi-même (il est vrai que parfois, ce monde ne tourne pas rond !). Je continue avec Aida Seck qui nous a apporté une touche féminine qui manquait cruellement à notre groupe de doctorant. Je la remercie ainsi que Jordi pour leur aide sur les aspects système. Je cite aussi Catherine Lepers avec sa touche pleine de dynamisme dans le groupe optique, et puis Patricia Fixot qui m'a aidé pour mes procédures administratives, qui sont parfois très pénibles pour un étudiant étranger en France. Je remercie aussi le groupe de foot de l'INT, composé d'amis thésards et stagiaires, grâce à qui j'ai fait quelques parties de football très agréables.

Je me retourne ensuite vers mes amis et ma famille qui m'ont apporté à un moment ou à un autre leur aide pendant cette thèse, et je cite particulièrement mon très cher ami qui prend plutôt une place de frère, Samir Dib, qui m'a apporté un soutien psychologique essentiel pendant des périodes qui m'ont été assez dures.

Je remercie aussi tous ceux que j'ai oubliés, et qui de près ou de loin, ont contribué au travail de cette thèse et auprès desquels je m'en excuse.

Je finirai ces remerciements en citant Newton et sa célèbre phrase « La gravité explique le mouvement des planètes, mais elle ne peut expliquer ce qui les mit en mouvement. Dieu gouverne toutes choses et sait tout ce qui est et tout ce qui peut être ». Tout comme Newton, je reconnais que rien ne peut se faire sans l'aide de Dieu, et je clôture cette partie en remerciant le Bon Dieu pour tout.

Table des matières

Introduction Générale.....	4
Chapitre 1 : Etat de l'art	7
1.1. Introduction.....	7
1.2. Les Multiplexeurs optiques à insertion/extraction reconfigurables en longueur d'onde	7
1.2.1. Définition et principe de fonctionnement.....	8
1.2.2. Les commutateurs sélectifs en longueur d'onde.....	10
1.2.3. Technologies d'implémentation de WSS	13
1.2.4. Comparaison entre les différentes technologies d'implémentation des WSSs	16
1.2.5. Conclusion.....	17
1.3. La fonction de filtrage dans les télécoms.....	18
1.3.1. Principe de fonctionnement	18
1.3.2. Technologies d'implémentation des filtres optiques	18
1.3.3. Conclusion.....	22
1.4. Objectifs et cahier des charges.....	23
Chapitre 2 : Les filtres interférentiels en polarisation, principe de fonctionnement et fonction de reconfiguration.....	25
2.1. La polarisation de la lumière	25
2.1.1. Qu'est-ce que la lumière ?.....	25
2.1.2. Description d'une vibration lumineuse	27
2.1.3. Les différents états de polarisation d'une onde lumineuse.....	29
2.1.4. Formalismes de représentation des états de polarisation.....	30
2.2. Propagation d'une onde lumineuse dans un milieu biréfringent.....	34
2.2.1. Les milieux anisotropes et l'ellipsoïde des indices	34

2.2.2. Propagation d'une onde lumineuse à travers les lames biréfringentes : formalisme de Jones	44
2.3. Les filtres interférentiels en polarisation	46
2.3.1. Principe des interférences en polarisation.....	47
2.3.2. Filtre de Šolc.....	49
2.3.3. Filtre de Lyot.....	52
2.4. Cristaux liquides, propriétés électro-optiques et accordabilité des filtres interférentiels à polarisation	55
2.4.1. Les cristaux liquides	55
2.4.2. Accordabilité des filtres interférentiels à polarisation.....	67
2.5. Conclusion	70
Chapitre 3 : Le filtre à interféromètres hybrides au service des réseaux optiques, fonctionnalités et performances	72
3.1. Amélioration du contraste et de la finesse d'un filtre de Lyot.....	72
3.1.1. Etat de l'art.....	72
3.1.2. Contraste et finesse d'un filtre de Lyot classique	73
3.1.3. Le concept du passage multiple	75
3.1.4. Amélioration des performances du filtre de Lyot.....	78
3.1.5. Résultats numériques et expérimentaux	79
3.1.6. Conclusion.....	81
3.2. Fonction d'égalisation de l'amplitude de la longueur d'onde centrale d'un filtre de Lyot..	81
3.2.1. Définition et état de l'art	81
3.2.2. Principe	82
3.2.3. Résultats numériques et expérimentation	89
3.2.4. Conclusion.....	93
3.3. Fonction d'accordabilité de la bande passante dans un filtre de Lyot	94
3.3.1. Définition et état de l'art	94
3.3.2. Principe théorique	95
3.3.3. Résultats numériques et expérimentaux	98

3.3.4. Conclusion.....	101
3.4. Filtre biréfringent accordable égaliseur à étages hybrides et passages multiples.....	101
3.4.1. Description de la structure.....	102
3.4.2. Etude des performances et fonctionnalités de la nouvelle structure.....	104
3.4.3. La grille ITU et l'optimisation de la structure	108
3.5. Conclusion	113
Chapitre 4 : Comportement du filtre dans le réseau, performances et limitations	114
4.1. Architecture et caractéristiques du TMBF	114
4.2.1. Pertes d'insertion du TMBF	114
4.2.2. L'architecture WSS	115
4.2. Approche système.....	116
4.2.1. Description de l'étude	117
4.2.2. Etude de la fonction de filtrage	123
4.2.3. Conclusion.....	133
4.3. L'approche Harris.....	134
4.3.1. Principe de l'approche	134
4.3.2. Description de l'approche.....	135
4.3.3. Approximation de Tchebychev.....	136
4.3.4. Avantage de l'approximation Tchebychev.....	137
4.3.5. Enjeux de l'approche Harris	138
4.4. Conclusion	139
Conclusion et Perspectives	140
Bibliographie	Erreur ! Signet non défini.

Introduction Générale

Bien que le principe physique de la fibre optique, qui consiste à transporter la lumière dans des cylindres de verre, soit connu depuis l'époque des grecs anciens, la première démonstration scientifique du principe de la réflexion totale interne fût accomplie par J. D. Colladon¹ et J. Babinet² au début des années 1840 [1]. A cette époque-là, cette expérience fût révolutionnaire car l'idée de courber la trajectoire de la lumière n'était pas connue. Quelques années plus tard, Alexander Graham Bell³ fit la première tentative de communication optique. Il mit au point, au cours des années 1880, le photophone, un appareil qui a permis une transmission de la lumière sur une distance de 200 mètres. Au cours de la première moitié du 20^{ème} siècle, plusieurs tentatives de communications optiques fût exploitées, menant à la première application fructueuse de la fibre optique, qui eut lieu au début des années 1950 lors de l'invention du fibroscope flexible, permettant une transmission courte distance. L'utilisation de la fibre optique pour une transmission longue distance ne fût quant à elle possible qu'après l'invention du laser en 1960 [2, 3]. Une communication longue distance à faibles pertes fût alors décrite en 1964 par Charles Kao⁴, qui utilisa conjointement le laser et la fibre optique. Il réalisa ensuite, en 1966, ce qui est souvent considérée comme la première transmission de données par fibre optique [4]. Les nombreux travaux qui suivirent, étudiant principalement la fabrication de la fibre, donnèrent naissance à la fibre monomode à faibles pertes [5, 6, 7]. C'est ainsi que les réseaux optiques ont vu le jour. La recherche dans ce contexte, dont l'objectif était l'exploitation de la capacité de la fibre optique, s'est poursuivie et a fait un énorme pas en avant à l'avènement de deux éléments importants qui composent aujourd'hui les réseaux. Le premier élément concerne la possibilité d'utiliser plusieurs longueurs d'onde dans une même fibre, technique appelée multiplexage en longueur d'onde (*WDM, Wavelength Division Multiplexing*) [8]. Le second est le développement des amplificateurs à fibre dopée erbium (*EDFA, Erbium Doped Fiber Amplifier*),

¹ **Jean Daniel Colladon** (1802-1893), physicien suisse. Il travailla notamment sur le calcul de la vitesse du son dans l'eau, et conçut plusieurs instruments de mesure comme le photomètre et le dynamomètre.

² **Jacques Babinet** (1794-1872), mathématicien, physicien et astronome français. Connu comme vulgarisateur scientifique, il créa le goniomètre, instrument servant notamment à mesurer les angles des cristaux.

³ **Alexander Graham Bell** (1847-1922), scientifique, ingénieur inventeur britannique, d'origine écossaise, naturalisé canadien en 1882. Ces travaux de recherche sur l'audition et la parole le conduisirent à construire des appareils auditifs, dont le couronnement fût le premier brevet pour un téléphone en 1876. Il fit aussi des travaux exploratoires sur les télécommunications optiques.

⁴ **Charles K. Kao** (né en 1933), ingénieur américano-britannique d'origine chinoise. Considéré comme un pionnier dans l'utilisation des fibres optiques dans les télécommunications, il a démontré notamment le fait que les pertes élevées existantes provenaient de la présence d'impuretés dans la fibre plutôt que d'un problème sous-jacent à la conception elle-même.

qui permet l'amplification simultanée de plusieurs longueurs d'onde [9, 10, 11], appuyant la technique WDM.

La continuité du développement des capacités de la fibre optique a nettement amélioré la rapidité et la capacité des réseaux, donnant naissance à des services tels que la visio-conférence, la télévision haute définition, l'affichage en trois dimension, internet haut débit, etc. Ce dernier point a même amené à une totale réorganisation des infrastructures économique, développant notamment le système bancaire en ligne et le commerce électronique, impliquant la nécessité de la toile, et faisant évoluer le nombre de terminaux communiquant par personne, tels que les smart phones ou les tablettes tactiles, en plus de l'ordinateur. En prenant en considération la croissance démographique, en plus du fait qu'une seule personne utilise plusieurs services et moyens de communications, ceci amène à une demande croissante en termes de bande passante et de débit.

Bien que la fibre offre cette possibilité, son entière exploitation dépend aussi des composants implémentant les réseaux optiques, qui traitent le signal optique électroniquement, en se basant sur la conversion optique-électrique-optique. Ainsi, à la fin du 21^{ème} siècle, l'électronique n'offre pas la possibilité d'exploiter toute les capacités de la fibre optique, et l'idée des réseaux tout-optique émerge. Celle-ci permet en effet de traiter le signal optiquement en utilisant des dispositifs adéquats, résultant en une transparence par rapport aux débits et aux bandes passantes d'une part, mais aussi des différents formats de modulation du signal utilisés d'autre part. Ainsi, une des fonctionnalités clés à laquelle s'applique cette exigence, est la fonction de filtrage, d'où effectivement, l'intérêt des filtres optiques pour les télécommunications.

De plus le développement que connaît le réseau optique implique une grande complexité dans son architecture [12, 13], ce qui résulte en une exigence supplémentaire d'adaptabilité des dispositifs situés à l'intérieur des réseaux, exécutant la fonction de routage. Ceci donne naissance aux routeurs optiques appelés multiplexeurs optiques à insertion/extraction reconfigurables en longueurs d'onde (*ROADM, Reconfigurable Optical Add/Drop Multiplexer*). De par son architecture et les performances exigées par son cahier des charges, ce type de dispositif, ayant pour fonctionnalité principale le filtrage, a été mis au point pour répondre à tous les obstacles auxquels les réseaux optiques font face. Il représente l'élément clé, déjà utilisé, et qui implémentera les réseaux futurs [14, 15, 16].

C'est dans ce cadre que cette thèse a été initiée. Ce manuscrit est donc consacré à la fonction de filtrage optique, et est focalisé sur les routeurs optiques de type ROADM situés aux nœuds des réseaux d'une part, et à la fonction de filtrage en réception d'autre part. L'objectif de notre travail est le développement d'une structure basée sur une technologie maîtrisée dans notre

laboratoire. Dans le premier chapitre, un état de l'art sera effectué, décrivant les différents dispositifs existants dans le but de mettre au point un cahier des charges. Dans le deuxième chapitre, la technologie et les matériaux de l'implémentation de notre structure seront détaillés. Nous reviendrons sur les principes physiques de base, les outils mathématiques utilisés, et la fabrication et l'utilisation des matériaux. Le principe de fonctionnement du dispositif développé dans ce manuscrit sera ensuite démontré dans le troisième chapitre. Nous y construirons pas-à-pas notre structure en présentant toutes ses caractéristiques et fonctionnalités en mettant en évidence le but de chacune d'elles. Le quatrième et dernier volet de ce manuscrit sera consacré à l'étude des performances de notre dispositif, identifiant notamment ses limitations et proposant quelques solutions et perspectives.

Chapitre 1 : Etat de l'art

1.1. Introduction

Le premier volet de ce manuscrit est consacré à un état de l'art de la fonction de filtrage dans les réseaux de télécommunications. Cette fonction, considérée comme l'une des plus importantes, devra remplir un cahier des charges, défini selon son emplacement dans le réseau. Dans ce contexte, notre intérêt porte sur deux positions particulières : les nœuds du réseau et la réception, et chacune d'elles impose à la fonction de filtrage des caractéristiques spécifiques. Parmi ces dernières, nous verrons que l'architecture du filtre est un élément déterminant principalement pour les dispositifs positionnés aux nœuds du réseau. Par ailleurs, les réseaux actuels étant très exigeants en termes de performances, nous établirons un cahier des charges et préciserons les fonctionnalités requises selon le positionnement dans l'architecture du réseau.

1.2. Les Multiplexeurs optiques à insertion/extraction reconfigurables en longueur d'onde

Il est bien établi que les réseaux actuels utilisent le multiplexage en longueur d'onde. Cela veut dire que l'information circule sous forme d'un signal composé de plusieurs longueurs d'onde, où chaque longueur d'onde représente un canal portant une information particulière. Ceci implique qu'aux différents nœuds du réseau, la fonction de filtrage doit être capable d'agir sur un spectre de longueur d'onde, de façon à extraire ou à insérer des longueurs d'onde indépendamment les unes aux autres. D'autre part, le nœud du réseau représente une position très particulière, car il comporte des interconnexions entre différents types et nombres de réseaux. La fonction de filtrage doit par conséquent prendre en compte ces différents points, et doit être capable de s'adapter selon chacun. Autrement dit, cette fonction doit être agile en longueur d'onde d'une part, et doit être capable d'interconnecter différents réseaux d'autre part. Le défi dans ce cas réside non seulement sur les performances du filtre, car aux interconnexions entre réseaux, les spectres sont densifiés, mais aussi dans son architecture. Cette dernière est un point clé. C'est dans ce contexte que les *multiplexeurs optiques à insertion-extraction reconfigurables en longueur d'onde* (ROADM, *Reconfigurable Optical Add/Drop Multiplexer*) ont vu le jour. La première partie

de ce chapitre sera donc consacré à ce type de dispositifs. Nous présenterons leur principe de fonctionnement puis nous mettrons l'accent sur les différentes architectures existantes, en précisant les caractéristiques de chacune. Leurs performances seront ensuite citées, comparant ainsi les différents dispositifs existants, dans le but d'identifier les objectifs à atteindre.

1.2.1. Définition et principe de fonctionnement

Un multiplexeur optique à insertion/extraction de longueurs d'onde (*OADM, Optical Add/Drop Multiplexer*) est un dispositif dédié à la fonction de routage optique aux nœuds du réseau, et adapté aux transmissions utilisant le multiplexage en longueur d'onde [17, 18, 19]. L'objectif de la mise en place de ce type de dispositifs découle directement, d'une part, de la volonté d'augmenter la capacité des réseaux en exploitant au maximum les bandes passantes offertes par la fibre optique, et d'autre part, de réduire les coûts d'investissement (*CAPEX, Capital Expenditure*) et les dépenses opérationnelles (*OPEX, Operational Expenditure*). En effet, ce type de dispositif est d'abord transparent par rapport au débit, et est ensuite reconfigurable à distance.

Son principe de fonctionnement est basé sur l'insertion et l'extraction de longueurs d'onde dans un spectre d'un signal multiplexé en longueur d'onde. Ces opérations sont effectuées pour router l'information portée par chaque longueur d'onde, qui représente un canal, vers une direction spécifique. Ainsi, chaque canal extrait est remplacé par un autre de même fréquence optique et portant une autre information.

Un ROADM reprend le même principe de fonctionnement, en ajoutant néanmoins la fonction de reconfiguration des longueurs d'onde. Celle-ci permet une agilité additionnelle dans la mesure où le dispositif peut extraire n'importe quelle longueur d'onde du spectre, et la réinsérée ensuite, sachant que ces fréquences optiques étaient prédéfinies dans les OADMs. D'ailleurs, en partant du schéma classique d'un multiplexeur optique, c'est l'architecture du dispositif qui permettra le rajout de plusieurs fonctionnalités, entre autres, la reconfiguration de la longueur d'onde. Ces architectures sont catégorisées en trois ensembles : les BOADMs (*Wavelength Blocker Based OADM*), les ROADMs (*Reconfigurable OADM*) et les TOADMs (*Tunable OADM*) [20].

La figure ci-dessous illustre le schéma synoptique d'un ROADM mettant en évidence son principe de fonctionnement.

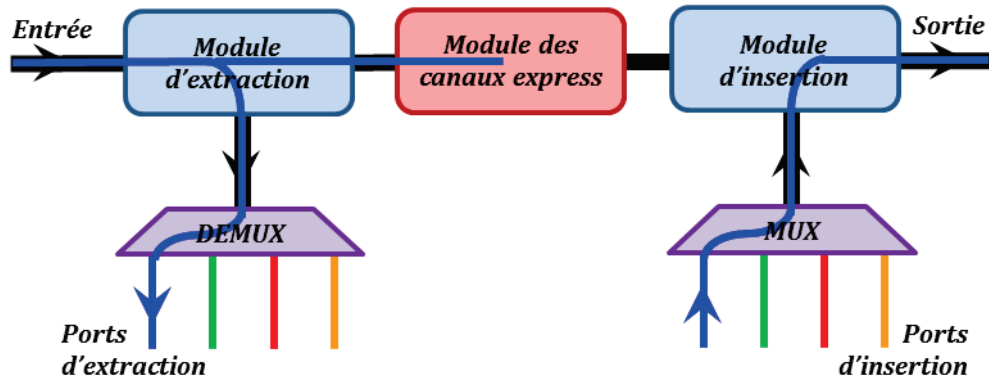


Figure 1.1. Schéma synoptique d'un ROADM [21]

Un ROADM est donc constitué de trois principaux modules : le module d'extraction, le module d'insertion et le module des canaux express. Un exemple, illustrant le principe de fonctionnement, est donné sur la figure ci-dessus, où la longueur d'onde bleue est extraite d'un spectre via le module d'extraction. Cette même longueur d'onde est bloquée au niveau du module des canaux express, pour être ensuite réinsérée et multiplexée au spectre via le module d'insertion.

Les différentes architectures d'implémentation des multiplexeurs optiques à insertion/extraction de longueur d'onde sont apparues pour subvenir aux besoins des réseaux au fil des années, ajoutant à chaque fois de nouvelles fonctionnalités et proposant aussi de meilleures performances. La figure 1.2 illustre l'évolution du type d'architecture qu'ont connu jusqu'à présent ces dispositifs,

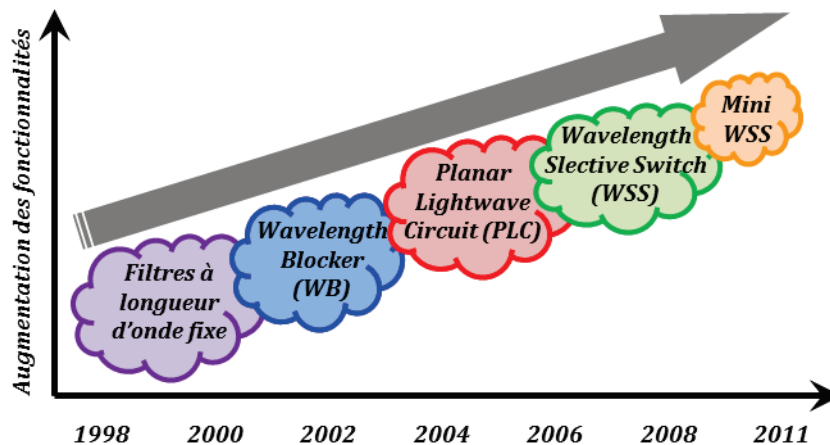


Figure 1.2. Chronologie de l'architecture des ROADMs [22]

Il serait intéressant de regarder de plus près chaque architecture, en précisant leurs caractéristiques. En revanche, l'accent sera mis uniquement sur les commutateurs sélectifs en

longueur d'onde (*WSS, Wavelength Selective Switch*), dressant ainsi un état de l'art détaillé sur leurs technologies d'implémentation.

Notons par ailleurs, qu'il existe des architectures, autres que celles citées sur la figure 1.2, implémentées en optique intégrée et utilisant soit des réseaux de guides d'onde (*AWG, Arrayed-Waveguide Gratings*) combinés à des réseaux de Bragg accordables (*FBG, Fiber Bragg Gratings*) [23], soit des AWGs combinés à un processeur Opto-VLSI [24]. Il existe aussi des implémentations en espace libre basées sur des modulateurs à cristaux liquides combinés à un réseau de diffraction [25].

1.2.2. Les commutateurs sélectifs en longueur d'onde

La première architecture utilisée pour les OADMs est celle basée sur les bloqueurs de longueurs d'onde (*WB, Wavelength Blocker*) [26]. Son fonctionnement est basique et le schéma synoptique illustré par la figure 1.1 peut très bien l'expliquer. Le bloqueur de longueur d'onde est situé au niveau du module des canaux express et sert à bloquer les longueurs d'onde extraites. Les ports d'insertion et d'extraction sont dédiés à des longueurs d'onde spécifiques, et sont nommés : ports colorés. Ce type de dispositif a été implémenté en technologie espace libre en utilisant les micro-miroirs électromécaniques (*MEMS, Micro-Electro-Mechanical System*) [27, 28].

Les ports colorés, la rigidité du dispositif (absence de toute fonction de reconfiguration) et la complexité des interconnexions réseaux, souvent de degré supérieur à 2 (interconnexion entre deux réseaux), a cependant exigé des brasseurs optiques plus connectés et donc plus complexes. Ainsi cette technologie est devenue insuffisante en termes de performances.

Une autre architecture a été ensuite développée dans le but d'augmenter ces performances en leur adjoignant notamment la fonction d'égalisation de canaux. Basés sur une technologie en optique intégrée, les circuits optiques planaires (*PLC, Planar Lightwave Circuit*) ont en effet été utilisés pour l'implémentation des ROADMs, en utilisant des atténuateurs optiques variables (*VOA, Variable Optical Attenuator*) pour l'égalisation et l'extinction des canaux [29, 30, 31]. L'architecture basée sur les PLCs est illustrée sur la figure ci-dessous,

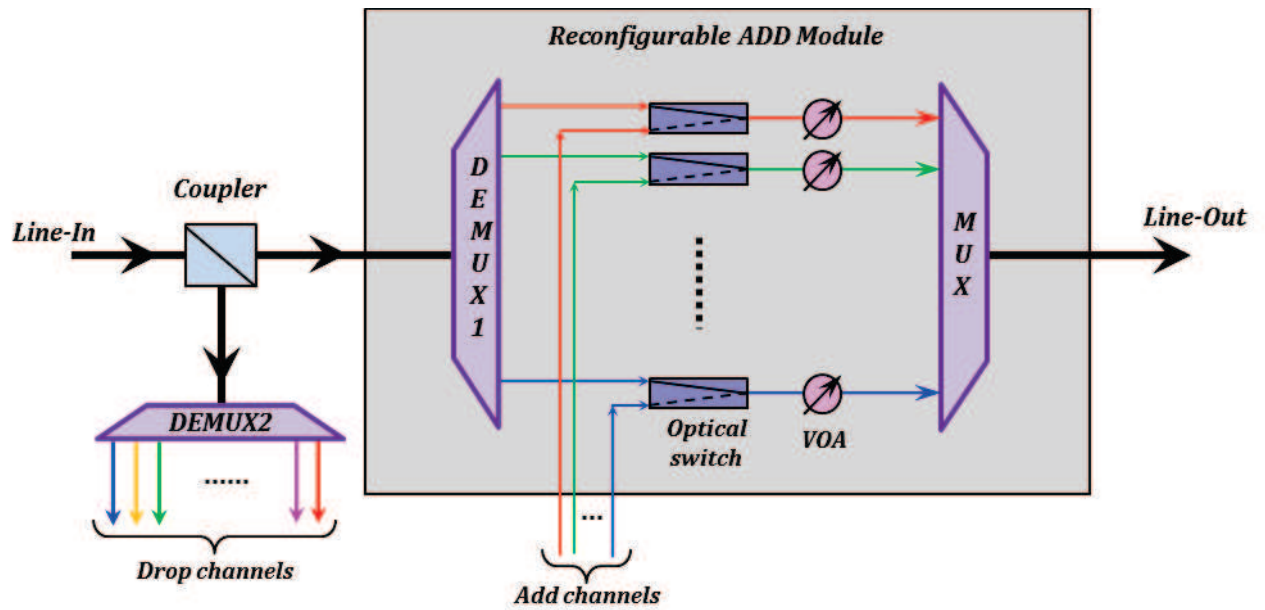


Figure 1.3. Architecture d'un sous-système ROADM basé sur le PLC avec un démultiplexeur contrôlé pour les canaux d'extraction suivie par un module d'insertion reconfigurable [31].

Plusieurs dispositifs basés sur cette technologie aujourd'hui sont commercialisés [32, 33]. Néanmoins, les ports d'insertion et d'extraction restent colorés, impliquant une limitation considérable pour la réutilisation de toutes les longueurs d'onde d'un spectre.

Pour lever ce verrou, une nouvelle architecture a été mise en place. Celle-ci est basée sur les WSSs [34, 35, 36], et son schéma synoptique est illustré sur la figure ci-dessous.

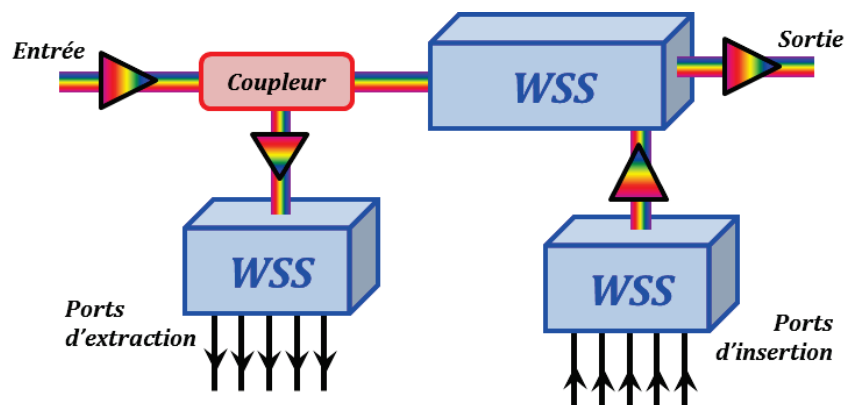


Figure 1.4. ROADM basé sur les commutateurs sélectifs en longueur d'onde [26]

Comme nous pouvons le constater, chaque module est remplacé par un commutateur de type WSS. Nous avons ainsi deux commutateurs 1 vers N ou N vers 1 pour les modules d'insertion et d'extraction, et un commutateur WSS à une entrée et une sortie pour les canaux express. Ce modèle d'architecture offre une très grande agilité par rapport aux précédentes. En effet, en plus

de reprendre la fonction d'égalisation des canaux, il introduit celle de la reconfiguration de la longueur d'onde, faisant apparaître des ports d'insertion/extraction non-colorés (colorless ports) [26]. De plus, une dimension nouvelle est ajoutée dans la flexibilité du dispositif, de sorte que, d'une part, le WSS est multi-direction (directionless), autrement dit, l'entrée peut faire office de sortie et vice versa, et d'autre part, certaines architectures basées sur le WSS permettent l'utilisation de la même longueur d'onde plusieurs fois dans un même dispositif [37]. Par ailleurs, un ROADM de degré supérieur à 2 est facilement implémenté en utilisant le WSS, en maintenant toutes ces nouvelles fonctionnalités et performances. La figure 1.5 illustre un ROADM de degré 4.

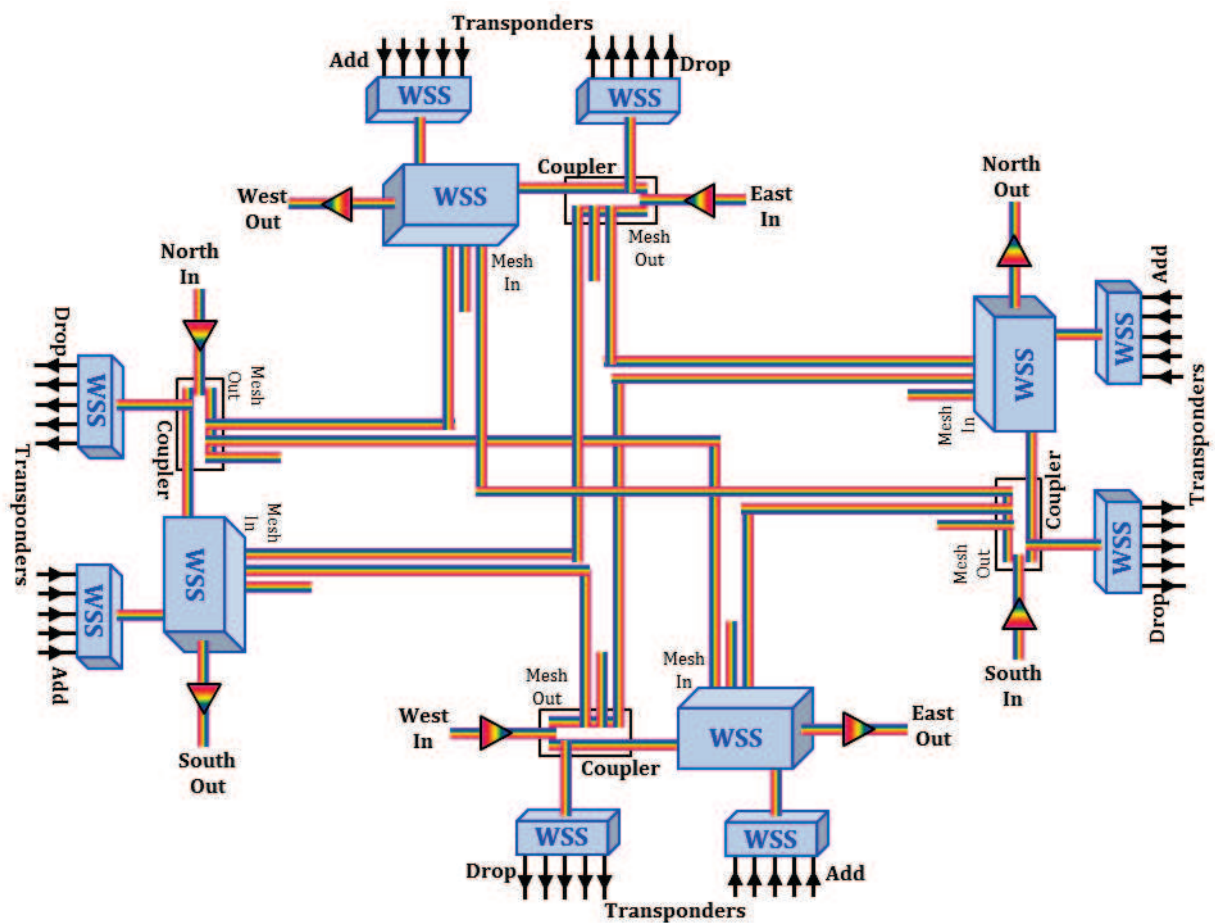


Figure 1.5. ROADM de degré 4 basé sur les commutateurs WSS [26].

En plus des architectures illustrées sur les figures 1.4 et 1.5 représentant des degrés 2 et 4, d'autres semblent émerger. Celles-ci sont développées pour répondre aux besoins actuels, notamment en termes de croissance du nombre de demandes de nouvelles connexions. Augmentant la complexité des interconnexions et l'agilité des dispositifs, ces nouvelles architectures, nommées brasseurs optiques (*OXC, Optical CrossConnect*), restent toujours basées

sur des modules WSSs. Beaucoup d'études récentes ont été menées dans ce sens [38, 39, 40, 41, 42, 43, 44, 45, 46].

1.2.3. Technologies d'implémentation de WSS

Contrairement aux dispositifs précédents, le WSS devient très exigeant en termes de technologie d'implémentation. Cette dernière doit non seulement s'adapter à l'architecture, mais doit aussi offrir les degrés de libertés ainsi que les fonctionnalités exigés par le cahier des charges. Il existe plusieurs technologies d'implémentation, et nous allons en présenter quelques-unes, en mettant en évidence la fonction de commutation.

En optique intégrée, deux technologies sont utilisées pour l'implémentation des WSSs. La première est celle basée sur les AWGs et les amplificateurs optiques à semi-conducteurs (*SOA, Semiconductor Optical Amplifier*) [47]. La seconde utilisent les circuits photoniques en silicium intégrant des switches thermo-optiques de type Mach-Zehnder (*TO-MZ, Thermo-optical Mach-Zehnder*) et des AWGs [48]. Ces deux technologies sont assez récentes et restent au stade de développement. Par contre, celles qui sont déjà commercialisées sont en espace libre et sont utilisées dans les réseaux actuels. Elles sont comptées au nombre de deux : le WSS basé sur la technologie des MEMS, et celui basé sur les cristaux liquides sur silicium (*LCoS, Liquid-Crystal on Silicon*) [22, 49].

1.2.3.1. La technologie MEMS

Cette technologie, fonctionnant en espace libre, effectue le filtrage optique par association d'un réseau de diffraction et d'une barrette de MEMs [50, 22]. Le schéma synoptique suivant illustre cette architecture, et montre son principe de commutation.

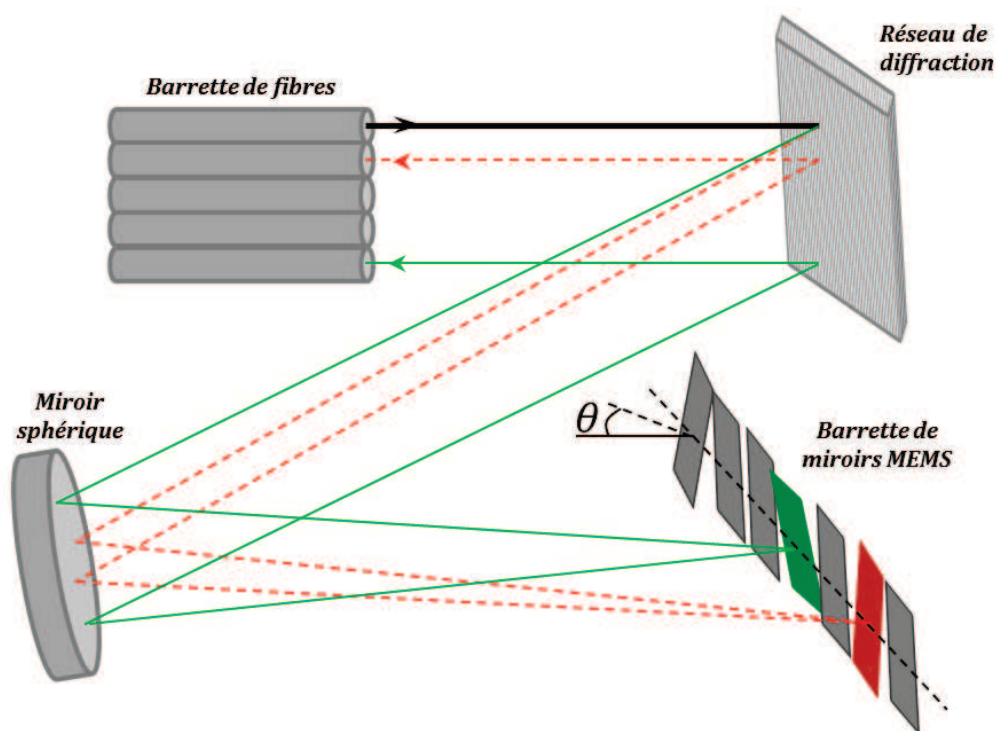


Figure 1.6. Commutateur sélectif en longueur d'onde (WSS) basé sur les MEMS [22]

Son principe de fonctionnement est le suivant : un spectre multi-longueur d'onde est incident via une des fibres, sur un réseau de diffraction. Ce spectre est ensuite réfléchi sur un miroir sphérique. Chaque longueur d'onde, réfléchi sous un angle particulier emprunte un chemin différent. Grâce ensuite à la réflexion du miroir sphérique, chaque longueur d'onde sera orientée vers un des miroirs de la barrette MEMS. A ce niveau, c'est l'orientation de chaque miroir qui va déterminer sur quelle fibre de sortie sera injectée chaque longueur d'onde, cette dernière empruntant le chemin inverse pour y arriver.

Cette technologie représente la première implémentation commercialisée pour les réseaux WDM et DWDM. Par ailleurs, d'autres études utilisant la même architecture avec une autre technologie de commutation ont été menées, et ont apporté une nouvelle dimension en termes de performances. Parmi les technologies qui ont remplacé la barrette MEMS, nous retrouvons les LCoS, les cristaux liquides (LC), une combinaison de MEMS et de LC, et enfin les processeurs de type DLP (*Digital Light Processor*). Ces approches ont été mises au point pour ajouter de nouvelles fonctionnalités et une autre dimension de contrôle sur les longueurs d'onde. Voici un tableau comparatif qui met en évidence les avantages et inconvénients de chacune.

Description	MEMS	LCoS	LC	LC+MEMS	DLP
50 et 100 GHz d'espacement entre canaux	✓	✓	✓	✓	✓
Spectre flexible	-	✓	○	-	✓

Bande passante large et plate	✓	✓	✓	✓	✓
Faibles pertes	✓	○	○	✓	○
Faible taille du dispositif	✓	○	○	○	✓
Vitesse de commutation	○	○	○	○	✓
Bonne isolation des ports	✓	○	○	✓	○
Précision d'atténuation	○	✓	✓	✓	✓

Tableau 1.1. Comparatif entre les technologies utilisées dans l'implémentation de WSS [22]

- ✓ Technologie robuste
- Acceptable, réalisé avec des contraintes techniques
- Pas compatible avec la technologie

Il est important de souligner qu'à notre connaissance, l'architecture déjà commercialisée est celle qui utilise une barrette MEMS comme commutateur. Cette architecture permet par ailleurs d'atténuer ou de bloquer des canaux grâce à la fonction d'atténuation de l'amplitude qui est incluse. Par contre, la bande passante et l'espacement entre canaux est déterminé à l'avance [51, 52].

1.2.3.2. La technologie LCoS

Contrairement aux LCoS utilisés dans l'architecture précédente, qui représente d'ailleurs uniquement une solution alternative à la barrette MEMS, l'architecture que nous allons présenter dans ce paragraphe, qui est aussi en espace libre, est conçue en se basant sur un écran à cristaux liquides sur silicium à 2 dimensions et haute résolution, combinant ainsi les technologies cristaux liquides et semi-conducteurs [53, 54, 49]. La figure ci-dessous illustre le schéma de principe du dispositif.

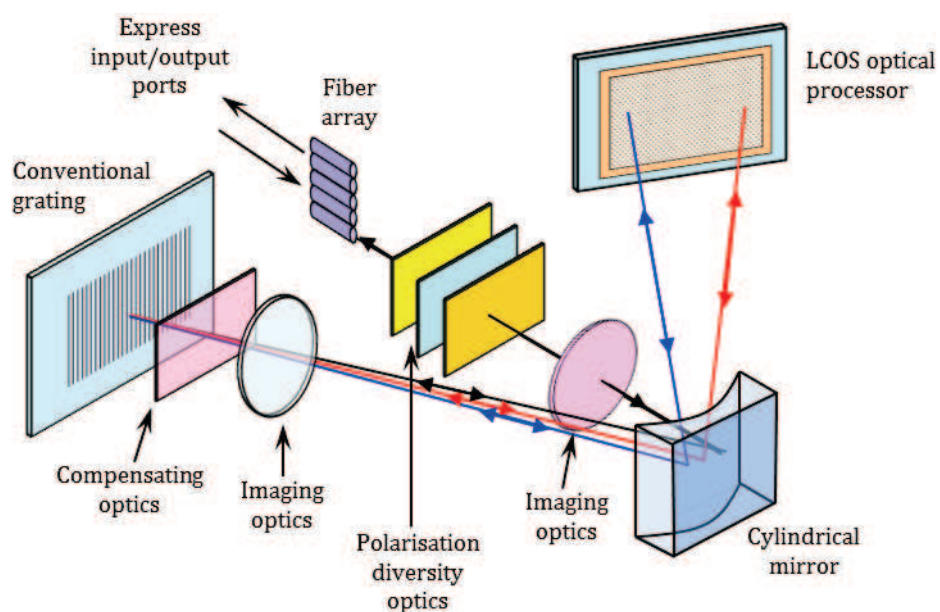


Figure 1.7. WSS basé sur la technologie LCoS [49]

Son principe de fonctionnement est le suivant : un spectre multi-longueur d'onde est incident dans le dispositif via la barrette de fibre. Il est réfléchi sur un réseau de diffraction à l'aide d'un miroir. Au niveau du réseau, chaque longueur d'onde est réfléchie suivant une direction donnée, et est acheminée vers l'écran LCoS. A ce stade, chaque longueur d'onde subit des transformations comme l'atténuation de sa puissance. Après cela, chacune d'elle est commutée vers une fibre de sortie spécifique de la barrette de fibres. Dans ce cas, c'est l'écran LCoS qui commute une longueur d'onde particulière vers une fibre donnée, et possède même la possibilité de compensation de dispersion pour chaque faisceau. Par ailleurs, l'architecture est telle qu'aucune longueur d'onde n'interagit avec une autre, et par conséquent, il n'existe aucun phénomène d'interférence dans ce dispositif.

En outre, cette configuration permet d'avoir des spectres à 50GHz et 100GHz de bande passante et d'espacement entre canaux, et la sélection de plusieurs longueurs d'onde consécutives à la fois. Ceci est obtenu grâce à la fonction d'accordabilité de la bande passante du filtre. D'autre part, cette configuration permet aussi de bloquer certains canaux, ou de simplement les atténuer grâce à la fonction d'atténuation de l'amplitude des canaux [53, 55, 56].

1.2.4. Comparaison entre les différentes technologies d'implémentation des WSSs

Dans cette partie, nous procédons à une étude comparative entre les différentes technologies d'implémentation des WSSs présentées précédemment. Nous nous intéressons particulièrement aux fonctions assurées en plus du filtrage, ainsi que les pertes d'insertion de chaque technologie. Ce comparatif, résumé sur le tableau 1.2, est effectué sur les dispositifs commercialisés, nous procurant ainsi des données sur les besoins et contraintes des réseaux actuels.

Description	LCoS-WSS1	LCoS-WSS2	MEMS-WSS1	MEMS-WSS2
Accordabilité de la bande passante	✓	✓	○	○
Atténuation et extinction de canaux	✓	✓	✓	✓
Ports non-colorés	✓	✓	✓	✓
Spectre mixé (50 et 100 GHz)	✓	✓	○	○
Entrées/sorties bidirectionnelle	✓	✓	○	✓
Taux d'extinction élevé	✓	✓	✓	✓
Bande utile	C	C-L	C	C
Nombre de ports (entrées et sorties)	5-10	5-10	6	10
Espacement entre canaux	50-100 GHz	50-100 GHz	50 GHz	100 GHz
Pertes d'insertion	6.5 dB	6.5 dB	6.6 dB	6.5 dB

Tableau 1.2. Comparaison entre les fonctionnalités et les pertes des dispositifs WSS et ROADM déjà commercialisés : LCoS-WSS1 [56], LCoS-WSS2 [55], MEMS-WSS1 [51] et MEMS-WSS2 [52].

- ✓ Disponible
- Non disponible

Selon ce tableau, nous constatons que les dispositifs présentent des taux d'extinction élevés et doivent assurer la fonction d'atténuation et d'extinction des canaux. L'accordabilité de la bande passante, qui permet de sélectionner dynamiquement un ou plusieurs canaux consécutifs d'un même spectre, reste une fonctionnalité optionnelle. Notons, d'une part, que les chiffres propres à chaque fonctionnalité (accordabilité de la bande passante, fonction d'atténuation et d'extinction, taux d'extinction) ne sont pas reportés, et seront revus en détail dans le troisième chapitre. Par ailleurs, le tableau 1.2 nous permettra de positionner le travail présenté dans ce manuscrit par rapport aux attentes actuelles.

1.2.5. Conclusion

Dans la première partie de ce chapitre, nous avons présenté les multiplexeurs optiques à insertion/extraction reconfigurables en longueur d'onde. La chronologie des différentes architectures implémentées a été revue, mettant en évidence celle utilisée actuellement et sur laquelle nous nous concentrons. Un bref récapitulatif des technologies d'implémentation des commutateurs sélectifs en longueur d'onde, résumé par le tableau 1.2, nous permet de décliner les différentes fonctionnalités et caractéristiques qui nous intéressent, à savoir :

- Une fonction de filtrage, dotée d'un taux d'extinction élevé et de la fonction d'accordabilité de la longueur d'onde, qui fonctionne dans les bandes C et L.
- La fonction d'atténuation et d'extinction de la puissance des canaux.
- La fonction d'accordabilité de la bande passante, qui est optionnelle.

Enfin, il existe des architectures de ROADMs dites hybrides, qui utilisent plusieurs technologies. Celles-ci ont été développées dans le but de trouver un bon compromis entre les coûts et les performances des dispositifs. Elles combinent notamment les PLCs aux WSSs [21, 30, 57].

1.3. La fonction de filtrage dans les télécoms

1.3.1. Principe de fonctionnement

Contrairement aux fonctions dédiées aux nœuds des réseaux, nécessitant une architecture très complexe comme nous l'avons vu précédemment, la fonction de filtrage optique au niveau de la réception n'utilise qu'une seule entrée et une seule sortie, et donc une architecture des plus simples. Par contre, l'exigence réside dans les fonctionnalités assurées par le dispositif en question, à savoir la fonction d'égalisation de l'amplitude et celle de l'accordabilité de la bande passante, cette dernière, optionnelle pour les ROADMs, devient dans ce cas nécessaire.

De plus, la fonction de filtrage en réception dans un réseau ne traite qu'une seule longueur d'onde dans le spectre, contrairement aux ROADMs qui en traitent plusieurs à la fois, par exemple en sélectionnant plusieurs longueurs d'onde de façon arbitraire. Par conséquent, un filtre en réception peut sélectionner un canal, ou dans des cas particuliers, plusieurs canaux successifs. Par contre, sa bande passante doit être accordable, de façon à offrir cette agilité.

Nous allons, dans cette partie du premier chapitre, faire un petit état de l'art de la fonction de filtrage optique, présentant les technologies d'implémentation étudiées ces derniers temps. Nous verrons ensuite quelques filtres déjà utilisés en réception dans les réseaux et leurs performances, qui vont nous permettre de mettre le focus les points à étudier.

1.3.2. Technologies d'implémentation des filtres optiques

Etant donné la simplicité de l'architecture, un grand nombre de technologies peuvent être et sont utilisées pour l'implémentation de ces dispositifs, de l'optique intégrée à l'espace libre. Nous allons citer quelques technologies utilisées pour l'implémentation des filtres optiques, et ensuite se focaliser sur des dispositifs particuliers. Nous retrouvons ainsi le filtre optique à réponse impulsionnelle infinie [58], celui basé sur le résonateur en anneaux [59], et sur les cavités en fente plasmonique à ouverture couplée [60]. Nous retrouvons aussi les technologies reconfigurables, comme les structures basées sur la diffusion Brillouin stimulée [61], sur les fibres à cristaux liquides [62], sur les structures photoniques en silicium [63], sur le peigne optique utilisant notamment des modulateurs de type Mach-Zehnder [64, 65] et sur les réseaux de diffraction à paroi latérale basés sur les isolateur en silicium [66], sur les cavités Fabry-Pérot à cristaux liquides [67].

D'autre part, quelques travaux ont été menés visant à adjoindre des fonctionnalités additionnelles à un filtre optique, par exemple, la reconfiguration de la bande passante et de l'espacement entre canaux sur un filtre en peigne basé sur des éléments biréfringents en espace libre [68], ou sur un ensemble d'éléments à retard [69].

Notre but étant de décliner les fonctionnalités nécessaires au niveau de la réception dans un réseau, nous nous intéressons aux dispositifs de filtrage utilisés dans les réseaux actuels. Il existe trois technologies d'implémentation.

La première est la même que celle utilisée pour les WSSs utilisant les cristaux liquides sur silicium [70, 71, 72, 73]. Commercialisée par le même constructeur qui développe les WSSs, ces dispositifs se présentent sous une architecture offrant d'une part une grande agilité dans la reconfiguration des différents paramètres du filtre, et la possibilité de compenser la dispersion d'autre part. Les performances et fonctionnalités assurées par ces dispositifs seront citées ultérieurement.

La deuxième technologie utilise un filtre à réseaux de Bragg [74, 75]. Son principe de fonctionnement est illustré sur le schéma suivant,

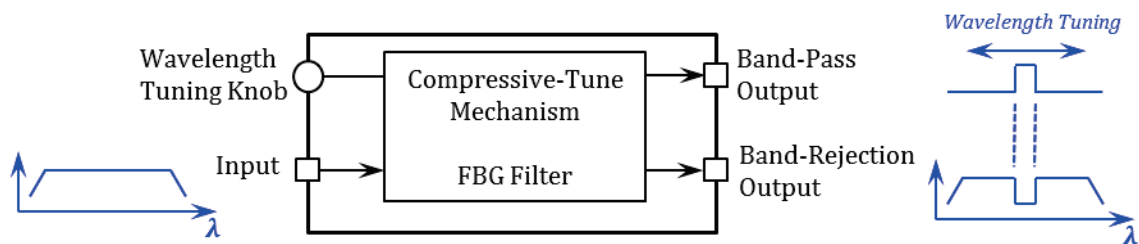


Figure 1.8. Schéma synoptique d'un filtre optique basé sur les réseaux de Bragg [76]

Cette architecture est particulièrement intéressante, car, comme nous pouvons le constater sur le schéma synoptique de la figure ci-dessus, elle possède deux sorties. La première sortie est celle de la fonction de filtrage normale, avec une longueur d'onde sur la bande utile. La seconde représente la bande totale de réjection du filtre, où se trouve toute l'information filtrée par la première sortie.

La troisième technologie utilisée est en espace libre et utilise un réseau de diffraction dans deux architectures particulières, offrant, avec une grande simplicité, une fonction de filtrage très agile d'une part, et avec de très bonnes performances d'autre part [77, 78]. La première architecture est illustrée sur la figure 1.9,

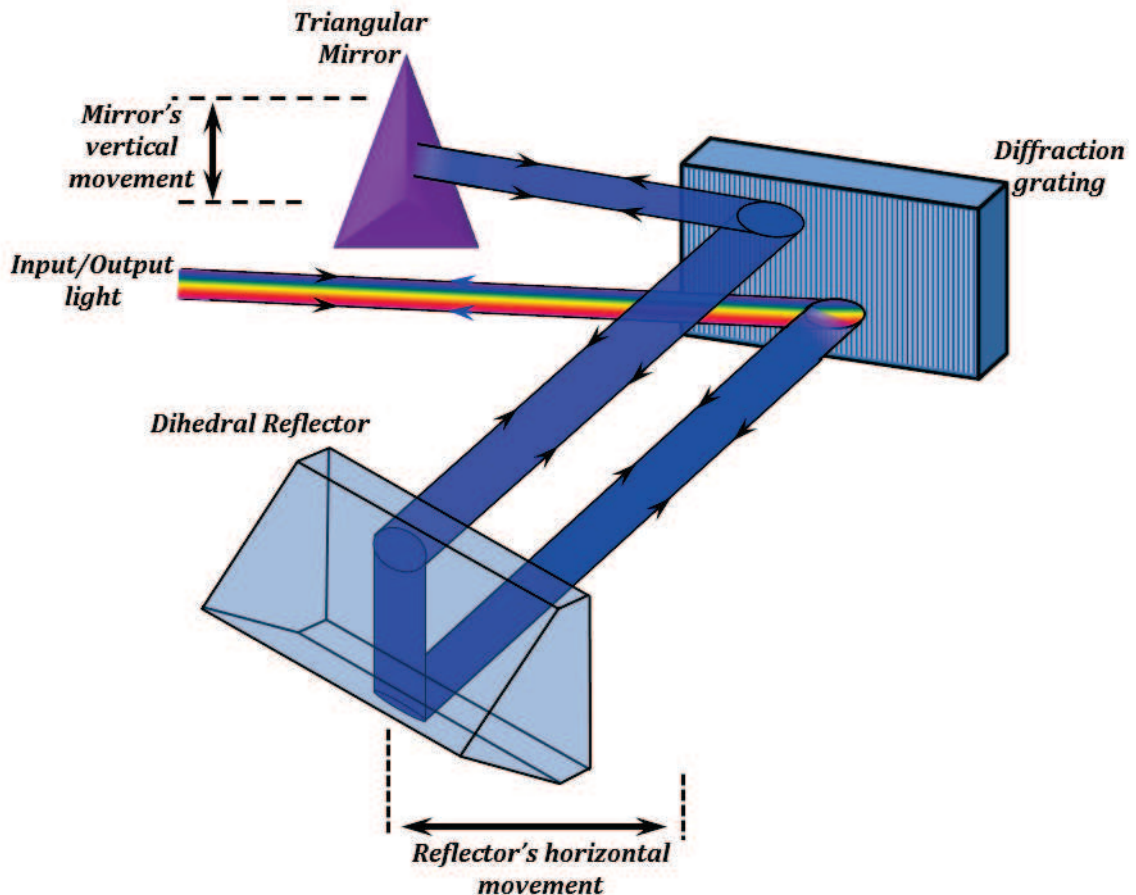


Figure 1.9. Principe de fonctionnement d'un filtre optique utilisant un réseau de diffraction combiné à un miroir triangulaire et un réflecteur dièdre

La fonction de filtrage est assurée dans ce cas par le réseau de diffraction. Un spectre multi-longueur d'onde incident sur le réseau est diffracté dans une direction spécifique relative à chacune de ses longueurs d'onde. Le mouvement horizontal du réflecteur dièdre permet de sélectionner une longueur d'onde particulière. Celle-ci sera ensuite réfléchi sur le miroir triangulaire. L'épaisseur de la portion du miroir utilisé pour réfléchir le faisceau lumineux déterminera ensuite la bande passante de la fonction de filtrage. Ainsi, un mouvement vertical de ce même miroir permet l'accordabilité de cette bande passante. La longueur d'onde sélectionnée est ensuite acheminée vers la sortie en empruntant le trajet inverse. Par ailleurs, le faisceau lumineux fait quatre passages sur le réseau de diffraction, ce qui permet d'avoir un gabarit de la fonction de filtrage proche du gabarit rectangulaire, avec des flancs très raides. Cette architecture offre une bande utile très grande avec de très petites bandes passantes.

La seconde architecture utilisant la même technologie est illustrée sur la figure 1.10,

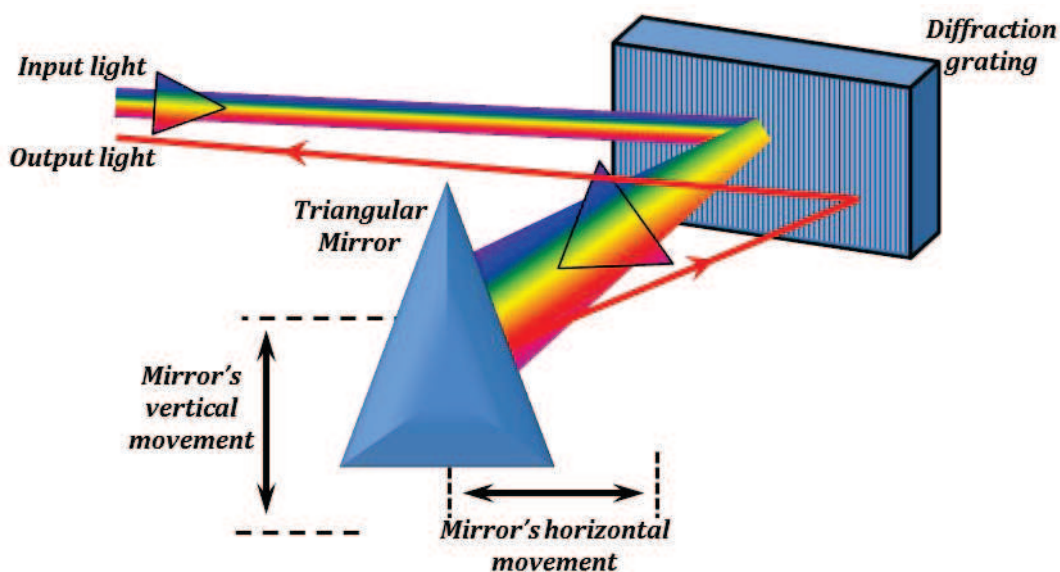


Figure 1.10. Principe de fonctionnement d'un filtre optique utilisant un réseau de diffraction associé à un miroir triangulaire

A l'instar de la première architecture, celle-ci utilise aussi un réseau de diffraction, induisant la réflexion de chaque longueur d'onde avec un angle spécifique. En revanche, dans ce cas, c'est le miroir triangulaire qui permettra l'accordabilité de la longueur d'onde du filtre, par le biais d'un mouvement horizontal. Une fois la longueur d'onde sélectionnée, nous retrouvons le même principe de reconfiguration de la bande passante de cette fonction de filtrage, à savoir, un mouvement vertical du miroir qui déterminera quelle portion de ce dernier sera utilisée pour réfléchir le faisceau. Celui-ci sera réfléchi sur le réseau de diffraction pour être réinjecté dans la fibre. Notons que dans ce cas, le faisceau lumineux ne fait que deux passages sur le réseau de diffraction, et que par conséquent, la raideur des flancs de la fonction de filtrage n'est pas la même que pour la première architecture. De plus, les bandes passantes de ce dispositif ne sont pas aussi étroites que celles du premier, et la bande d'accordabilité n'est pas aussi large.

Il serait intéressant maintenant de comparer les performances de toutes ces architectures. Voici donc un tableau récapitulatif des fonctionnalités et performances de ces différents dispositifs.

Description	XTA-50	WSA-160	CVF-220CL	BVF-220CL
Accordabilité de la longueur d'onde	✓	✓	✓	✓
Bande d'accordabilité	1450-1650nm	C-L	1525-1610nm	1525-1610nm
Accordabilité de la bande passante	✓	✓	✓	✓
Bandes passantes min/max	50-800pm	0.3-60nm	0.1-15nm	0.1-15nm
Egalisation de l'amplitude	○	○	○	○
Compensation de dispersion	○	○	○	○
Définition du gabarit de la fonction	○	○	○	○

	5 dB	6 dB	7.5 dB	8.5 dB
Description	WSMS	WS-100S	WS-1000S	WS-4000S
Pertes d'insertion	✓	✓	✓	✓
Bande d'accordabilité	C-L	C-L	C-L	C-L
Accordabilité de la bande passante	✓	✓	✓	✓
Bandes passantes min/max	80pm-40nm	200pm-1.6nm	80pm-40nm	80pm-40nm
Egalisation de l'amplitude	✓	○	✓	✓
Compensation de dispersion	✓	○	✓	✓
Définition du gabarit de la fonction	✓	▪	✓	✓
Pertes d'insertion	4.5 dB	6.5 dB	6.5 dB	6.5 dB

Tableau 1.3. Comparaison entre les dispositifs de filtrage utilisés en réception dans les réseaux : XTA-50 [77], WSA-160 [78], CVF-220CL [74], BVF-220CL [75], WSMS [73], WS-100S [70], WS-1000S [71], WS-4000S [72].

- ✓ Disponible
- Limité
- Non disponible

Notons que, comme pour la première partie, les chiffres représentatifs des performances des structures ne sont pas reportés et seront cités dans le troisième chapitre, lors de la présentation de chaque fonctionnalité.

1.3.3. Conclusion

Nous avons vu, dans cette seconde partie, les filtres optiques dédiés aux applications télécoms, et utilisés généralement en réception dans le réseau. Un petit comparatif entre les différents dispositifs implémentés par les technologies les plus matures a été fait, nous permettant ainsi de décliner les différentes fonctionnalités importantes, et les performances requises :

- Une fonction de filtrage assurant la reconfiguration de la longueur d'onde centrale dans une bande utile minimale couvrant les bandes C et L.
- La nécessité de reconfigurer la bande passante avec des valeurs de 0.4 et 0.8 nm. Ces deux bandes passantes étant celle des spectres WDM et DWDM, respectivement [79].
- Un taux d'extinction élevé.
- Une fonction d'égalisation de l'amplitude souhaitable, mais pas nécessaire.
- Quelques dispositifs fournissent la possibilité de reconfiguration du gabarit de la fonction de filtrage et la compensation de dispersion. Ces deux fonctionnalités ne sont pas nécessaires à l'application du filtrage uniquement, mais offrent une plus grande liberté pour le cas des gabarits, et la possibilité de s'affranchir de dispositifs additionnels pour le cas de la compensation de dispersion.

Ces différents points nous permettront de compléter le cahier des charges, et de fixer les objectifs à atteindre dans ce travail.

1.4. Objectifs et cahier des charges

Dans ce chapitre, nous avons dans un premier temps présenté le contexte de notre travail, qui concerne la fonction de filtrage dédiée au domaine des télécommunications optiques. Dans l'objectif d'améliorer les transmissions optiques, en termes de débits, coûts de type CAPEX et OPEX, et d'adaptabilité des dispositifs, les filtres optiques jouent un rôle très important permettant notamment d'atteindre des débits que l'électronique aujourd'hui ne permet pas, et ainsi d'exploiter l'entière bande passante offerte par la fibre. Il existe, dans un réseau, plusieurs points où la fonction de filtrage intervient, et selon chaque emplacement, l'architecture du filtre ainsi que ses performances et les fonctionnalités qu'il doit assurer changent. Nous en avons dressé une liste selon l'architecture, et les points qui reviennent sont l'accordabilité de la longueur d'onde centrale du filtre dans les bandes C et L, le fort taux d'extinction (contraste du filtre), la fonction d'égalisation de l'amplitude des canaux et la fonction d'accordabilité de la bande passante. Les performances de chaque fonctionnalité, ainsi que la disponibilité de celle-ci selon l'architecture visée diffèrent. En revanche, étant donné que notre objectif reste l'implémentation de la fonction de filtrage pour les applications ROADMs et au niveau de la réception, tous ces points doivent être traités.

D'autre part, nous avons vu que beaucoup de technologies sont utilisées pour l'implémentation de ces dispositifs, et que selon la technologie employée, les performances évoluent, chaque technologies ayant ses avantages et ses inconvénients.

Nous nous proposons dans ce manuscrit d'introduire une autre technologie, très peu exploitée dans le domaine des télécommunications, assez simple de concept et offrant des solutions très intéressantes. Cette technologie est basée sur les *filtres interférentiels à polarisation*. Ces dispositifs se basent sur les effets d'interférences en polarisation de la lumière. Ils présentent certains avantages en termes de simplicité et de coût de revient. Par ailleurs, nous pourrions voir que ce type de dispositif présente aussi de très bonnes performances.

L'objectif de ce manuscrit est par conséquent d'utiliser les filtres interférentiels à polarisation dans les applications télécoms. Pour ce faire, l'idée est d'optimiser leurs performances et leurs adjoindre de nouvelles fonctionnalités, nécessaires aux applications. Le cahier des charges se résume donc aux points suivants :

- Une fonction de filtrage assurant l'accordabilité de la longueur d'onde centrale dans les bandes C et L,
- La fonction d'égalisation de l'amplitude,
- La fonction d'accordabilité de la bande passante,
- Une fonction de filtrage présentant un fort taux d'extinction et des bande passante respectant celles de la grille ITU (*International Telecommunications Union*) pour les communications WDM et DWDM.

Le chapitre suivant sera consacré aux aspects théoriques, et présentera la technologie des filtres interférentiels à polarisation.

Chapitre 2 : Les filtres interférentiels en polarisation, principe de fonctionnement et fonction de reconfiguration

Comme cité précédemment, ce chapitre sera dédié aux principes de base des filtres interférentiels en polarisation. Dans un souci pédagogique, et dans l'optique d'attirer l'attention de lecteurs sans connaissances particulières sur ce type de filtres, nous allons essayer d'atteindre notre but en commençant par les définitions les plus élémentaires, et surtout en détaillant les points que nous jugerons pertinents pour la suite de notre étude. Ce chapitre portera par conséquent sur la nature de la lumière, la définition de la polarisation, mais aussi sur les milieux anisotropes, dont une grande partie détaillera les cristaux liquides, la propagation de la lumière à travers ces milieux et enfin l'application au filtrage.

2.1. La polarisation de la lumière

2.1.1. Qu'est-ce que la lumière ?

Durant des décennies, la lumière a connu bien des définitions, partielles ou complètes selon la perception de l'homme durant son époque, ses connaissances et les applications de cette même époque. L'histoire nous apprend notamment que la première définition, celle de la théorie ondulatoire, fût introduite par *Christian Huygens*⁵ en 1678. En effet, durant cette période-là, Huygens émit l'idée que la lumière se comportait comme une onde et publia cette théorie dans son « traité de la lumière » en 1690. Durant cette même époque, un autre physicien proposa une

⁵ **Christian HUYGENS** (1629-1695), mathématicien, astronome et physicien néerlandais. Il présenta la théorie ondulatoire de la lumière en 1678 et la publia, dans son « Traité de la lumière » en 1690.

autre définition, celle de la nature corpusculaire. **Isaac Newton**⁶ présenta en effet la lumière comme composée de minuscules corpuscules, encore plus petits que ceux de la matière. Il fit ses expériences sur la décomposition de la lumière en 1666, où il découvrit que la lumière blanche se composait de toutes les autres couleurs, et qu'un prisme servait à décomposer et à recomposer un spectre lumineux dans les longueurs d'ondes du visible. Il publia son idée en 1704 dans son livre intitulé « Opticks », où il exposa notamment la nature corpusculaire de la lumière, l'étude de réfraction, la diffraction et la théorie des couleurs. Bien que ces deux théories soient tout autant valables, rien de concret jusqu'à lors ne pouvait vérifier expérimentalement l'une ou l'autre, jusqu'à ce que **Thomas Young**⁷, ne fasse l'expérience des deux trous aussi connue sous le nom de l'expérience des *trous de Young*. Celle-ci consiste à utiliser une source de lumière avec laquelle sont éclairées deux trous espacés entre eux d'une distance particulière. Ces deux trous vont à leur tour créer deux sources, de même nature donc, et permettre un phénomène d'interférence. Sur un écran que Young plaça après les trous, il constata des franges brillantes et des franges sombres. En effet, celles-ci correspondaient aux interférences constructives et destructives entre deux faisceaux lumineux de même nature. De cette expérience, Young en déduisit la nature ondulatoire de la lumière. La théorie corpusculaire fût ainsi mise de côté laissant place à la *théorie ondulatoire*. Ce n'est qu'en 1905 que le très célèbre **Albert Einstein**⁸ a repris la théorie corpusculaire, tout en gardant l'ondulatoire, et introduisit ainsi la notion de *dualité onde-particule*, expliquant que pour chaque particule de la lumière lui correspondait une onde propre. Le comportement de la lumière est alors défini à la fois comme une onde et à la fois comme un flux de particules. Ces dernières, appelées *quanta* à l'époque furent renommées *photons* en 1920.

Etant donné les deux définitions très distinctes de la lumière, la nature choisie se rapportera forcément au type d'application que nous souhaitons étudier. Par exemple, pour étudier les phénomènes de propagation, la prise en compte de la nature ondulatoire de la lumière suffira amplement à modéliser sa propagation. Autre exemple, pour la physique des lasers, il est nécessaire de faire appel à la nature corpusculaire de la lumière, pour décrire notamment les différents niveaux d'énergie, etc... ce n'est d'ailleurs que par cette définition que le laser a vu le jour.

⁶ **Isaac NEWTON** (1643-1727), philosophe, mathématicien, physicien, alchimiste et astronome anglais. Il fit ses expériences sur la lumière et sa décomposition en 1666. Il publia son traité « Opticks » en 1704, dans lequel il y exposa sa théorie corpusculaire de la lumière, l'étude de la réfraction, la diffraction de la lumière et sa théorie des couleurs.

⁷ **Thomas YOUNG** (1773-1829), physicien, médecin et égyptologue britannique. Il fit passer, en 1801, un faisceau de lumière blanche à travers deux fentes parallèles et la projeta sur un écran. Il constata des franges d'interférences, une alternance de bandes éclairées et non-éclairées et en déduisit la nature ondulatoire de la lumière.

⁸ **Albert EINSTEIN** (1879-1955), physicien allemand, puis apatride (1896), Suisse (1901) et enfin helvético-américain (1940). Il introduisit, en 1905, la notion de dualité onde particule et définit le comportement de la lumière à la fois comme une onde et à la fois comme un flux de particules.

Dans notre étude, nous utiliserons la définition ondulatoire de la lumière, et dans le but de faciliter les calculs, nous supposerons que la lumière se comporte comme une onde plane, même si cette dernière n'a pas de réalité physique mais représente une très bonne approximation mathématique au phénomène physique qu'est la propagation d'une onde lumineuse.

2.1.2. Description d'une vibration lumineuse

Du fait du comportement ondulatoire de la lumière, et la supposition que celle-ci soit une onde plane monochromatique, les définitions de l'électromagnétisme lui seront appliquées. La lumière se comporte ainsi comme une onde électromagnétique, qui n'est rien d'autres que la combinaison de deux « perturbations » représentées par les vecteurs champ électrique \vec{E} et champ magnétique \vec{B} . Ces deux champs forment un plan appelé *plan d'onde* ou *plan transverse*. Ce dernier est perpendiculaire à la direction de propagation \vec{k} . Représentée alors par ce trièdre $(\vec{E}, \vec{B}, \vec{k})$, une onde électromagnétique oscille à une vitesse particulière. Cette vitesse est appelée fréquence d'oscillation et déterminera la position de l'onde dans le spectre électromagnétique [80]. Cette position étant identifiée sur un intervalle de fréquences particulier, la nature de la vibration en est alors déduite : onde lumineuse, radio etc... Durant notre étude, l'intervalle de fréquences qui nous intéresse est celui de l'infra-rouge moyen, et plus particulièrement les bandes C et L, où se trouvent les longueurs d'onde (fréquences optiques) des télécommunications.

Intéressons-nous maintenant au comportement de la vibration lumineuse. Pour cela, nous allons voir l'évolution dans le temps d'un des deux champs constituant cette vibration. Celle-ci lui est associé un vecteur appelé vecteur de *Fresnel*⁹, qui peut être soit le *champ électrique* soit le *déplacement électrique*, en fonction des besoins. Cette association est justifier par le fait que, d'une part, les détecteurs quadratiques utilisés en optique ne sont sensibles qu'au champ \vec{E} de l'onde électromagnétique, et d'autre part, le champ magnétique peut être facilement déduit du champ électrique comme nous le présenterons dans la deuxième partie de ce chapitre.

Lorsque cette oscillation du vecteur champ électrique est vue sur le plan transverse, durant une période dans le temps, l'extrémité de ce vecteur décrit une trajectoire particulière, comme illustré sur la figure ci-dessous,

⁹ **Augustin Jean FRESNEL** (1788-1827), physicien français fondateur de la « théorie ondulatoire de la lumière ». Il est le premier à avoir produit de la lumière polarisée circulairement. Il forgea la notion de longueur d'onde et prouva que le mouvement ondulatoire de la lumière polarisée est transversal et non longitudinal.

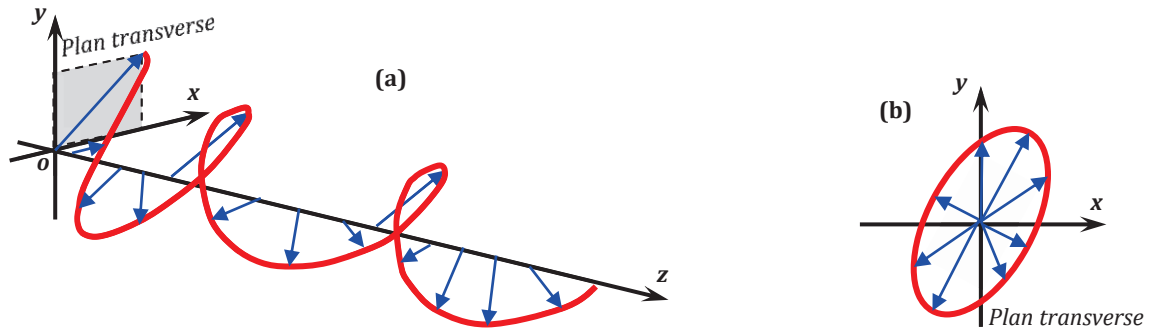


Figure 2.1. Etat de polarisation d'une vibration lumineuse suivant (a) le plan de propagation et (b) le plan transverse

Cette courbe déterminera une caractéristique très importante de la vibration lumineuse qui est son état de polarisation. Ainsi est définie la polarisation de la lumière.

Déduisons maintenant, à partir de la définition du champ électrique de l'onde lumineuse, l'expression de la courbe de l'état de polarisation de la lumière. Supposons le plan (xyz) où la direction de propagation est selon z . Par définition, selon Fresnel, le vecteur champ électrique d'une onde plane monochromatique s'écrit en représentation complexe,

$$E(z, t) = \text{Re}[Ae^{i(\omega t - kz)}] \quad (2.1)$$

où A , vecteur complexe se trouvant sur le plan transverse (xy) , est défini par,

$$A = \hat{x}A_x e^{i\varphi_x} + \hat{y}A_y e^{i\varphi_y} \quad (2.2)$$

Considérons maintenant la nature de la courbe décrite par l'extrémité du vecteur champ électrique de l'onde. Les coordonnées de cette courbe, évoluant dans le temps, sont alors,

$$\begin{cases} E_x = A_x \cos(\omega t - kz + \varphi_x) \\ E_y = A_y \cos(\omega t - kz + \varphi_y) \end{cases} \quad (2.3)$$

En posant $z=0$ et en changeant l'origine du temps, nous pouvons alors écrire,

$$\begin{cases} E_x = A_x \cos(\omega t) \\ E_y = A_y \cos(\omega t + \varphi) \end{cases} \quad (2.4)$$

où $\varphi = \varphi_y - \varphi_x$. Après quelques calculs élémentaires ainsi qu'une transformation trigonométrique, nous arrivons à l'expression suivante,

$$\frac{E_x^2}{A_x^2} + \frac{E_y^2}{A_y^2} - 2 \frac{E_x E_y}{A_x A_y} \cos \varphi = \sin^2 \varphi \quad (2.5)$$

La nature de la polarisation de l'onde lumineuse est déduite à partir de cette équation, dont son tracé est illustré par la figure 2.1.b. Celui-ci décrit clairement une ellipse dans le cas général, la polarisation est alors elliptique. Quelques cas particuliers, appelés aussi états fondamentaux,

relatifs à des valeurs spécifiques de la phase φ sont cependant à noter. Dans le paragraphe qui suit sont présentés les différents cas particuliers résultants des valeurs particulières que prend la phase de l'onde lumineuse.

2.1.3. Les différents états de polarisation d'une onde lumineuse

Les différents états de polarisation d'une onde lumineuse se résument, sur trois états fondamentaux. Les points qui vont suivre les présentent, montrant les différences de phase correspondantes et les courbes décrites par le vecteur champ électrique.

- φ est un multiple de π .

Dans ce cas, l'équation (2.5) devient,

$$E_y = \pm \frac{A_y}{A_x} E_x \quad (2.6)$$

La polarisation est alors rectiligne (figure 2.2.a).

- φ est un multiple impair de $\pi/2$.

Dans ce cas, l'équation suivante est obtenue,

$$\left(\frac{E_x}{A_x}\right)^2 + \left(\frac{E_y}{A_y}\right)^2 = 1 \quad (2.7)$$

Le troisième terme du premier membre de l'équation (2.5), appelé *terme croisé*, s'annule. La polarisation est alors elliptique avec une particularité : les axes de l'ellipse sont confondus avec ceux du plan xOy (figure 2.2.b). Si les amplitudes des deux composantes de l'onde sont égales ($A_x = A_y$), alors la polarisation devient circulaire (figure 2.2.c).

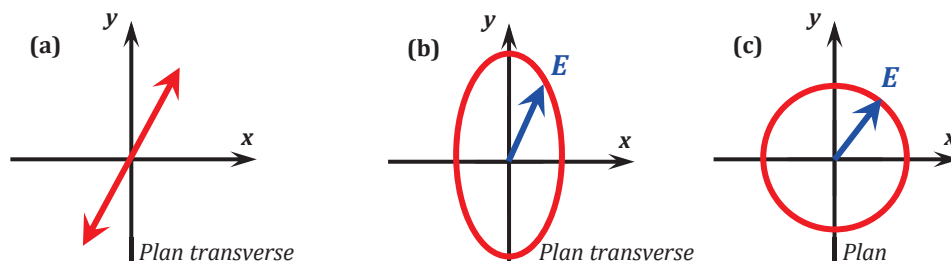


Figure 2.2. États de polarisation d'une vibration lumineuse : (a) rectiligne, (b) elliptique et (c) circulaire

2.1.4. Formalismes de représentation des états de polarisation

Il existe principalement deux formalismes de représentation mathématique de la polarisation d'une onde lumineuse. Le premier fût introduit par **R. C. Jones**¹⁰ et décrit uniquement une onde monochromatique entièrement polarisée, en faisant appel aux amplitudes des composantes du champ. Sa définition, assez simple, consiste à formuler sous forme de vecteur à deux dimensions l'amplitude et la phase de l'onde, en représentation complexe, dans le plan transverse. Le second quant à lui, introduit par **Sir G. G. Stokes**¹¹, décrit non seulement la lumière entièrement polarisée, mais aussi celle partiellement polarisée. Sous forme de vecteur lui aussi mais à quatre dimensions, un tel formalisme est basé sur les intensités des composantes du champ ou des combinaisons de ces intensités. Il est important de rappeler que dans le domaine optique, seules les intensités sont directement mesurables. Il en résulte la mise en jeu de nombres réels en ce qui concerne le formalisme de Stokes. L'utilisation des amplitudes des composantes du champ pour le formalisme de Jones quant à lui, explique la présence de grandeurs complexes.

2.1.4.1. Formalisme de Jones

Ce formalisme s'écrit sous forme d'un vecteur appelé vecteur de Jones, où se trouvent deux informations sur l'onde : son amplitude et sa phase. La forme du vecteur quant à elle nous décrit la nature de la polarisation de l'onde. Ce vecteur s'écrit de la façon suivante [81],

$$J = \begin{pmatrix} A_x e^{j\varphi_x} \\ A_y e^{j\varphi_y} \end{pmatrix} \quad (2.8)$$

Nous pouvons ainsi écrire les différents vecteurs de Jones des états de polarisations particuliers :

➤ **La polarisation rectiligne**

Dans ce cas, les composantes du vecteur de Jones sont réelles,

$$J = \begin{pmatrix} \cos \alpha \\ \sin \alpha \end{pmatrix} \quad (2.9)$$

où α est l'angle que fait le vecteur champ électrique avec l'axe Ox dans le plan transverse, comme le montre la figure (2.3.a).

¹⁰ **Robert Clark Jones** (1916-2004), physicien américain spécialisé en optique. Il définit, en 1941 le formalisme portant son nom, qui permet de décrire l'état de polarisation de la lumière, et notamment son évolution à travers un système optique.

¹¹ **Sir Georges Gabriel STOKES** (1819-1903), mathématicien et physicien britannique. Il introduisit, en 1852, quatre paramètres décrivant l'état de polarisation d'une onde électromagnétique. Ces paramètres sont notés sous forme d'un vecteur qui porte son nom.

➤ **La polarisation circulaire**

La composition de deux vibrations de même amplitude déphasées entre elles, de $\pm m.\pi/2$ (m entier impaire) est une vibration polarisée circulairement. Dans ce cas, les deux composantes du vecteur de Jones sont complexes. Par ailleurs, selon le signe de ce déphasage, il existe deux types de polarisations circulaires, la polarisation circulaire droite et circulaire gauche. Elles sont respectivement représentées par les vecteurs de Jones des équations (2.10) et (2.11) et illustrées par les figures (2.3.b) et (2.3.c).

$$J_D = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 1 \\ -j \end{pmatrix} \quad (2.10)$$

$$J_G = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 1 \\ j \end{pmatrix} \quad (2.11)$$

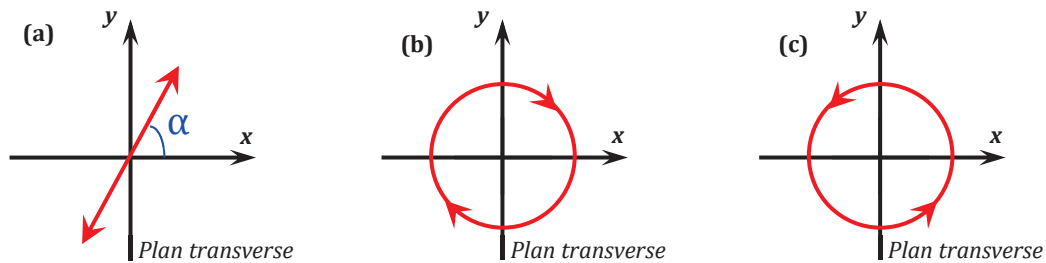


Figure 2.3. États de polarisation d'une vibration lumineuse : (a) rectiligne faisant un angle α avec l'axe Ox , (b) circulaire droite et (c) circulaire gauche.

En outre, il existe une alternative pour que le formalisme de Jones puisse représenter une lumière partiellement polarisée. Celle-ci consiste à utiliser les matrices de cohérence. Ce point ne sera pas traité dans ce manuscrit.

2.1.4.2. Formalisme de Stokes

S'écrivant aussi sous forme vectoriel mais à quatre dimensions, ce formalisme met en évidence une combinaison des intensités de l'onde suivant chaque polarisation. Cette forme vectorielle utilise quatre paramètres appelés les *paramètres de Stokes*. Voici donc comment s'écrit ce vecteur. A partir du vecteur de Jones, on déduit le vecteur V suivant,

$$V = \begin{pmatrix} A_x e^{-j\varphi/2} \\ A_y e^{+j\varphi/2} \end{pmatrix} \quad (2.12)$$

Définissons maintenant les quantités P_0, P_1, P_2, P_3 , représentant les paramètres de Stokes [81],

$$\begin{cases} P_0 = A_x^2 + A_y^2 \\ P_1 = A_x^2 - A_y^2 \\ P_2 = 2A_x A_y \cos\varphi \\ P_3 = 2A_x A_y \sin\varphi \end{cases} \quad (2.13)$$

Ecrivons maintenant ces quatre paramètres en fonction des intensités de l'onde. Ces intensités dans le plan transverse, pour la composante rectiligne dans le plan xOy suivant les axes x, y et les angles $+45^\circ$ et -45° par rapport à l'axe Ox sont notées respectivement I_x, I_y, I_{+45° et I_{-45° . Pour la composante à polarisation circulaire droite et gauche, les intensités sont notées respectivement I_D et I_G . De par sa définition, il est évident que le paramètre P_0 représente l'intensité totale I_0 de l'onde optique. Le paramètre P_1 quant à lui représente la différence des intensités des composantes rectilignes suivant Ox et Oy . Ces deux premiers paramètres s'écrivent alors,

$$\begin{cases} P_0 = I_x + I_y = I_0 \\ P_1 = I_x - I_y \end{cases} \quad (2.14)$$

Pour écrire maintenant les deux paramètres restants en fonction des intensités de l'onde, il nous faut d'abord décomposer l'état V sur la base des états circulaires gauches et droits. En utilisant les matrices de changement de base adéquates, V s'écrit de la manière suivante [81],

$$V_{45^\circ} = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{bmatrix} A_x e^{-j\varphi/2} + A_y e^{+j\varphi/2} \\ A_x e^{-j\varphi/2} - A_y e^{+j\varphi/2} \end{bmatrix} \quad (2.15)$$

$$V_{cir} = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{bmatrix} A_x e^{-j\varphi/2} - jA_y e^{+j\varphi/2} \\ A_x e^{-j\varphi/2} + jA_y e^{+j\varphi/2} \end{bmatrix} \quad (2.16)$$

Après calcul de la différence des intensités dans chacune des deux bases, nous avons [81],

$$\begin{cases} I_{+45^\circ} - I_{-45^\circ} = 2A_x A_y \cos\varphi = P_2 \\ I_G - I_D = 2A_x A_y \sin\varphi = P_3 \end{cases} \quad (2.17)$$

Le vecteur de Stokes s'écrit alors,

$$S = \begin{pmatrix} P_0 \\ P_1 \\ P_2 \\ P_3 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} I_0 \\ I_x - I_y \\ I_{+45^\circ} - I_{-45^\circ} \\ I_G - I_D \end{pmatrix} \quad (2.18)$$

Nous pouvons maintenant exprimer les différents cas fondamentaux de polarisation en représentation de Stokes. Le tableau suivant récapitule les différents états en leur associant les vecteurs de Stokes et de Jones qui leurs correspondent,

	Rectiligne suivant Ox	Rectiligne suivant Oy	Rectiligne à 45° de Ox	Circulaire droite	Circulaires gauche
Jones	$\begin{bmatrix} 1 \\ 0 \end{bmatrix}$	$\begin{bmatrix} 0 \\ 1 \end{bmatrix}$	$\frac{1}{\sqrt{2}} \begin{bmatrix} 1 \\ 1 \end{bmatrix}$	$\frac{1}{\sqrt{2}} \begin{bmatrix} 1 \\ -j \end{bmatrix}$	$\frac{1}{\sqrt{2}} \begin{bmatrix} 1 \\ j \end{bmatrix}$
Stokes	$\begin{bmatrix} 1 \\ 1 \\ 0 \\ 0 \end{bmatrix}$	$\begin{bmatrix} 1 \\ -1 \\ 0 \\ 0 \end{bmatrix}$	$\begin{bmatrix} 1 \\ 0 \\ 1 \\ 0 \end{bmatrix}$	$\begin{bmatrix} 1 \\ 0 \\ 0 \\ -1 \end{bmatrix}$	$\begin{bmatrix} 1 \\ 0 \\ 0 \\ 1 \end{bmatrix}$

Tableau 2.1. Vecteurs de Stokes et de Jones des états de polarisation fondamentaux.

2.1.4.3. Représentation de Poincaré

Il existe en outre une autre représentation, utilisée principalement pour illustrer les états de polarisation d'une onde lumineuse, appelée la *représentation de Poincaré*¹². Cette représentation se base sur une *sphère* sur laquelle sont illustrés des points à des endroits différents, lesquels définissent justement l'état de polarisation de l'onde. Ainsi, les états fondamentaux se trouvent sur le cercle équatorial en ce qui concerne les états rectilignes, sur le pôle nord pour l'état circulaire gauche et sur le pôle sud pour l'état circulaire droit. Tout autre point de la sphère représente un état elliptique. Les coordonnées d'un point particulier sur la sphère sont tirées directement à partir du vecteur de Stokes. La figure 2.4 illustre cette représentation, en mettant en évidence les axes S_1 , S_2 et S_3 , auxquels sont associés les points de coordonnées P_1 , P_2 et P_3 extraits du vecteur de Stokes.

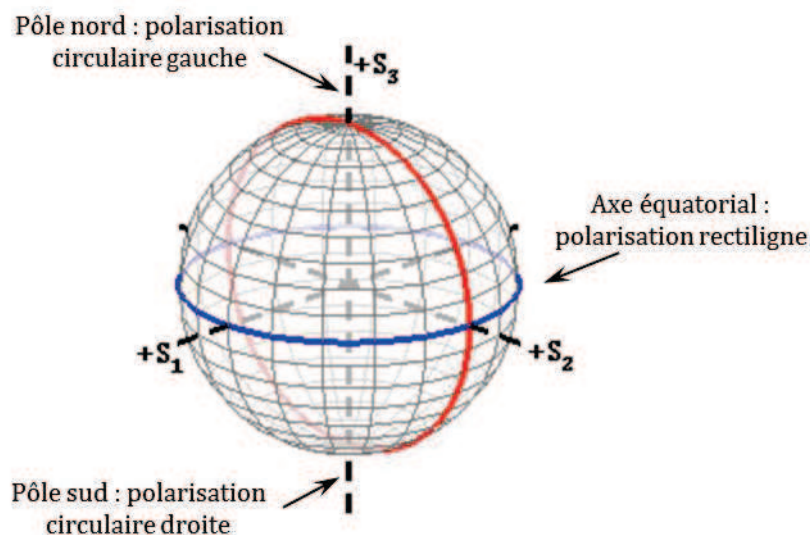


Figure 2.4. Sphère de Poincaré

¹² Jules Henri POINCARÉ (1854-1912), mathématicien, physicien et philosophe français. Il réalisa des travaux d'importance majeure en optique et en calcul infinitésimal.

2.2. Propagation d'une onde lumineuse dans un milieu biréfringent

Le but de ce chapitre étant d'étudier les filtres interférentiels à polarisation utilisant des milieux anisotropes, il est nécessaire de comprendre le comportement de la lumière à la traversée de ces milieux. Par conséquent, l'objectif de ce paragraphe est l'étude de la propagation de la lumière dans les milieux anisotropes. Pour ce faire et après avoir étudié la polarisation de la lumière dans un premier temps, nous allons définir les différents types de milieux anisotropes, en expliquant notamment les aspects physiques et les phénomènes auxquels sera confrontée une onde plane les traversant. Une étude sera ensuite menée concernant la propagation d'une onde plane à travers ce type de milieux en utilisant le formalisme de Jones cité dans le paragraphe précédent.

2.2.1. Les milieux anisotropes et l'ellipsoïde des indices

Comme cité précédemment, une onde lumineuse possède le même comportement qu'une onde électromagnétique. Elle est alors définie par ses vecteurs, champ électrique et champ magnétique. Lors de la propagation de cette onde dans un milieu quelconque, deux autres vecteurs viennent compléter la définition de celle-ci, il s'agit du vecteur déplacement électrique \vec{D} et du vecteur déplacement magnétique ou excitation magnétique \vec{H} . Nous avons ainsi les relations suivantes,

$$\vec{D} = [\varepsilon].\vec{E} \quad (2.19)$$

$$\vec{B} = \mu.\vec{H} \quad (2.20)$$

où $[\varepsilon]$ représente la permittivité du milieu et μ sa perméabilité.

Pour représenter ainsi une onde électromagnétique qui se propage dans un milieu quelconque, il existe un système de quatre équations appelé équations de Maxwell¹³ qui se présente comme suit [82],

$$\begin{cases} \text{rot}E = -\frac{\delta B}{\delta t} \\ \text{rot}H = j + \frac{\delta D}{\delta t} \\ \text{div}D = \rho \\ \text{div}B = 0 \end{cases} \quad (2.21)$$

¹³ **James Clerk Maxwell** (1831-1879), physicien et mathématicien écossais. Il unifia en un seul ensemble d'équations, l'électricité, le magnétisme et l'induction. Cet ensemble d'équations est appelé équation de Maxwell et décrit complètement une onde électromagnétique.

Ce système d'équations regroupe ainsi non seulement toutes les caractéristiques du milieu et de l'onde « excitatrice » mais aussi les réponses du milieu à cette excitation. Toute forme de démonstration mathématique représentant la propagation d'une onde électromagnétique à travers n'importe quel milieu démarre par conséquent à partir de ce système d'équations.

Afin de bien comprendre ce qu'est un milieu anisotrope, et le comportement d'une onde lumineuse lors de sa propagation à travers ce milieu, nous allons étudier d'abord les milieux isotropes.

2.2.1.1. Propagation d'une onde plane dans un milieu isotrope

Un milieu quelconque est dit isotrope lorsque la vitesse de propagation d'une onde s'y propageant est constante quel que soit la direction que prend cette onde. L'indice de réfraction du milieu, indice duquel dépend la vitesse de propagation, est alors constant et ne dépend pas de la direction de propagation de cette onde.

Rappelons l'équation d'une onde plane monochromatique, représentée par son vecteur champ électrique,

$$\vec{E} = \vec{E}_0 \cdot e^{j(\omega t - \vec{k} \cdot \vec{r})} \quad (2.22)$$

où le vecteur d'onde \vec{k} est défini comme suit,

$$\vec{k} = \frac{\omega}{c} \vec{n} \quad (2.23)$$

où c est la vitesse de la lumière, ω la pulsation de l'onde et n l'indice de réfraction du milieu. A partir de l'équation du champ électrique de l'onde, des équations de Maxwell, et après quelques calculs élémentaires, nous arrivons à l'équation suivante,

$$\vec{k} \cdot (\vec{k} \cdot \vec{E}) - k^2 \cdot \vec{E} + \mu_0 \cdot \omega^2 \cdot \vec{D} = \vec{0} \quad (2.24)$$

où μ_0 est la perméabilité du vide donnée par,

$$\mu_0 = \frac{1}{\varepsilon_0 c^2} \quad (2.25)$$

En utilisant les équations (2.23) et (2.25) dans (2.24), nous obtenons finalement l'équation de propagation d'une onde plane monochromatique, en fonction de l'indice de réfraction et de la permittivité relative du milieu,

$$(\vec{n} \cdot \vec{E}) \cdot \vec{n} - n^2 \cdot \vec{E} + \varepsilon_r \cdot \vec{E} = \vec{0} \quad (2.26)$$

Projetée sur un système d'axes $Oxyz$, cette équation devient,

$$\begin{cases} (n_x \cdot E_x + n_y \cdot E_y + n_z \cdot E_z) \cdot n_x - n^2 \cdot E_x + \varepsilon_r \cdot E_x = 0 \\ (n_x \cdot E_x + n_y \cdot E_y + n_z \cdot E_z) \cdot n_y - n^2 \cdot E_y + \varepsilon_r \cdot E_y = 0 \\ (n_x \cdot E_x + n_y \cdot E_y + n_z \cdot E_z) \cdot n_z - n^2 \cdot E_z + \varepsilon_r \cdot E_z = 0 \end{cases} \quad (2.27)$$

Pour la solution particulière $\varepsilon_r = n^2$, le système d'équation (2.27) est vérifié. Dès lors, nous pouvons dire que quel que soit la direction de propagation et l'état de polarisation de l'onde, l'indice de réfraction du milieu est constant. Nous concluons alors que la relation linéaire suivante,

$$\vec{D} = \varepsilon_0 \cdot \varepsilon_r \cdot \vec{E} \quad (2.28)$$

décrit un milieu transmettant une onde lumineuse à la même vitesse quel que soit sa direction de propagation et son état de polarisation. La permittivité, ou constante diélectrique du milieu, est dans ce cas un scalaire.

2.2.1.2. Tenseur diélectrique d'un milieu anisotrope

L'équation (2.28), qui illustre le parallélisme de la réponse \vec{D} avec l'excitation \vec{E} , ne permet de définir que les milieux isotropes. Pour les milieux anisotropes, le non-parallélisme de la réponse avec l'excitation oblige à une autre écriture de la permittivité du milieu. Dans un système d'axes $Oxyz$, l'équation de constitution (2.28) devient alors [82],

$$\begin{cases} D_x = \varepsilon_{xx} \cdot E_x + \varepsilon_{xy} \cdot E_y + \varepsilon_{xz} \cdot E_z \\ D_y = \varepsilon_{yx} \cdot E_x + \varepsilon_{yy} \cdot E_y + \varepsilon_{yz} \cdot E_z \\ D_z = \varepsilon_{zx} \cdot E_x + \varepsilon_{zy} \cdot E_y + \varepsilon_{zz} \cdot E_z \end{cases} \quad (2.29)$$

ou encore,

$$\vec{D} = \varepsilon_0 \cdot [\varepsilon] \cdot \vec{E} \quad (2.30)$$

Dans ce cas, la permittivité notée $[\varepsilon]$ est un tenseur. L'équation de constitution peut alors se mettre sous la forme,

$$\varepsilon_0 \cdot \vec{E} = [\eta] \cdot \vec{D} \quad (2.31)$$

où $[\eta]$ est appelé tenseur des indices, avec $[\varepsilon] = [\eta]^{-1}$.

Nous considérerons que le tenseur diélectrique est réel, étant donné que nous n'utiliserons que des matériaux à faible absorption. De plus, d'après la loi de conservation de l'énergie électromagnétique, et après quelques calculs mathématiques que nous ne donnerons pas dans ce paragraphe mais qui sont présentés dans [82], nous avons la relation suivante,

$$\frac{1}{2} E_i \cdot \dot{E}_j (\varepsilon_{ij} - \varepsilon_{ji}) = 0 \quad (2.32)$$

L'importance de cette relation relève du fait qu'elle nous permet d'affirmer qu'un milieu anisotrope à faible absorption possède un tenseur diélectrique symétrique,

$$\varepsilon_{ij} = \varepsilon_{ji} \quad (2.33)$$

Ce tenseur est alors diagonalisable, autrement dit, il existe un système d'axes particuliers dans lequel les composantes ε_{ij} ($i \neq j$) sont nulles. Dans ce repère propre au milieu matériel, les axes de coordonnées sont les axes principaux du milieu. Le tenseur diélectrique est alors donné par,

$$\varepsilon = \begin{pmatrix} \varepsilon_x & 0 & 0 \\ 0 & \varepsilon_y & 0 \\ 0 & 0 & \varepsilon_z \end{pmatrix} \quad (2.34)$$

Et par conséquent, celui des indices s'écrit,

$$\eta = \begin{pmatrix} \eta_x & 0 & 0 \\ 0 & \eta_y & 0 \\ 0 & 0 & \eta_z \end{pmatrix} \quad (2.35)$$

La relation $[\varepsilon] = [\eta]^{-1}$ se réduit donc aux expressions,

$$\begin{cases} \varepsilon_x = \frac{1}{\eta_x} \\ \varepsilon_y = \frac{1}{\eta_y} \\ \varepsilon_z = \frac{1}{\eta_z} \end{cases} \quad (2.36)$$

2.2.1.3. Propagation d'une onde plane dans un milieu anisotrope

Le tenseur diélectrique du milieu anisotrope étant maintenant connu, nous allons pouvoir étudier la propagation d'une onde plane monochromatique dans un tel milieu.

Reprenons l'équation du champ électrique de l'onde (2.22). Le fait d'utiliser cette équation implique un changement de définition pour le vecteur \vec{k} , défini pour les milieux isotropes par l'équation (2.23), c'est-à-dire en fonction de l'indice de réfraction qui est fixe. Ce vecteur sera donc défini pour les milieux anisotropes de la façon suivante,

$$\vec{k} = \frac{\omega_n}{c} \vec{s} \quad (2.37)$$

Où le nouveau vecteur \vec{s} est un vecteur unitaire dans la direction de propagation. Dans notre étude, les équations de Maxwell conduisent à,

$$\begin{cases} \vec{k} \wedge \vec{E} = \omega\mu\vec{H} \\ \vec{k} \wedge \vec{H} = -\omega\vec{D} = -\omega\varepsilon\vec{E} \\ \vec{k} \cdot \vec{H} = 0 \\ \vec{k} \cdot \vec{D} = 0 \end{cases} \quad (2.38)$$

A partir de celles-ci, nous obtenons,

$$\vec{D} = -\frac{n}{c} \vec{s} \wedge \vec{H} \quad (2.39)$$

$$\vec{H} = \frac{n}{\mu c} \vec{s} \wedge \vec{E} \quad (2.40)$$

Nous pouvons ainsi écrire (2.39) en utilisant (2.40), de la façon suivante,

$$\vec{D} = -\frac{n}{c} \vec{s} \wedge \left(\frac{n}{\mu c} \vec{s} \wedge \vec{E} \right) \quad (2.41)$$

Après quelques calculs élémentaires, nous arrivons à,

$$\vec{D} = \frac{n^2}{\mu c^2} \left(\vec{E} - \vec{s}(\vec{s} \cdot \vec{E}) \right) \quad (2.42)$$

L'équation (2.39) et celle-ci nous informent sur la position des différents vecteurs représentant l'onde plane, dans un repère à trois dimensions. En effet, nous savons maintenant que le vecteur déplacement diélectrique \vec{D} et le vecteur excitation magnétique \vec{H} sont perpendiculaires entre eux et par rapport à la direction de propagation représentée par le vecteur \vec{s} . Nous savons aussi que le vecteur champ électrique \vec{E} se trouve dans le plan (\vec{R}, \vec{D}) et est perpendiculaire par rapport au vecteur $\vec{R} = \vec{E} \wedge \vec{H}$, appelé vecteur de Pointing et représentant la direction du rayon lumineux. Par ailleurs, le vecteur champ magnétique \vec{B} est confondu avec le vecteur excitation magnétique \vec{H} . La construction suivante illustre ce petit paragraphe,

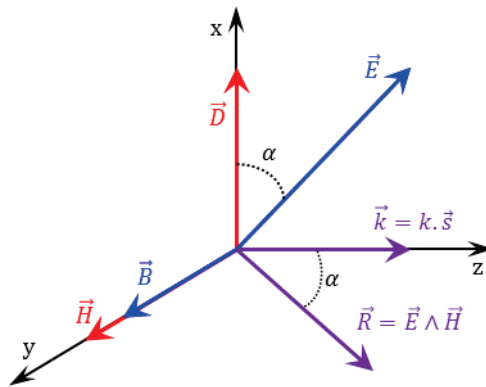


Figure 2.5. Représentation des différents vecteurs définissant l'onde dans un repère à trois dimensions

A partir des équations de Maxwell (2.38), nous avons aussi,

$$\vec{k} \wedge (\vec{k} \wedge \vec{E}) + \omega^2 \mu \varepsilon \vec{E} = \vec{0} \quad (2.43)$$

Rappelons que le repère qui nous intéresse et dans lequel nous travaillons est le repère dans lequel $[\varepsilon]$ est diagonal, le repère propre du milieu. Nous recherchons ainsi des solutions sous forme d'ondes planes de vecteur d'onde $\vec{k} = k \cdot \vec{s}$ où $\vec{s}(\alpha, \beta, \gamma)$. Nous obtenons le système suivant,

$$\begin{pmatrix} \varepsilon_x \cdot k_0^2 - k^2 \cdot (1 - \alpha^2) & \alpha\beta k^2 & \alpha\gamma k^2 \\ \alpha\beta k^2 & \varepsilon_y \cdot k_0^2 - k^2 \cdot (1 - \beta^2) & \beta\gamma k^2 \\ \alpha\gamma k^2 & \beta\gamma k^2 & \varepsilon_z \cdot k_0^2 - k^2 \cdot (1 - \gamma^2) \end{pmatrix} \begin{pmatrix} E_x \\ E_y \\ E_z \end{pmatrix} = 0 \quad (2.44)$$

avec $k_0 = \frac{\omega}{c}$. Par analogie avec les milieux isotropes, nous écrivons,

$$\begin{cases} n_x^2 = \varepsilon_x \\ n_y^2 = \varepsilon_y \\ n_z^2 = \varepsilon_z \end{cases} \quad (2.45)$$

Si nous introduisons un indice n dans la direction de propagation de l'onde par la relation $k = n \cdot k_0$, nous introduisons la notion d'indice normal, indice vu par l'onde qui se propage suivant la direction \vec{s} . Il apparaît alors $n(\vec{s})$, indice de réfraction de la lumière en fonction de la direction de propagation, d'où le concept d'anisotropie optique. Nous aurons par conséquent la vitesse de phase de l'onde qui variera aussi en fonction de la direction de propagation,

$$v_\varphi(\vec{s}) = \frac{c}{n(\vec{s})} \quad (2.46)$$

Par ailleurs, pour que le système d'équation (2.44) ait une solution autre que celle du champ électrique nul, il faut que le déterminant de ce même système soit nul. Après calcul de ce déterminant [82], nous arrivons enfin à l'équation suivante, appelée *équation de Fresnel*,

$$\begin{aligned} n_x^2 \cdot \alpha^2 \cdot (n^2 - n_y^2) \cdot (n^2 - n_z^2) + n_y^2 \cdot \beta^2 \cdot (n^2 - n_x^2) \cdot (n^2 - n_z^2) \\ + n_z^2 \cdot \gamma^2 \cdot (n^2 - n_x^2) \cdot (n^2 - n_y^2) = 0 \end{aligned} \quad (2.47)$$

2.2.1.4. Notion de biréfringence

Toute l'importance de l'équation de Fresnel réside dans les informations qu'elle porte. En effet, selon cette équation, nous pouvons constater qu'un milieu anisotrope peut posséder trois indices de réfractons. Par contre, la résolution de cette équation ne conduit qu'à deux seules solutions pour l'indice de réfraction normal n . Rappelons que cet indice représente l'indice de réfraction vu par l'onde se propageant dans un milieu anisotrope. Par conséquent, pour une direction de propagation donnée \vec{s} , il existe deux solutions pour l'indice de réfraction normal n^2 , soit $\pm n'$ et $\pm n''$ correspondant au sens de propagation possible sur la direction caractérisée par

\vec{s} . Les signes positif et négatif des deux indices représentent les natures positives et négatives du milieu anisotrope.

Nous ne considérons désormais que les valeurs positives $+n'$ et $+n''$. C'est l'existence de ces deux valeurs pour l'indice de réfraction qui est à l'origine du concept de biréfringence. A chacune de ces deux valeurs d'indice est attachée une onde plane caractérisée par son vecteur \vec{D} et sa vitesse de phase v_ϕ .

En conclusion, pour une direction de propagation donnée \vec{s} , il existe deux ondes planes caractérisées par \vec{D}_1 et \vec{D}_2 se propageant à des vitesses différentes. Soit,

$$\begin{cases} v'_\phi = c/n' \\ v''_\phi = c/n'' \end{cases} \quad (2.48)$$

2.2.1.5. Ellipsoïde des indices

Dans ce paragraphe, nous allons montrer comment se présentent les différents vecteurs définissant l'onde par rapport au milieu anisotrope où se propage celle-ci. La construction de l'ellipsoïde des indices a d'autant plus d'importance, que nous l'utiliserons dans ce même chapitre, pour expliquer le phénomène de biréfringence dans un matériau spécifique comme les *cristaux liquides*, que nous utiliserons lors de l'implémentation expérimentale des fonctionnalités qui font l'objet de ces travaux.

Nous avons introduit auparavant la notion de biréfringence, et montré que pour une direction de propagation donnée, il existe deux ondes planes se propageant avec deux vitesses différentes. Il est important de souligner que les états de polarisations de ces deux ondes sont rectilignes et orthogonaux. Il n'est cependant pas nécessaire, pour notre étude, de reprendre la démonstration de ces propriétés, démonstration se trouvant bien évidemment dans la littérature [82]. Nous partons donc du postulat que \vec{D}_1 et \vec{D}_2 sont deux vecteurs orthogonaux et correspondent à des ondes à polarisation rectiligne.

Concentrons-nous alors sur l'ellipsoïde des indices. Considérons le produit $\epsilon_0 \cdot \vec{E} \cdot \vec{D}$, qui, au facteur $\frac{1}{2}$ près, représente la densité d'énergie électrique stockée dans le milieu diélectrique. Dans le repère propre, et en tenant compte de la relation (2.34), il vient,

$$\epsilon_0 \cdot \vec{E} \cdot \vec{D} = \frac{D_x^2}{\epsilon_x} + \frac{D_y^2}{\epsilon_y} + \frac{D_z^2}{\epsilon_z} \quad (2.49)$$

Nous pouvons écrire ainsi [82],

$$\epsilon_0 \cdot \vec{E} \cdot \vec{D} = \frac{D_x^2}{n_x^2} + \frac{D_y^2}{n_y^2} + \frac{D_z^2}{n_z^2} = \frac{|D|^2}{n^2} \quad (2.50)$$

Introduisons maintenant une surface représentative de cette équation. Considérons pour cela le vecteur OM de module n et orienté suivant la direction du vecteur \vec{D} de cosinus directeurs α, β et γ . Les composantes du vecteur \vec{OM} sont dans le repère propre $Oxyz$,

$$OM = \begin{bmatrix} X \\ Y \\ Z \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} n \cdot \alpha \\ n \cdot \beta \\ n \cdot \gamma \end{bmatrix} = n \begin{bmatrix} \alpha \\ \beta \\ \gamma \end{bmatrix} \quad (2.51)$$

L'équation (2.50) est représentée, dans le repère propre du milieu anisotrope par la surface d'équation,

$$\frac{X^2}{n_x^2} + \frac{Y^2}{n_y^2} + \frac{Z^2}{n_z^2} = 1 \quad (2.52)$$

Cette surface représente, dans l'espace des vecteurs déplacements diélectriques, un ellipsoïde appelé *ellipsoïde des indices*, représenté sur la figure ci-dessous,

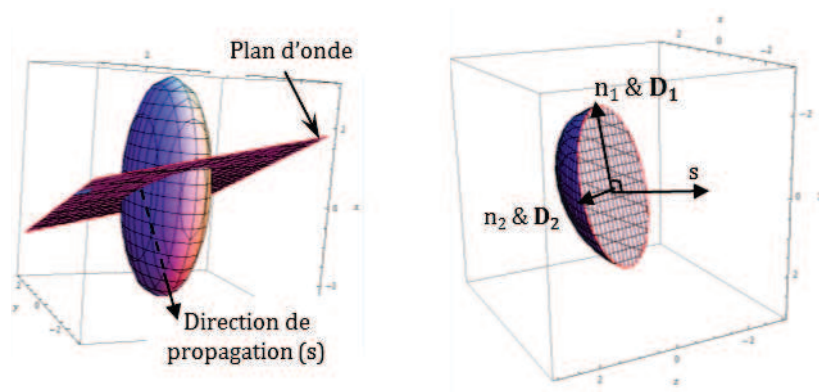


Figure 2.6. Ellipsoïde des indices

L'ellipsoïde des indices ainsi que le plan d'onde et les différents vecteurs définissant l'onde apparaissent dans cette figure. Lors de la propagation d'une onde électromagnétique, l'ellipsoïde est coupé par le plan d'onde. Cette intersection entre l'ellipsoïde et le plan d'onde représente une ellipse dont :

- Les directions des axes représentent les directions de vibrations des 2 modes propres du milieu \vec{D}_1 et \vec{D}_2 .
- Les longueurs de $\frac{1}{2}$ axes représentent les indices de réfraction pour ces vibrations privilégiées.

Comme cité précédemment, un milieu anisotrope possède trois indices de réfractons, où lorsqu'une onde s'y propage, elle ne peut en voir que deux. Il existe cependant une direction particulière, où l'onde voit les deux indices égaux et se propage dans le milieu avec une vitesse constante. Cette direction est dite *axe optique* du milieu. Etant donné l'existence de trois indices de réfraction, il existe donc deux axes optiques, et de ce fait, le milieu anisotrope est dit *biaxe*. Par ailleurs, il existe un cas particulier de milieu anisotrope dit *uniaxe*, possédant un seul axe optique. Dans ce cas, deux des trois indices de réfraction sont égaux, et le milieu possède uniquement deux indices, appelés *ordinaire* et *extraordinaire*. Dans notre étude théorique et expérimentale, nous n'utiliserons que ce type de milieu.

En choisissant les indices d'une façon particulière, l'équation de l'ellipsoïde des indices s'écrit alors,

$$\frac{X^2}{n_o^2} + \frac{Y^2}{n_o^2} + \frac{Z^2}{n_e^2} = 1 \quad (2.53)$$

Dans ce cas, pour reprendre le principe de la figure 2.6, l'ellipsoïde des indices coupe le plan xOy suivant une circonférence et est de révolution autour de l'axe Oz , qui dans ce cas, représente l'axe optique, comme le montre la figure suivante,

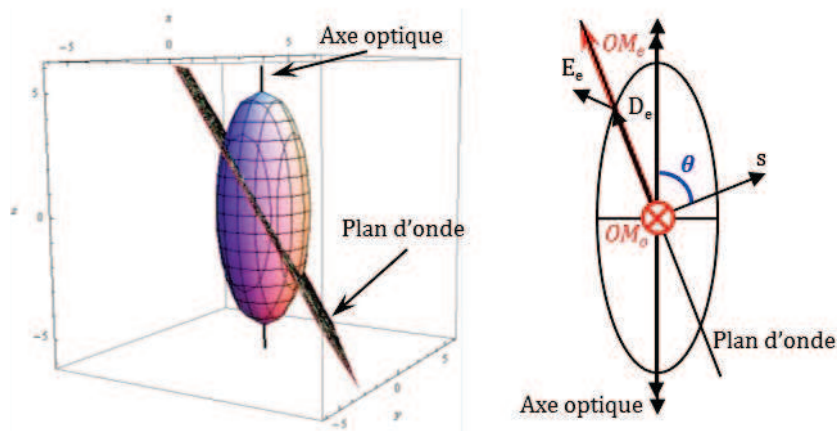


Figure 2.7. Ellipsoïde des indices d'un milieu uniaxe, coupé par un plan d'onde

Les deux vibrations que le plan d'onde peut propager sans déformation sont d'une part la vibration OM_o qui est perpendiculaire à l'axe optique, et d'autre part la vibration OM_e qui représente la projection de l'axe optique sur le plan d'onde, et qui est par la même occasion perpendiculaire à la première vibration. Nous obtenons ainsi deux vibrations distinctes et perpendiculaires entre elles. Elles sont appelées *vibration ordinaire* et *vibration extraordinaire*, et se propagent respectivement suivant les deux vitesses de propagations v_o et v_e .

L'équation de la section méridienne (plan de propagation) contenant le vecteur d'onde \vec{k} (qui suit la direction de s sur la figure 2.7 est,

$$\frac{y^2}{n_o^2} + \frac{z^2}{n_e^2} = 1 \quad (2.54)$$

Si θ est l'angle de la normale (\vec{k}) au plan d'onde avec l'axe optique,

$$\begin{cases} z = n \cdot \cos \theta \\ y = n \cdot \sin \theta \end{cases} \quad (2.55)$$

On obtient alors l'équation suivante,

$$n^2 \cdot \left(\frac{\sin^2 \theta}{n_e^2} + \frac{\cos^2 \theta}{n_o^2} \right) = 1 \quad (2.56)$$

D'où l'équation qui donne l'indice de réfraction n en fonction de l'angle θ ,

$$\frac{1}{n^2(\theta)} = \frac{\cos^2 \theta}{n_o^2} + \frac{\sin^2 \theta}{n_e^2} \quad (2.57)$$

Cette relation fondamentale permet de calculer l'indice associé à l'état de polarisation extraordinaire dans un milieu uniaxe lorsque la direction de propagation de l'onde par rapport à l'axe optique est connue. Dès lors, il existe deux états distincts pour deux valeurs de l'angle θ distinctes :

- Si $\theta = 0$ alors la direction de propagation est parallèle à l'axe optique. Dans ce cas l'ellipse section se réduit à un cercle de rayon n_o . Le milieu se comporte par conséquent comme un milieu isotrope.
- Si $\theta = \pi/2$ la direction de propagation est perpendiculaire à l'axe optique. L'ellipse section est une ellipse méridienne et l'indice de réfraction $n_e(\theta) = n_e$, c'est-à-dire l'indice extraordinaire principal du milieu.

Pour conclure cette partie qui concerne les milieux uniaxes, nous avons rappelé qu'il existe deux indices de réfractons dans ce type de milieu : l'indice ordinaire (n_o) et extraordinaire (n_e). Nous avons rappelé aussi que les deux vibrations de l'onde qui se propage dans un milieu anisotrope uniaxe voient deux indices de réfraction : le premier étant l'indice ordinaire n_o et le second étant l'indice $n(\theta)$, fonction de la direction de propagation de l'onde représentée par l'angle θ . Ce dernier indice respecte alors l'inégalité suivante,

$$n_o \leq n(\theta) \leq n_e \quad (2.58)$$

Notons aussi qu'une des directions de propagation est nommée axe lent et l'autre axe rapide, suivant ces deux vitesses. De plus, dans certains milieux, c'est l'indice extraordinaire qui

représente l'axe lent, alors que dans d'autres, l'indice extraordinaire représente l'axe rapide. Voyons ces deux cas :

- Si l'indice extraordinaire représente l'axe lent, la vitesse de propagation $v_e < v_o$ et par conséquent l'indice de réfraction $n_e > n_o$. L'équation de Fresnel a pour solution deux indices positifs, et le milieu est dit à biréfringence positive, par exemple le quartz (SiO_2) où ses deux indices de réfractons, à la longueur d'onde 768nm, sont $n_e = 1,54794$ et $n_o = 1,53903$ [83].
- Si au contraire l'indice extraordinaire représente l'axe rapide, la vitesse de propagation est alors $v_e > v_o$ ce qui implique que l'indice de réfraction $n_e < n_o$. Dans ce cas, l'équation de Fresnel possède comme solution deux indices négatifs, et le milieu est à biréfringence négative, par exemple la calcite (CaCO_3) où, à la longueur d'onde 643nm, ses deux indices de réfractons sont $n_e = 1,4849$ et $n_o = 1,65504$ [83].

Par ailleurs, il est important d'introduire la quantité $\delta n = |n_e - n_o|$. Celle-ci représente la différence entre les deux indices de réfraction du milieu anisotrope uniaxe, et est appelée *biréfringence du milieu*.

Cette partie est très importante pour la suite de notre étude concernant les milieux biréfringents, et spécialement pour expliquer les effets électro-optiques dans les cristaux liquides.

2.2.2. Propagation d'une onde lumineuse à travers les lames biréfringentes : formalisme de Jones

Tout comme pour la polarisation de la lumière, les formalismes de Jones et de Stokes, en utilisant une écriture matricielle, nous permettent de modéliser d'une façon assez simple le comportement d'une onde électromagnétique à la traversée d'une succession de milieux biréfringents.

Etant donné que nous considérons une onde plane monochromatique et totalement polarisée, il n'est pas nécessaire pour nous d'utiliser le formalisme de Stokes, d'autant plus que nous risquons de perdre l'information sur la phase de l'onde. Nous utiliserons donc, dans ce manuscrit, uniquement la représentation de Jones, qui s'avère être suffisante et permet, entre autres, de faciliter les calculs.

Considérons une lame biréfringente ayant une épaisseur particulière. Comme rappelé dans le paragraphe précédent, ce type de lames possède un seul axe optique, donc deux axes propres et

deux vitesses de propagation, en respectant bien évidemment l'angle que fait le champ électrique de l'onde avec l'axe optique. Si l'onde se propage selon les deux axes propres, appelés ordinaire et extraordinaire, elle percevra deux indices de réfraction et se propagera donc à deux vitesses de propagation différentes. A la sortie du milieu, nous aurons alors deux vibrations décalées dans l'espace (fig 2.8). Cette distance, appelée *différence de marche optique*, est fonction de la biréfringence du milieu. Par conséquent, les éléments de la matrice de Jones représentative du milieu biréfringent que l'onde traverse, seront écrits en fonction de cette différence de marche optique. La figure 2.8 illustre le phénomène de dédoublement d'une vibration lumineuse à la traversée d'une lame biréfringente.

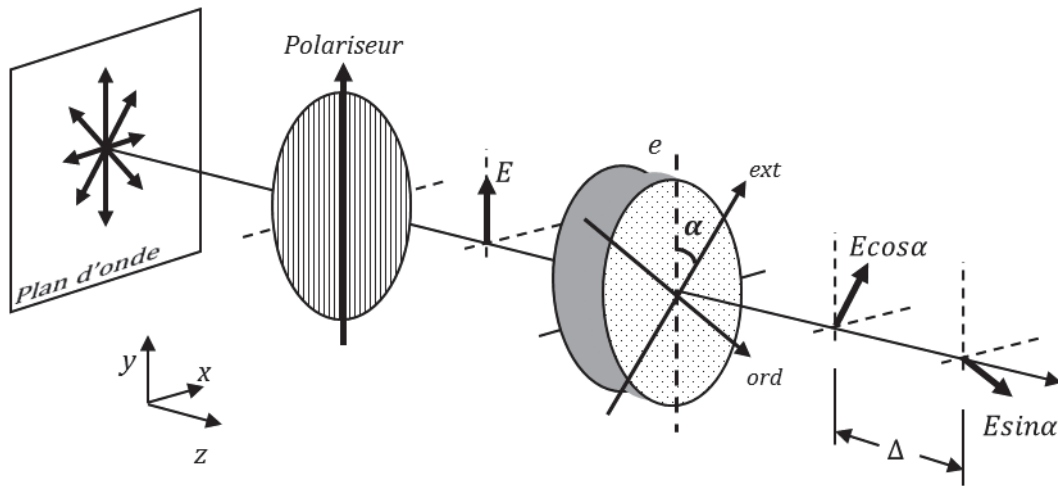


Figure 2.8. Propagation d'une onde à travers une lame biréfringente

La différence de marche optique du milieu est [82],

$$\Delta = \delta n \cdot e \tag{2.59}$$

où e représente l'épaisseur de la lame, comme indiqué sur la figure ci-dessus. La différence de phase introduite à l'onde après avoir traversé le milieu est alors [82],

$$\delta\varphi = \frac{2 \cdot \pi}{\lambda} \Delta \tag{2.60}$$

où λ représente la longueur d'onde. La matrice de Jones représentant la lame biréfringente s'écrit dans son propre repère [82],

$$M_{lame} = \begin{bmatrix} e^{-j\frac{2\pi}{\lambda}n_o \cdot e} & 0 \\ 0 & e^{-j\frac{2\pi}{\lambda}n_e \cdot e} \end{bmatrix} \tag{2.61}$$

En utilisant les équations (2.59) et (2.60), cette matrice devient,

$$M_{\text{lame}} = M_0 \cdot \begin{bmatrix} e^{j\frac{\varphi}{2}} & 0 \\ 0 & e^{-j\frac{\varphi}{2}} \end{bmatrix} \quad (2.62)$$

où M_0 est un terme de phase. Etant donné que ce terme n'a pas d'incidence particulière dans notre étude, il sera négligé. Si \vec{J}_i est le vecteur de Jones de l'onde incidente, le vecteur de Jones \vec{J}_e de l'onde émergente s'écrit, [82],

$$\vec{J}_e = M_{\text{lame}} \cdot \vec{J}_i \quad (2.63)$$

Rappelons qu'il existe des différences de marche optiques particulières pour lesquelles la lame biréfringente impose à l'onde des transformations spécifiques. Ces lames particulières sont appelées, conformément à la valeur que prend leur différence de marche optique, *quart d'onde*, *demi-onde* ou *onde*. Sur le tableau ci-dessous sont notés les différentes lames, leurs différences de marche, les différences de phase introduites à l'onde et les états de polarisation de l'onde les traversant.

Nature de la lame	Δ	$\delta\varphi$	Type de transformation de la polarisation
Quart d'onde	$(2.k + 1) \frac{\lambda}{4}$	$\frac{\pi}{2}$	Nature (ex. de rectiligne à elliptique)
Demi-onde	$(2.k + 1) \frac{\lambda}{2}$	π	Orientation (ex. d'elliptique gauche à elliptique droite)
Onde	$k.\lambda$	$2.\pi$	Aucune

Tableau 2.2. Caractéristiques des lames quart d'onde, demi-onde et onde (k entier positif).

2.3. Les filtres interférentiels en polarisation

Les filtres interférentiels en polarisation sont, comme leur nom l'indique, des filtres basés sur les interférences entre ondes lumineuses polarisées. En utilisant leur seconde dénomination : les filtres biréfringents, le mot biréfringent apparaît et met en évidence le fait que ces filtres utilisent des lames biréfringentes. Après avoir présenté les lames biréfringentes dans la partie précédente, il serait intéressant de voir, avant d'entamer la partie filtrage, ce qu'est une interférence en polarisation. Pour ce faire, nous allons tout simplement construire un interféromètre à polarisation basé sur une lame biréfringente.

2.3.1. Principe des interférences en polarisation

Pour qu'il y ait phénomène d'interférence entre deux ondes, il faut que celles-ci se propagent dans la même direction d'une part, et soient de même nature d'autre part. Ainsi, pour construire un interféromètre à deux ondes en utilisant les lames biréfringentes, un polariseur est ajouté à la sortie de la configuration illustrée par la figure 2.8. Du fait qu'il se trouve à la sortie du dispositif, ce polariseur est aussi appelé analyseur. A la sortie de ce dernier se trouve deux ondes de même nature, se propageant dans la même direction et décalées entre elles d'une distance égale à la différence de marche optique de la lame biréfringente. Il en résulte un phénomène d'interférence, similaire à celui observé par l'expérience des deux trous de Young.

Essayons maintenant, en utilisant le formalisme de Jones, de tracer la fonction d'intensité du dispositif que nous venons de décrire. L'utilisation de ce formalisme dans le repère $Oxyz$ nécessite l'écriture de la matrice de Jones de la lame biréfringente, décrite par l'équation (2.62), dans ce même repère. Pour ce faire, nous utilisons la figure suivante,

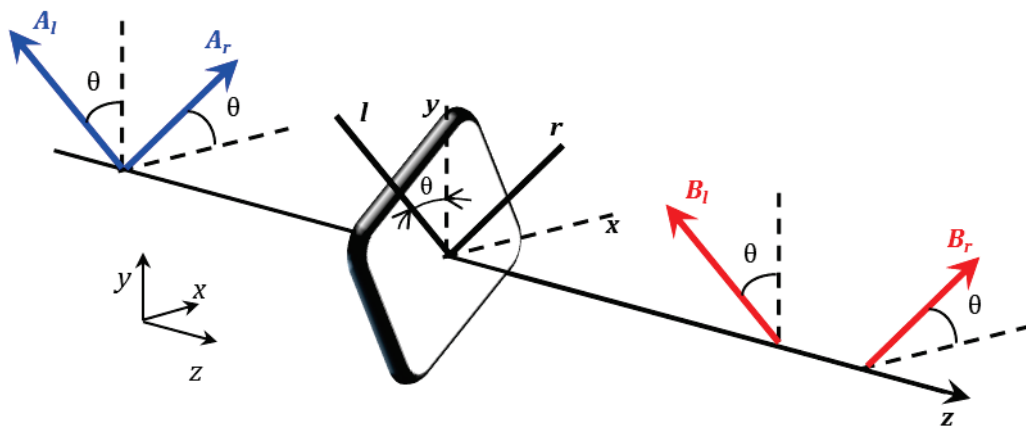


Figure 2.9. Illustration des axes propres de la lame dans le repère $Oxyz$

L'angle que fait les axes propres de la lame avec le repère xOy est θ . Pour changer le repère de la lame, il faut appliquer une matrice de rotation, défini par,

$$R(\theta) = \begin{bmatrix} \cos \theta & \sin \theta \\ -\sin \theta & \cos \theta \end{bmatrix} \quad (2.64)$$

Selon la figure ci-dessus, les ondes incidentes et émergentes s'écrivent alors,

$$\begin{cases} \begin{bmatrix} A_r \\ A_l \end{bmatrix} = R(\theta) \cdot \begin{bmatrix} A_x \\ A_y \end{bmatrix} \\ \begin{bmatrix} B_x \\ B_y \end{bmatrix} = R(-\theta) \cdot \begin{bmatrix} B_r \\ B_l \end{bmatrix} \end{cases} \quad (2.65)$$

Il en résulte ce qui suit,

$$\begin{bmatrix} B_x \\ B_y \end{bmatrix} = R(-\theta) \cdot \begin{bmatrix} e^{j\frac{\varphi}{2}} & 0 \\ 0 & e^{-j\frac{\varphi}{2}} \end{bmatrix} \cdot R(\theta) \cdot \begin{bmatrix} A_x \\ A_y \end{bmatrix} = M_\theta \cdot \begin{bmatrix} A_x \\ A_y \end{bmatrix} \quad (2.66)$$

La matrice M_θ est celle de la lame biréfringente dans le repère xOy , et cette équation est donc la représentation de Jones d'une onde plane polarisée rectilignement qui traverse une lame biréfringente. Le vecteur de Jones de l'onde émergente s'écrit alors,

$$J_e = M_A \cdot M_\theta \cdot J_i = \begin{bmatrix} 0 & 0 \\ 0 & 1 \end{bmatrix} \cdot R(-\theta) \cdot \begin{bmatrix} e^{j\frac{\varphi}{2}} & 0 \\ 0 & e^{-j\frac{\varphi}{2}} \end{bmatrix} \cdot R(\theta) \cdot \begin{bmatrix} 0 \\ 1 \end{bmatrix} \quad (2.67)$$

Et l'intensité transmise est calculée à partir de la formule,

$$I = J_e^* \cdot J_e \quad (2.68)$$

En donnant une valeur particulière à l'angle θ , nous pouvons tracer l'intensité transmise en fonction de la différence de phase introduite à l'onde.

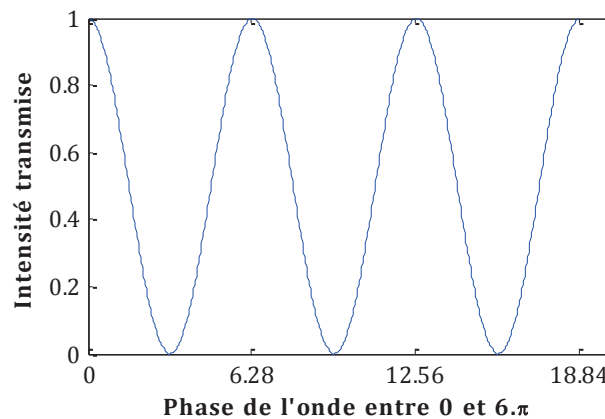


Figure 2.10. Intensité de l'interféromètre à deux ondes en fonction de la phase

Cette figure met clairement en évidence les interférences constructives et destructives, représentées respectivement, par des intensités maximales et minimales.

En conclusion, nous avons montré le principe physique d'un interféromètre à deux ondes, principe sur lequel sont basés les filtres interférentiels en polarisation, dont nous allons étudier les deux types les plus répandus.

2.3.2. Filtre de Šolc

Cette structure biréfringente, réalisée comme son nom l'indique par Šolc¹⁴ en 1965 [84], est basée essentiellement sur la polarisation de l'onde. Sa première configuration, dite alternée, consiste en un ensemble de N lames placées entre polariseur et analyseur croisés. Les azimuts de ces lames sont orientées alternativement à $(+\alpha)$ et $(-\alpha)$ par rapport à l'axe du polariseur d'entrée (Figure 2.11). Les lames utilisées sont des lames demi-onde à la longueur d'onde de transmission.

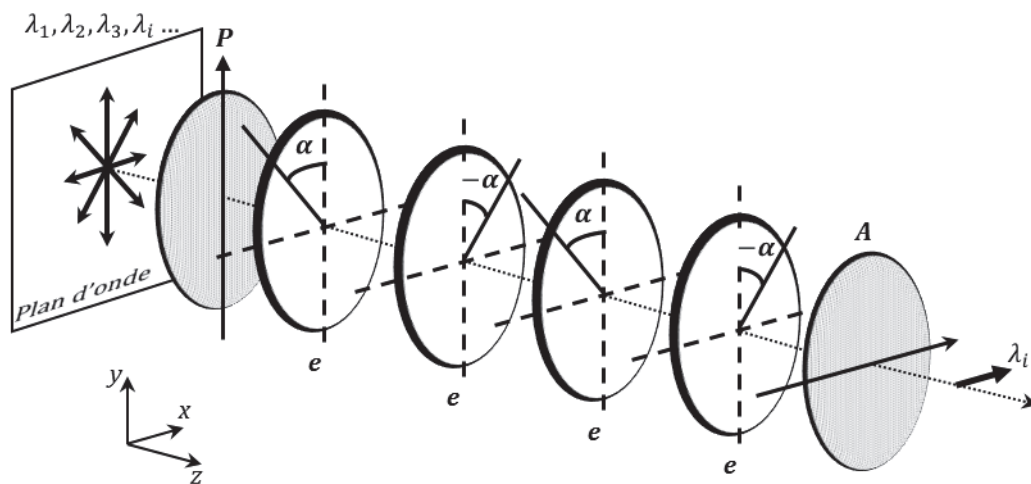


Figure 2.11. Filtre de Šolc alterné à 2 étages ($N=4$ lames)

L'angle α est fonction du nombre de lames N du filtre, et est donné par la relation $\alpha = \frac{\pi}{4 \cdot N}$. Il est à noter par ailleurs que ce filtre est un filtre convertisseur de polarisation, où pour une onde incidente polarisée rectilignement suivant l'axe Oy , nous obtenons une onde émergente polarisée rectilignement suivant l'axe Ox .

Procédons maintenant au calcul de la fonction de transmission d'un tel filtre. La démarche analytique consiste à utiliser le formalisme de Jones pour le calcul de la répartition de l'onde transmise par ce dispositif.

En utilisant la définition de la matrice de Jones d'une lame biréfringente donnée par l'équation (2.62), celle d'une lame biréfringente demi-onde écrit dans son propre repère est alors,

$$M_{\lambda/2} = \begin{bmatrix} e^{j\frac{\pi}{2}} & 0 \\ 0 & e^{-j\frac{\pi}{2}} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} j & 0 \\ 0 & -j \end{bmatrix} \quad (2.69)$$

¹⁴ **Ivan Šolc** (né en 1927), physicien et astronome tchèque. Il est réputé pour ces travaux dans le domaine de la piézoélectricité et de l'optique des cristaux. Il a inventé notamment le filtre à cristaux biréfringents qui porte son nom.

Si $R(\alpha)$ est la matrice de rotation définie par (2.64) dans le repère $Oxyz$ du laboratoire, la matrice caractéristique de la lame orientée à $(+\alpha)$ s'écrit,

$$M_{\lambda/2}^{+\alpha} = R(-\alpha) \cdot M_{\lambda/2} \cdot R(\alpha) = \begin{bmatrix} j \cdot \cos(2\alpha) & j \cdot \sin(2\alpha) \\ j \cdot \sin(2\alpha) & -j \cdot \cos(2\alpha) \end{bmatrix} \quad (2.70)$$

Alors, la matrice caractéristique de la lame orientée à $(-\alpha)$ est donnée par,

$$M_{\lambda/2}^{-\alpha} = \begin{bmatrix} j \cdot \cos(2\alpha) & -j \cdot \sin(2\alpha) \\ -j \cdot \sin(2\alpha) & -j \cdot \cos(2\alpha) \end{bmatrix} \quad (2.71)$$

Le vecteur de Jones de l'onde émergente de la structure est alors,

$$\vec{J}_e = A \cdot M_{\lambda/2}^{-\alpha} \cdot M_{\lambda/2}^{+\alpha} \cdot M_{\lambda/2}^{-\alpha} \cdot M_{\lambda/2}^{+\alpha} \cdot \vec{J}_i \quad (2.72)$$

où $A = \begin{bmatrix} 1 & 0 \\ 0 & 0 \end{bmatrix}$ est la matrice caractéristique de l'analyseur, orienté suivant l'axe Ox , et $\vec{J}_i = \begin{bmatrix} 0 \\ 1 \end{bmatrix}$ le vecteur de Jones normalisé de la vibration incidente. Nous obtenons le vecteur suivant, pour l'onde émergente,

$$\vec{J}_e = \begin{bmatrix} \sin(8\alpha) \\ 0 \end{bmatrix} \quad (2.73)$$

L'intensité en est déduite, et s'écrit, en utilisant l'équation (2.68),

$$I_{\xi}^{4N} = I_0 \sin^2 8\alpha \quad (2.74)$$

Il existe bien évidemment d'autres méthodes de calcul pour cette intensité. Elle est notamment donnée d'une façon plus générale, en fonction du nombre d'étages N du filtre, par la relation [82],

$$I_{\xi} = I_0 \left| \tan(2\alpha) \cdot \cos(\chi) \cdot \frac{\sin(N \cdot \chi)}{\sin(\chi)} \right|^2 \quad (2.75)$$

où $\cos \chi = \cos(2\alpha) \cdot \sin\left(\frac{\Delta\varphi}{2}\right)$.

Un tel filtre est caractérisé par des performances particulières. Comme pour toute fonction de filtrage, la principale performance est la finesse du filtre, qui est le rapport entre l'intervalle spectral libre (ISL ou FSR, Free Spectral Range) et la bande passante (BP ou FWHM, Full Width at Half Maximum) du filtre. Il vient la relation suivante,

$$F_{\xi} = \frac{ISL_{\xi}}{BP_{\xi}} \quad (2.76)$$

où l'intervalle spectrale libre et la bande passante sont donnés respectivement par [82],

$$ISL_{\xi} = \frac{\lambda^2}{\Delta} \quad (2.77)$$

$$BP_{\xi} = 1,60 \cdot \frac{\lambda_k}{2 \cdot k \cdot N} \quad (2.78)$$

où k est un entier positif et représente l'ordre d'interférence.

Notons qu'il existe une autre caractéristique très importante du filtre dont nous parlerons ultérieurement. Celle-ci concerne le ratio entre le lobe principal de la fonction de filtrage, qui consiste en la longueur d'onde de transmission, et le premier lobe secondaire. Ce ratio est appelé *contraste* de la structure.

La fonction de transmission normalisée du filtre en fonction de la différence de phase pour différentes valeurs de N , est illustrée sur la figure ci-dessous,

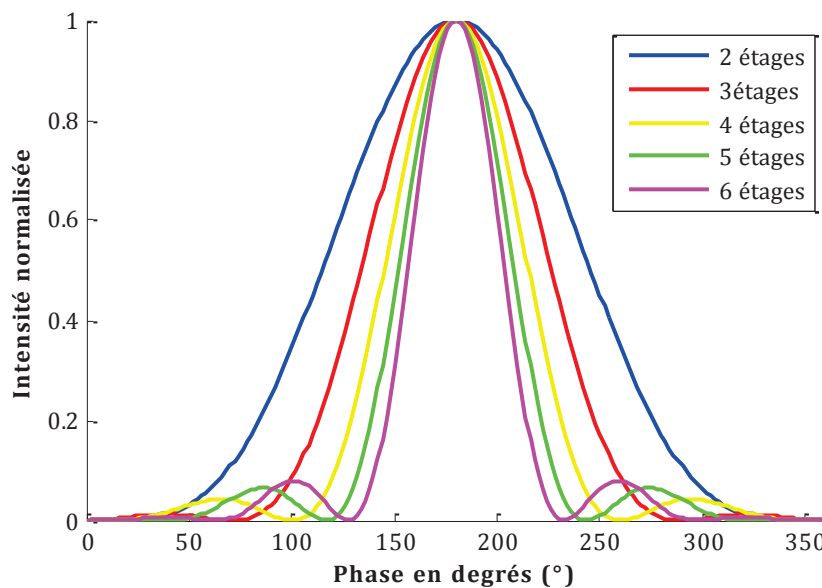


Figure 2.12. Réponse spectrale d'un filtre de Šolc alterné pour différents nombres d'étages

La seconde configuration de Šolc, dite en éventail [82], utilise des lames biréfringentes ondes, placées entre polariseur et analyseur parallèles. Ces lames sont orientées à des angles $\alpha, 3\alpha, 5\alpha \dots (2N - 1)\alpha$ par rapport à l'axe du polariseur d'entrée. A la différence de la première, cette configuration ne convertit pas la polarisation de l'onde, et par conséquent, l'onde émergente possède la même polarisation que l'onde incidente. Etant donné que notre intérêt ne porte pas sur cette configuration, nous ne nous y attarderons pas.

2.3.3. Filtre de Lyot

Cette structure quant à elle, définie par B. Lyot¹⁵ en 1944 [85], repose sur un principe physique totalement différent de celui de Šolc. En effet, celle-ci se base sur la succession d'interféromètres à deux ondes. Chaque interféromètre est constitué d'une lame biréfringente onde, placée entre polariseurs parallèles. Les axes propres de la lame sont orientés à 45° des axes des polariseurs. Les lames biréfringentes qui constituent les interféromètres successifs sont caractérisées par des épaisseurs géométriques multiples, et se définissent par la relation 2^{N-1} , où N représente le nombre d'étages de la structure. La figure 2.13 illustre une configuration Lyot à trois étages.

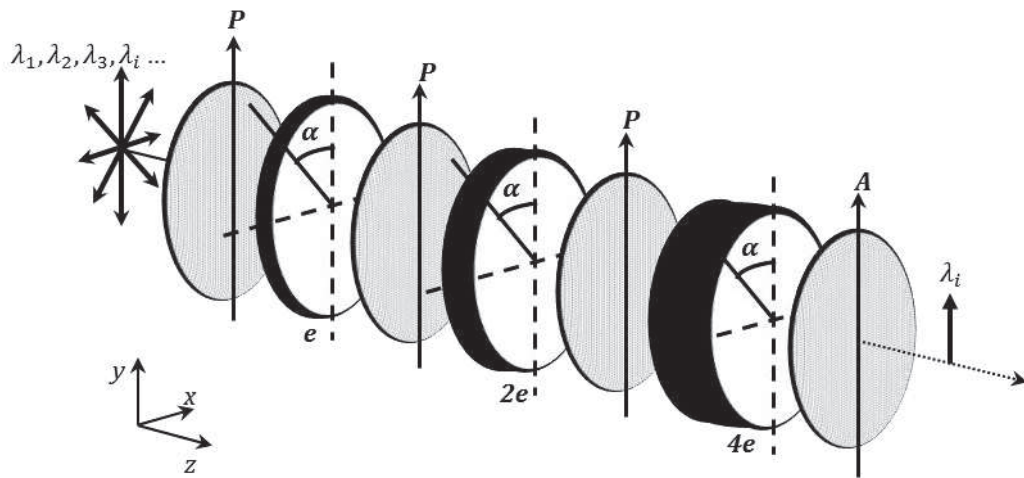


Figure 2.13. Filtre de Lyot à $N=3$ étages

Nous allons à présent démontrer analytiquement, en utilisant le formalisme de Jones, la fonction d'intensité de ce filtre. La matrice de Jones d'une lame biréfringente onde, d'épaisseur e , dans son propre repère, est donnée par,

$$M_{\lambda} = \begin{bmatrix} e^{j\frac{\varphi}{2}} & 0 \\ 0 & e^{-j\frac{\varphi}{2}} \end{bmatrix} \quad (2.79)$$

où φ est définie par la relation (2.60), la différence de marche optique dans ce cas est $\Delta = k \cdot \lambda$ où k , étant un entier positif, représente l'ordre d'interférence du filtre. Ce sens physique de k est très important à souligner, et nous y reviendrons plus tard dans ce manuscrit. En outre, dans le repère $Oxyz$, en introduisant les matrices de rotation avec un angle $\alpha = \pi/4$, la matrice de la lame est,

¹⁵ **Bernard Lyot** (1897-1952), astronome français. Il élabora le principe du polarimètre photo-électrique en 1923, et inventa le filtre polarisant permettant d'isoler des raies dans le spectre de la basse atmosphère du soleil et d'en étudier la structure.

$$M_{\lambda}^e = R\left(-\frac{\pi}{4}\right) \cdot M_{\lambda} \cdot R\left(\frac{\pi}{4}\right) = \begin{bmatrix} \cos\frac{\varphi}{2} & \sin\frac{\varphi}{2} \\ \sin\frac{\varphi}{2} & \cos\frac{\varphi}{2} \end{bmatrix} \quad (2.80)$$

Celles des lames d'épaisseurs (2. e) et (4. e) en sont déduites, et sont données respectivement par,

$$M_{\lambda}^{2e} = \begin{bmatrix} \cos\varphi & \sin\varphi \\ \sin\varphi & \cos\varphi \end{bmatrix}; M_{\lambda}^{4e} = \begin{bmatrix} \cos(2\cdot\varphi) & \sin(2\cdot\varphi) \\ \sin(2\cdot\varphi) & \cos(2\cdot\varphi) \end{bmatrix} \quad (2.81)$$

Etant donnée l'orientation des polariseurs intermédiaires, d'entrée et de sortie, le vecteur de Jones normalisé de l'onde incidente après le polariseur d'entrée, et les matrices des autres polariseurs sont données respectivement par,

$$\vec{J}_i = \begin{bmatrix} 0 \\ 1 \end{bmatrix}; P_y = A_y = \begin{bmatrix} 0 & 0 \\ 0 & 1 \end{bmatrix} \quad (2.82)$$

Le vecteur de Jones de l'onde émergente s'exprime alors par,

$$\vec{J}_e = A_y \cdot M_{\lambda}^{4e} \cdot P_y \cdot M_{\lambda}^{2e} \cdot P_y \cdot M_{\lambda}^e \cdot \vec{J}_i = \begin{bmatrix} 0 \\ \cos(2\cdot\varphi) \cdot \cos(\varphi) \cdot \cos(\varphi/2) \end{bmatrix} \quad (2.83)$$

Par conséquent, la transmission en intensité normalisée du filtre de Lyot est,

$$I_L^{3N} = \cos^2(2\cdot\varphi) \cdot \cos^2(\varphi) \cdot \cos^2(\varphi/2) \quad (2.84)$$

Il est important de souligner que cette écriture, une multiplication entre des fonctions cosinus, met en évidence le principe physique du filtre de Lyot, celui-ci étant constitué d'une succession d'interféromètres. D'autre part, les maximums d'intensité de cette fonction de transmission correspondent aux longueurs d'onde pour lesquelles les lames biréfringentes sont ondes, soit,

$$I_L^{3N} = \cos^2(4\cdot\pi) \cdot \cos^2(2\cdot\pi) \cdot \cos^2(\pi) \quad (2.85)$$

D'une manière générale, l'intensité normalisée à la sortie d'un filtre de Lyot, en fonction du déphasage φ et le nombre de lames N , est donnée par [82],

$$I_L = I_0 \cdot \left(\frac{\sin\left(2^N \frac{\varphi}{2}\right)}{2^N \sin\left(\frac{\varphi}{2}\right)} \right)^2 \quad (2.86)$$

Son intervalle spectral libre et sa bande passante sont donnés, respectivement, par [82],

$$ISL_L = \frac{\lambda^2}{\Delta} \quad (2.87)$$

$$BP_L = \frac{\lambda^2}{2^N \Delta} \quad (2.88)$$

Pour ces deux équations, la différence de marche optique Δ est celle de l'interféromètre élémentaire et donc celle introduite par l'étage d'épaisseur e .

Traçons maintenant la fonction de transmission de ce filtre, pour différentes valeurs du nombre d'étages.

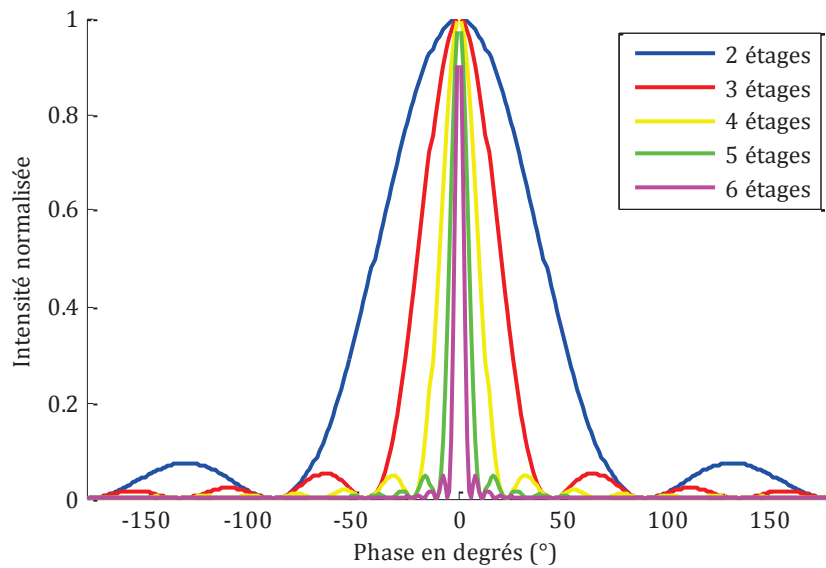


Figure 2.14. Transmittance du filtre de Lyot en fonction du déphasage, pour différentes valeurs de N

Les deux courbes représentant les transmittance des filtres de Lyot et de Šolc sont tracées en fonction de la phase de l'onde uniquement pour montrer leurs allures. Elles seront tracées ultérieurement en fonction des longueurs d'onde dans la fenêtre des télécoms.

Par ailleurs, tout comme le filtre de Šolc, les performances du filtre de Lyot se mesurent par les paramètres finesse et contraste. Nous nous occuperons du contraste plus tard, intéressons-nous d'abord à la finesse. Les figure 2.12 et 2.14 n'ont pas été tracées par rapport au nombre d'étages des filtres par hasard, mais pour une raison particulière. Celle-ci est la mise en évidence d'une méthode classique pour modifier la finesse. Il est aisé de remarquer que plus le nombre N , définissant le nombre de lames utilisées pour les structure Šolc et Lyot, augmente, plus la finesse du filtre augmente aussi, ceci pour la simple raison que le nombre de lames agit sur la bande passante du filtre sans pour autant toucher à l'intervalle spectral libre. Cette explication est appuyée par les équations (2.77), (2.78), (2.87) et (2.88), représentant la bande passante et l'intervalle spectral libre des deux structures. Une étude plus approfondie sera conduite ultérieurement dans le cadre des caractéristiques de la configuration Lyot.

Notons aussi, qu'au niveau de l'expérimentation, les matériaux utilisés pour la fabrication des lames biréfringentes sont le quartz ou la calcite. Ainsi, les épaisseurs géométriques et optiques sont prédéfinies avant la fabrication et ne changent plus après. Nous obtenons ainsi une structure de Šolc ou de Lyot avec des performances fixes qui ne changent pas, car dépendant des

paramètres opto-géométriques des lames utilisées. Ceci représente un grand verrou, et pour introduire n'importe quel type d'accordabilité dynamique au sein de ces structures, il nous faut insérer des matériaux accordables dynamiquement. Pour cela, nous faisons appel aux cristaux liquides. Le paragraphe qui suit sera donc dédié à la présentation de ces matériaux reconfigurables électro-optiquement, et à leur mise en œuvre pour permettre l'accordabilité des filtres biréfringents.

2.4. Cristaux liquides, propriétés électro-optiques et accordabilité des filtres interférentiels à polarisation

L'idée pour l'accordabilité de ce type de filtre est d'utiliser un matériau ayant des propriétés électro-optiques, en d'autres termes, un matériau qui possède la capacité de changer dynamiquement de propriétés optique grâce à des commandes électriques. Il en existe beaucoup ayant ce type de propriétés, à savoir le Niobate de Lithium (LiNbO_3), les cristaux liquides, etc. Notre choix s'est porté sur les cristaux liquides essentiellement pour deux raisons : l'extraordinaire « flexibilité » des propriétés du matériau pour de relatives faibles tensions appliquées, et la maîtrise de l'ensemble de la filière technologique par notre principal partenaire, le Département d'Optique de Télécom Bretagne, au sein de l'Institut Télécom. Nous allons donc dresser un panorama succinct des cristaux liquides avant de montrer leur utilisation dans la conception des structures de filtrage.

2.4.1. Les cristaux liquides

Etant donné que l'élément dynamiquement reconfigurable de nos structures sera le cristal liquide, celui-ci représentera donc l'élément clé pour l'accordabilité de nos dispositifs. Aussi, nous allons prendre un peu de temps pour bien présenter cet état très particulier de la matière.

Pour expliquer ce que sont les cristaux liquides, leurs propriétés optiques et leur comportement électro-optique, revenons un peu sur les définitions de base et un petit historique. La physique classique nous apprend que la matière existe sous trois états distincts qui sont le solide, le liquide et le gazeux. Cependant, de nombreuses substances organiques ne présentent pas une transition unique entre l'état solide et l'état liquide, par exemple, mais plusieurs transitions faisant apparaître des états intermédiaires : les mésophases. En effet, en 1888, Reinitzer¹⁶, au cours de ses études sur la fonction du cholestérol dans les végétaux, fit chauffer du benzoate de

¹⁶ **Friedrich Reinitzer** (1857-1927), botaniste autrichien. Il découvrit, en 1888, en chauffant une substance extraite des plantes, un comportement étrange. Cette substance sera appelé par la suite cristaux liquides.

cholestéryl), composé organique représentant un ester du cholestérol et de l'acide benzoïque extrait des plantes. En utilisant le point de fusion comme indicateur de la pureté de la substance, il observa l'existence de deux points de fusion et l'évolution de la substance en un liquide trouble puis coloré et enfin transparent. Il découvrit ainsi de nouvelles propriétés, non connues à l'époque : l'existence de deux points de fusion et la biréfringence d'un fluide. Un an plus tard, en faisant part de ces propriétés à Lehmann¹⁷, ce dernier introduisit le concept de cristal liquide [86], en étudiant le benzoate de cholestéryle à l'aide de la technologie de microscopie en lumière polarisée. Il conclut que celle-ci était biréfringente tout en étant fluide, propriété faisant ainsi de la substance un cristal. Pour marquer le fait d'une viscosité bien plus faible que celle des esters de cholestérols, Lehmann introduisit alors l'appellation « *Kristalline Flüssigkeiten* », qui signifie fluides cristallins en 1890 et publia « *la structure des fluides cristallins* » le 24 mars 1890. Les travaux de Lehmann ont été poursuivis et amplifiés par Vorländer¹⁸ qui, du début du XX^e siècle jusqu'en 1935, a synthétisé la plupart des cristaux liquides connus [87].

Ainsi, pour bien comprendre la différence entre les états solide, liquide et intermédiaire, reprenons leurs définitions. Un cristal ou état solide se caractérise par un empilement régulier de molécules, atomes ou ions, sur un réseau périodique dans les trois directions de l'espace. Les corrélations de position sont dites à longue portée. En revanche, un liquide ne possède qu'un ordre à courte portée qui s'estompe exponentiellement avec la distance. Par ailleurs, ces deux états fondamentaux de la matière ne possèdent qu'un seul point de fusion. Un cristal liquide possède, quant à lui, un ordre en orientation ou position à longue portée tout en conservant un désordre de type liquide dans l'une au moins des directions de l'espace. C'est donc un système possédant un nombre de symétries intermédiaires entre ceux des phases solides et liquides. De plus, comme l'a démontré Reinitzer sur le benzoate de cholestéryle, le cristal liquide a plusieurs points de fusion. Les cristaux liquides peuvent ainsi se définir comme des composés organiques complexes qui présentent l'aspect et la faible viscosité d'un liquide et en même temps les anisotropies physiques liées au solide.

Plusieurs types de cristaux liquides existent, se différenciant entre eux par le type et le degré d'auto-organisation de leurs molécules. Ces différenciations sont dues, en plus de la nature des mésogènes, à plusieurs paramètres extérieurs tels que la force mécanique, électrique ou magnétique, ou encore de la sensibilité à la température. Ainsi, différentes phases des cristaux

¹⁷ **Otto Lehmann** (1855-1922), physicien allemand. Considéré comme le père de la technologie cristaux liquides, il fût le premier à nommer une substance qui n'est ni solide ni liquide, en 1890.

¹⁸ **Daniel Vorländer** (1867-1941), chimiste allemand, il est connu principalement pour sa contribution à la synthèse de la plupart des cristaux liquides connus à ce jour.

liquides sont à souligner. Ceci fût l'objet des résultats des travaux de Friedel¹⁹, le premier à séparer les cristaux liquides des états liquides et solides cristallins par des transitions de phases. En effet, dans les années qui ont suivies les travaux précurseurs de Lehmann, Friedel distingua deux différentes phases de cristaux liquides selon leurs organisations moléculaires et les présentât en deux ensembles. Le premier se caractérise par des molécules réparties en couches parallèles, leur axe optique est normal au plan et elles sont orientées d'un angle quelconque autour de cet axe. Cette structure moléculaire, ressemblant à celle du savon, en grec *smêgma*, est alors appelée *smectique*. Le deuxième ensemble est caractérisé, quant à lui, par des molécules d'une distribution spatiale quelconque, distribution démontrée par l'absence de diffraction aux rayons X. Structure moléculaire apparaissant comme des fils nageant dans le cristal liquide, Friedel la nomma alors *nématique*, du grec *nêma* signifiant fil [88].

Ces différentes phases des cristaux liquides appartiennent à la classe des mésophases thermotropes. Celles-ci changeant de phase en fonction de la température. Il existe deux autres classes de cristaux liquides : les lyotropes et les polymeric, dans lesquelles les mésophases sont induites par la présence d'un solvant. Ces deux classes, n'étant ni dans notre domaine de compétences, ni dans celui de nos applications, ne présentent aucun intérêt pour nous.

Ainsi, dans les cristaux liquides thermotropes, les transitions de phase se produisent lorsque la température augmente, suivant l'ordre : solide, cristal liquide, liquide isotrope et finalement vapeur. La transition de l'état solide à celui de cristal liquide se produit à la température du point de fusion (melting point, T_m). Ensuite, à partir de ce dernier état à celui de liquide isotrope, la transition se produit à la température du point de compensation (clearing point, T_c). Durant la phase cristal liquide, ce dernier peut connaître plusieurs autres points de fusion, qui définissent le type de mésophase dans lequel se trouve le cristal liquide. Les phases smectiques sont observées directement après l'état solide. Elles sont ensuite suivies par les phases nématiques, avant bien évidemment la température T_c . Il existe en outre des mixtures où la phase smectique n'apparaît pas, car la transition se fait du solide au nématique directement.

Il est à noter par ailleurs que les températures relatives aux points de fusion et de compensation changent par rapport à la substance utilisée. La figure 2.15 met en évidence ce changement entre différents types de substances, qui ne nous intéressent pas forcément, mais qui nous permettent de voir la différence de température entre leurs différentes phases de transition [89]. Nous

¹⁹ **Georges Friedel** (1865-1933), minéralogiste français. Connue pour une activité scientifique essentiellement basée sur la minéralogie et la cristallographie, il adopta la théorie de Auguste Bravais et démontra la réalité physique de la loi qui porte son nom. Il regroupa ces travaux dans « les groupements cristallins » en 1904, et dans « études sur la loi de Bravais » en 1907. Le troisième volet important de son œuvre concerne les cristaux liquides. Il fût intitulé « les états mésomorphes de la matière » et publié en 1922.

pouvons constater ainsi, d'une part, la différence de température entre les différents points de fusions, et d'autre part, l'inexistence de la phase smectique dans certaines substances.

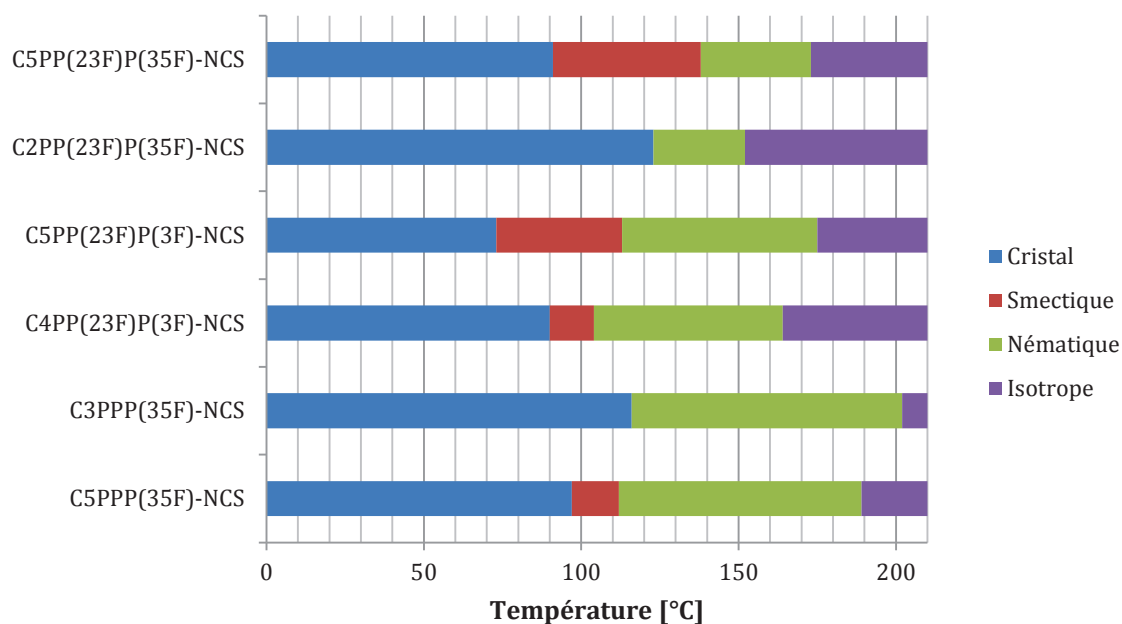


Figure 2.15. Température de transition de phase pour quelques mélanges de cristaux liquides [89]

Dans ce qui suit, nous présenterons les deux états de phases smectique et nématique, sachant que l'état de phase qui nous intéresse et que nous utiliserons est le nématique. Nous poursuivrons ensuite par les propriétés notamment optiques ainsi que les effets électro-optiques des cristaux liquides en phase nématique. Mais d'abord, définissons le paramètre ordre de l'orientation, paramètre facilitant la compréhension des cristaux liquides, et leurs différents types.

2.4.1.1. Paramètre ordre de l'orientation

Dans les cristaux liquides, l'axe long de la molécule tend à s'aligner dans une direction particulière. Cette tendance d'alignement vers une orientation moléculaire préférentielle est essentielle due aux propriétés macroscopiques, notamment et principalement l'amplification des propriétés anisotropes de chaque molécule. Cette direction préférentielle est identifiée comme étant le directeur et est représentée par le vecteur n , illustré sur la figure 2.16.

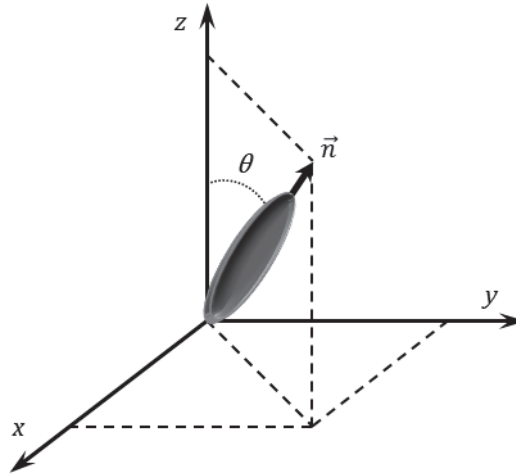


Figure 2.16. Illustration du directeur (n) des molécules de cristal liquide

Le paramètre ordre S est utilisé pour décrire le degré de l'orientation des molécules le long du directeur. Il est définie par,

$$S = \frac{1}{2} [3\langle \cos^2 \theta \rangle - 1] \quad (2.89)$$

où $\langle \rangle$ dénote la moyenne thermique de la molécule et θ est l'angle entre chaque molécule et le directeur. En l'absence d'un champ électrique ou d'une surface d'ancrage, cette dernière étant un point clé que nous utiliserons plus tard pour expliquer la fabrication des éléments à cristaux liquides servant à implémenter nos structures biréfringentes, il n'y a aucune différence en terme de système d'énergie si l'axe long est pointé vers le haut ou le bas du directeur. Ainsi, les angles θ et $(\theta+\pi)$ sont physiquement équivalents. Cette définition implique que, si les molécules sont parfaitement orientées comme elles le sont pour l'état solide cristallin, alors $\theta=0$ pour chaque molécule et $S=1$. En revanche, si les molécules sont orientées aléatoirement, comme celles d'un liquide isotrope, l'ordre moléculaire n'existe pas et la moyenne thermique résulte en un paramètre S nul. Par conséquent, S peut varier de 0 à 1 , où une plus grande valeur implique des états plus fortement ordonnés. Pour des cristaux liquides typiques, le paramètre ordre diminue avec l'augmentation de la température. Notons enfin que l'orientation moléculaire se produit indépendamment d'un champ électrique.

2.4.1.2. Phase smectique

La phase smectique représente la phase des cristaux liquides la plus proche de la phase solide cristallin. Ses molécules présentent une forme allongée et sont organisées en couches parallèles, présentant par conséquent, en plus d'un ordre d'orientation, un ordre de position. Dans une même couche, où les molécules tendent à garder une orientation commune, ces dernières se

déplacent comme dans un liquide, par contre, le saut d'une molécule d'une couche à une autre demande une énergie beaucoup plus élevée. L'ordre d'orientation entre deux couches successives n'est pas systématique et de ce fait, plusieurs types de phases smectiques existent. Pour des cristaux liquides, par exemple, à molécules perpendiculaires aux couches, comme le montre la figure 2.17.a, la phase est appelée smectique A. Les cristaux liquides de cette famille de phase sont notamment diffusants à la température ambiante et deviennent transparents avec l'augmentation de la température. La figure 2.17.b montre un autre type de phase, où les molécules sont inclinées par rapport au plan des couches. Cette phase est appelée smectique C et à son tour met en évidence plusieurs types dont les plus connus les smectiques C chiraux et les cristaux liquides ferroélectriques. D'une manière générale, il existe un grand nombre de mésophases smectiques, catégorisées de A à K plus O et Q, avec plusieurs sous-catégories [90].

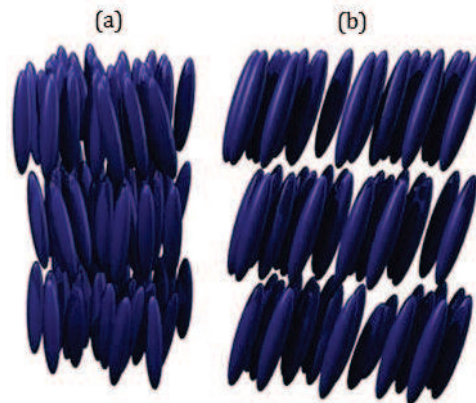


Figure 2.17. Molécules des cristaux liquides à phase (a) smectique A et (b) smectique C

Les phases smectiques des cristaux liquides sont actuellement très étudiées et utilisées [91, 92], car elles se distinguent par des propriétés très intéressantes, notamment un temps de réponse, à une force extérieure de type champ électrique, très court [93].

2.4.1.3. Phase nématique et cholestérique

La phase nématique est la phase la plus proche de celle du liquide isotrope. Ces molécules ne sont donc pas aussi bien organisées que celles de la phase smectique (figure 2.18.a). D'ailleurs, elles ne se distinguent que par un ordre d'orientation, d'où le paramètre ordre qui caractérise la transition de phase liquide isotrope-nématique. Elles se présentent sous forme allongée et relativement plane. Si les nématiques sont chiraux, ils peuvent s'arranger de manière périodique en hélice et se dégage ainsi la phase appelée nématique hélicoïdale ou cholestérique. Cette dernière est caractérisée par le pas cholestérique, distance entre deux couches parallèles, obtenue une fois que les molécules ont fait un tour complet sur elles-mêmes (figure 2.18.b).

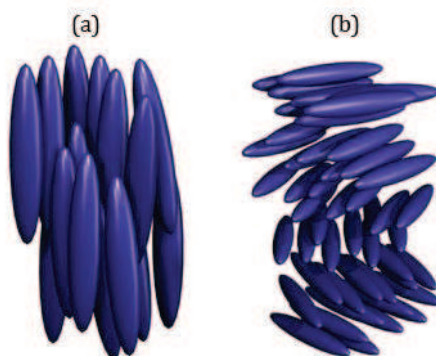


Figure 2.18. Molécules des cristaux liquides à phase (a) nématique et (b) cholestérique

Les cristaux liquides en phase nématique sont ceux que nous allons utiliser comme élément accordable dans nos structures biréfringentes. Cette phase a donné lieu à beaucoup de travaux d'investigation, ces dernières années, pour différentes applications, notamment le contrôle de la phase et la polarisation d'une onde [94], les dispositifs hautes fréquences [95], ou encore les dispositifs cristaux liquides à couches minces [96]. D'autres études, ayant pour objectif de faciliter l'utilisation des cristaux liquides en phase nématique, traitent différents points, dont l'utilisation de cette phase dans des températures ambiantes [97], la diminution des temps de réponse [98] et surtout la biréfringence. Ce dernier point a particulièrement suscité l'attention des technologues, en ce sens où dans le domaine des télécommunications optiques, les grandes biréfringences sont très convoitées, et énormément de travaux ont traité ce point spécifique, qui semble être un point clé pour l'utilisation futur des cristaux liquides [98, 99, 100, 101]. En outre, il existe aussi des cristaux liquides avec une anisotropie diélectrique négative, utilisées surtout pour l'affichage [102, 103].

2.4.1.4. Propriétés physiques des nématiques

2.4.1.4.1. Indices de réfraction

Les molécules des cristaux liquides en phase nématique ont une forme allongée. Cette forme particulière induit l'existence de deux indices de réfraction. Les cristaux liquides agissent alors sur une onde lumineuse comme un milieu anisotrope biréfringent. En fin de compte, une molécule nématique se présente exactement comme un ellipsoïde des indices, avec un grand axe et un petit axe, induisant un indice de réfraction ordinaire et un autre extraordinaire suivant les deux directions de propagations parallèle et perpendiculaire à l'axe optique. La figure 2.7 représente ainsi parfaitement une molécule nématique, définie par sa biréfringence, quantité déjà introduite dans la partie optique anisotrope et représentant la différence entre les deux indices de réfraction. Comme nous l'avons cité dans le paragraphe précédent, il existe des cristaux liquides nématiques à biréfringence positive et à biréfringence négative, faisant ainsi

parfaitement l'analogie avec ce que nous avons présenté comme milieu biréfringent positif et négatif.

2.4.1.4.2. Effets électrooptiques

Les cristaux liquides nématiques présentent une propriété assez intéressante permettant une interaction entre une force extérieure et le positionnement spatiale des molécules. En effet, si un champ électrique est appliqué aux molécules nématiques, il se produit un effet particulier, forçant les molécules à basculer et à aligner leur grand axe parallèlement à ce champ. Nous verrons tout à l'heure le procédé de l'application du champ, mais pour l'instant, intéressons-nous uniquement à l'effet physique. La figure suivante illustre le comportement d'une molécule nématique lors de l'application d'un champ électrique.

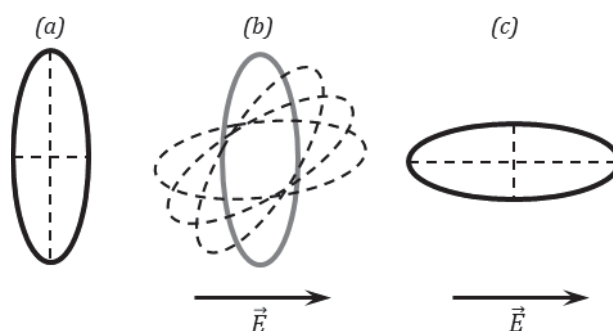


Figure 2.19. Effet d'un champ électrique sur une molécule de cristal liquide nématique. (a) molécule à cristal liquide au repos : état initial (b) application d'un champ électrique : la molécule bascule, état intermédiaire. (c) basculement total de la molécule : état final

La tension appliquée à la molécule doit être supérieure à une tension de seuil qui correspond à l'énergie nécessaire pour vaincre les forces élastiques de cette molécule. Celles-ci seront abordées dans le paragraphe suivant. Au-delà du champ de seuil, plus la tension augmente, plus il y a des molécules qui s'alignent parallèlement au champ électrique.

2.4.1.4.3. Viscosité et élasticité

Ces deux paramètres représentent deux propriétés très importantes des cristaux liquides nématiques, de telle sorte qu'elles vont déterminer, d'une part les tensions que nous devons appliquer aux molécules pour que celles-ci réagissent, et d'autre part, le temps qu'elles mettront à prendre une position particulière dans l'espace.

L'anisotropie des cristaux liquides fait que ce matériau possède une viscosité supérieure à celle d'un liquide ordinaire, et contrairement aux fluides isotropes comme l'eau, la viscosité des nématiques va dépendre de la direction du déplacement des molécules par rapport à leur grand axe. De manière générale, la viscosité déterminera l'intervalle de tensions de réaction des

cristaux liquides, mais aussi leur temps de réaction nommé temps de réponse. Quatre viscosités ont été recensées et définies [104]. La viscosité est influencée par la structure moléculaire des cristaux liquides, et par conséquent par le type de mixture utilisé. Ce paramètre peut donc être défini par rapport à l'application recherchée, et quelques études vont dans ce sens [102, 103].

En plus de la viscosité, les cristaux liquides sont définis aussi par leurs constantes élastiques. Celles-ci représentent des forces internes aux molécules qui agissent lorsqu'une force externe à cette même molécule intervient. Pour un solide par exemple, lorsqu'il est soumis à une légère déformation et que cette contrainte est relâchée, ses forces élastiques internes lui restaurent sa forme initiale (cas par exemple d'un ressort). Dans un liquide isotrope, ce sont des forces isotropes qui régissent le déplacement des molécules. Le cas des cristaux liquide étant un cas particulier, ils possèdent plusieurs constantes élastiques, qui interviennent en fonction de la direction des contraintes appliquées au directeur de la molécule. Ces constantes sont recensées au nombre de trois : éventail, torsion et flexion [105]. Dans notre cas, nous noterons que les constantes élastiques définiront d'abord les tensions de seuils, ensuite seront responsables du repositionnement des molécules dans leur état initial (figure 2.19.a), après remise à zéro de la tension qui leur été appliquée, et donc relâchement de la force externe.

Comme la fabrication des cristaux liquides que nous utiliserons n'est pas de notre ressort, même si nous allons expliquer son procédé, nous ne rentrerons pas dans les détails en ce qui concerne les paramètres élasticité et viscosité.

2.4.1.5. Lames à cristaux liquides et technique de caractérisation

L'utilisation des cristaux liquides nématiques pour nos applications de filtrage nécessite l'emploi d'un support capable d'interagir avec le cristal par l'application de tensions électriques. Nous allons expliquer brièvement le procédé de fabrication d'une cellule à cristal liquide, celle-ci étant mise en œuvre chez notre « partenaire breton ». Tout d'abord, deux lames de verre sont utilisées comme « récipient ». Ces lames sont espacées entre elles d'une distance e . Ces substrats sont recouverts d'une couche mince d'oxyde d'indium et d'étain (ITO, Indium Tin Oxyde), dans des proportions de 90% et 10% respectivement. Une fois recuit à 400°C, ce matériau a la particularité d'être conducteur et transparent. Chaque substrat, recouvert d'une couche mince d'ITO de 200nm, est enduit d'une couche mince de 50nm de polymère, généralement du polyimide, dont la surface est traitée mécaniquement par frottement. Ce procédé est très important, car il permet d'aligner les molécules nématiques dans une seule direction alors qu'elles sont au repos, et cette surface est appelée *surface d'ancrage*. De plus, ce n'est que grâce à cette surface que, lorsqu'une tension est appliquée aux molécules, ces dernières changent de position dans un seul plan qui est le plan de propagation de l'onde. Autrement dit, elles ne

s'orientent que sur deux dimensions. Par conséquent, si une goutte de nématique est mise entre ces deux plaques de verre, les molécules s'orientent parallèlement dans toute l'épaisseur de la cellule. La figure suivante illustre ce procédé de fabrication.

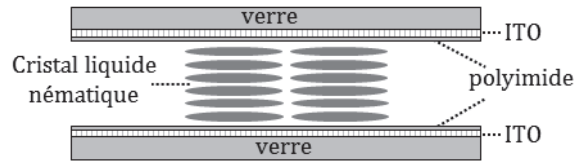


Figure 2.20. Cellule nématique parallèle

L'ensemble obtenu est appelé lame à cristaux liquides ou cellule à cristaux liquides (LCC, Liquid Cristal Cell). Cette cellule se comportera donc comme une lame biréfringente, ayant deux propriétés opto-géométriques importantes : l'épaisseur et la biréfringence, et donc la différence de marche optique. La biréfringence est propre à la mixture de cristal liquide nématique utilisée. Par contre, l'épaisseur est définie lors de la fabrication de la lame et représente l'espacement entre les deux lames de verre (e) citée auparavant. En générale, e est de l'ordre d'une dizaine de microns.

Dès la réception des lames, nous procédons à leur caractérisation. Celle-ci nous permettra de déterminer les différences de marches introduites et d'en déduire avec précision, par exemple les épaisseurs géométriques. Cette technique, très classique, est décrite dans la littérature [106, 107, 108]. Elle consiste à utiliser deux montages particuliers, mettant en œuvre la lame LCC entre polariseur et analyseur parallèles puis entre polariseur et analyseur croisés. L'axe dynamique de la molécule est orienté à 45° des axes des polariseurs. Les intensités mesurées en fonction de la tension appliquée aux cellules à cristaux liquides, pour une longueur d'onde $\lambda = 1.55\mu m$, sont notées I_{\perp} pour le montage polariseur/analyseur croisés, et I_{\parallel} pour le montage polariseur/analyseur parallèles. Le déphasage est alors déduit par le biais des relations suivantes,

$$|\varphi| = N. \pi + 2. \tan^{-1} \left[\sqrt{\frac{I_{\perp}}{I_{\parallel}}} \right], \text{ pour } N \text{ entier pair } (N = 0, 2, 4, \dots) \quad (2.90)$$

$$|\varphi| = (N + 1). \pi - 2. \tan^{-1} \left[\sqrt{\frac{I_{\perp}}{I_{\parallel}}} \right], \text{ pour } N \text{ entier impair } (N = 1, 3, 5, \dots) \quad (2.91)$$

A partir de ces deux relations, nous pouvons obtenir la biréfringence des lames en fonction des tensions qui leur sont appliquées.

Procédons maintenant à un exemple de caractérisation d'une lame à cristal liquide. Les autres lames utilisées seront elles aussi caractérisées de la même manière, mais nous ne présenterons que leur graphe de caractérisation final, au moment voulu. La lame que nous allons caractériser est en principe d'épaisseur $18\mu\text{m}$. Il est important de noter que l'adressage d'une cellule nématique nécessite une tension électrique alternative car le cristal liquide n'est sensible qu'à la tension efficace qui lui est appliquée. De plus, une tension continue prolongée peut provoquer des phénomènes d'électrolyse et donc des dégradations irréversibles. Nous utiliserons donc, dans notre cas, une tension alternative carrée, de fréquence 10KHz. La figure 2.21 illustre les intensités mesurées, en fonction des tensions appliquées à la cellule.

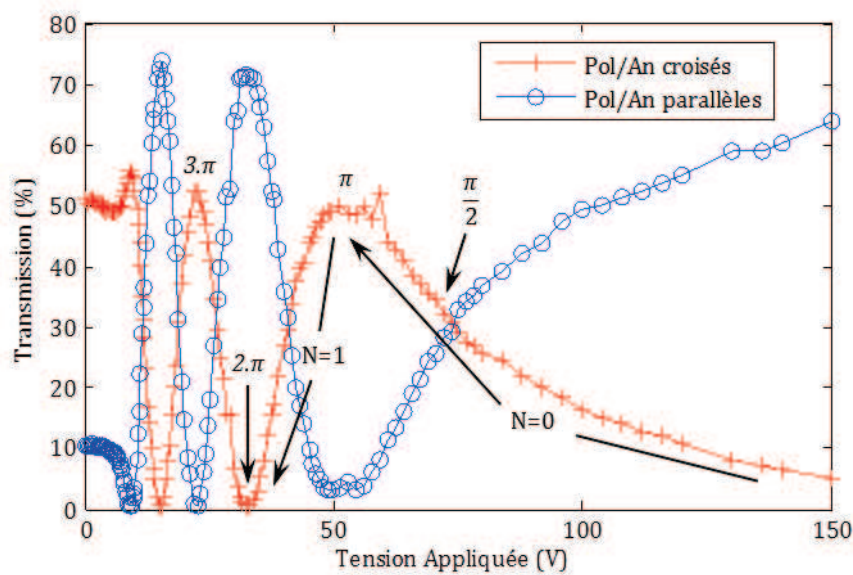


Figure 2.21. Intensités transmises en configurations polariseur/analyseur parallèles et perpendiculaires en fonction des tensions appliquées

Il nous est maintenant possible de connaître les différences de phase indiquées sur la figure, lors de l'intersection des deux courbes rouge et bleue, ou alors aux extremums des deux courbes. L'analyse suivante en découle, en commençant par les tensions les plus fortes sur l'axe des abscisses :

- Pour une tension maximale appliquée, les molécules à cristaux liquides sont toutes orientées parallèlement à la direction de propagation. Ainsi, l'onde voit les indices ordinaire et extraordinaire égaux, et le comportement du milieu est quasi-isotrope (anisotropie négligeable). Dans ce cas, la différence de phase est nulle et l'entier $N=0$.
- Lorsque la tension commence à diminuer, les molécules commencent à s'orienter dans la direction du plan d'onde et la valeur de l'indice extraordinaire commence à augmenter. A partir de ce point, les intensités I_{\perp} et I_{\parallel} passent par des extremums, une alternance entre

un maximum et un minimum. Chaque extremum représente un déphasage de π , et une incrémentation pour l'entier N . De plus, chaque intersection entre les intensités représente un déphasage de $\pi/2$, comme le montre la figure 2.21.

- Arrivé à la tension de seuil des cristaux liquides, les molécules sont parfaitement parallèles au plan d'onde. L'indice extraordinaire prend alors sa valeur maximale et la différence de phase introduite à l'onde est elle aussi maximale.

Une fois toutes les plages entre extremums ainsi que les valeurs de N déterminées, nous pouvons utiliser les équations (2.90) et (2.91) pour en déduire la phase. Le résultat est présenté sur la figure suivante,

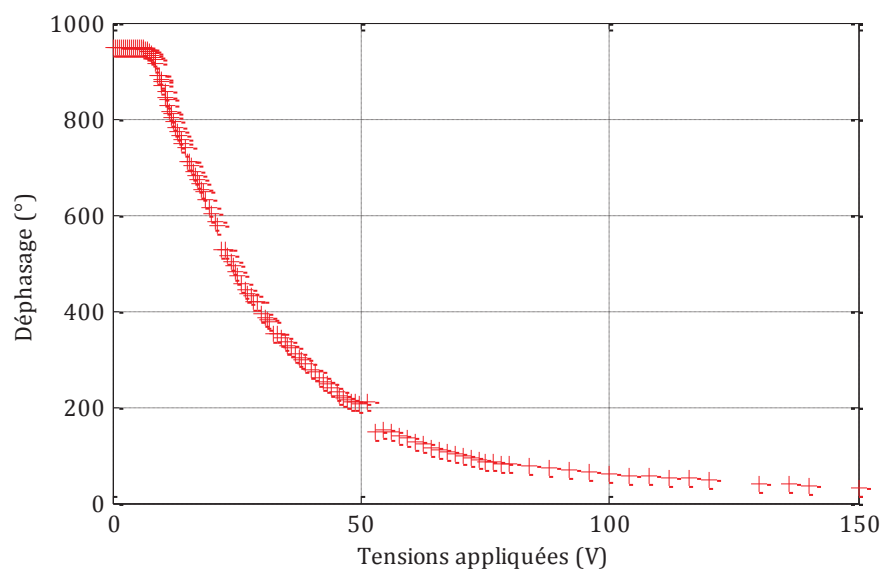


Figure 2.22. Déphasage des deux composantes de l'onde en fonction des tensions appliquées

La différence de marche optique (figure 2.23) est maintenant déduite à partir de la relation de la différence de phase (équation (2.60)). Nous pouvons alors calculer l'épaisseur réelle de la lame à cristaux liquides, en utilisant l'expression $\Delta_{max} = e \cdot \delta n_{max}$. Nous savons par ailleurs, que la biréfringence maximale des cellules que nous utilisons (E65 nematic LC, Merck Chemicals, Germany) est $\delta n_{max} = 0.2$ à la longueur d'onde $1.55 \mu\text{m}$.

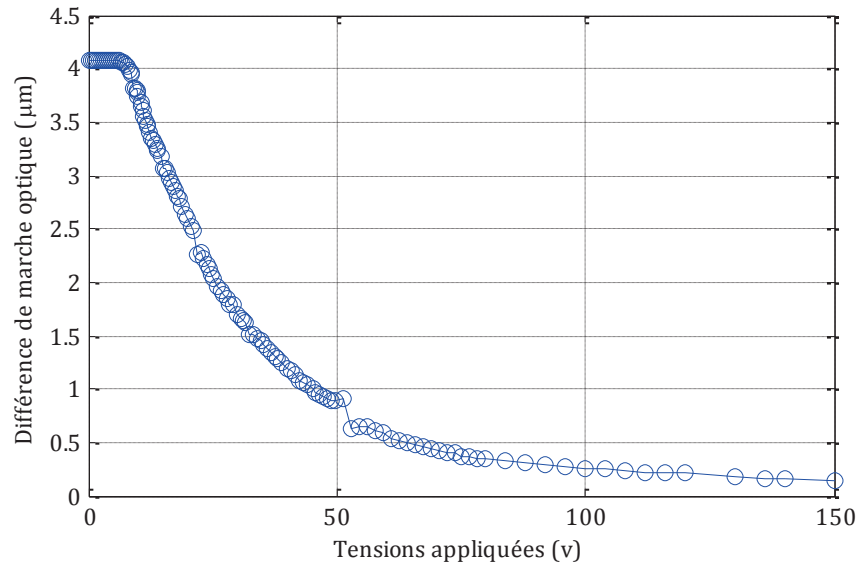


Figure 2.23. Différence de marche optique de la lame LCC en fonction des tensions appliquées

A partir de la figure 2.23, nous avons $\Delta_{max} = 4.086 \mu\text{m}$, l'épaisseur géométrique réelle de la cellule est alors,

$$e = \frac{\Delta_{max}}{\delta n_{max}} = 20.43 \mu\text{m} \quad (2.92)$$

2.4.2. Accordabilité des filtres interférentiels à polarisation

Après avoir présenté l'élément accordable qui sera ajouté aux structures biréfringentes pour y introduire la fonction d'accordabilité, nous allons maintenant expliquer cette fonctionnalité dans des structures de ce type. Tout d'abord, il est important de souligner que l'accordabilité recherchée est celle de la longueur d'onde transmise par le filtre. L'objectif est de reconfigurer cette longueur d'onde en faisant varier la biréfringence des lames LCCs en fonction de la tension électrique qui leur est appliquée. L'approche proposée est valable aussi bien pour le filtre de Šolc que pour le filtre de Lyot.

Considérons un filtre de Lyot conventionnel. Chaque interféromètre est constitué d'une lame biréfringente à biréfringence fixe (BP, Birefringent Plate), et d'une lame à cristaux liquides (LCC, Liquid Crystal Cell). Les axes propres des deux lames sont parallèles entre eux de telle sorte que les différences de marche introduites se cumulent. La figure ci-dessous illustre le schéma synoptique d'un filtre de Lyot reconfigurable utilisant des étages hybrides.

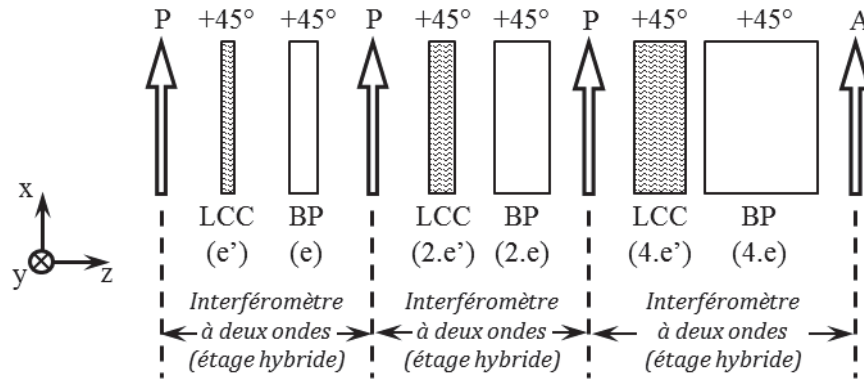


Figure 2.24. Schéma synoptique d'un filtre de Lyot reconfigurable à 3 étages hybrides

Notons que, pour le filtre de Lyot, les épaisseurs des LCCs doivent impérativement être multiples, pour respecter la condition des étages d'épaisseurs multiples de la configuration initiale. En ce qui concerne l'épaisseur élémentaire de la lame LCC (e_{LCC}), le choix est dicté par les temps de réponse des LCCs et les tensions qui leurs sont appliquées. Plus l'épaisseur augmente, plus le temps de réponse et les tensions de saturation augmentent aussi. Toutefois, une plus grande épaisseur offre une meilleure dynamique d'accordabilité. Par conséquent, l'idée est de trouver un bon compromis entre les différences de marche, et les temps de réponse ainsi que les tensions de saturation souhaités. Pour l'accordabilité de la longueur d'onde de résonance, cette épaisseur est généralement choisie pour permettre au moins le balayage de tout l'intervalle spectral libre. La différence de marche optique de l'étage hybride s'écrit,

$$\Delta = e_{BP} \cdot \delta n_{BP} + e_{LCC} \cdot \delta n_{LCC} \quad (2.93)$$

Cette équation met en évidence le fait que la différence de marche optique de tout l'interféromètre varie lorsque la biréfringence de la LCC varie. Par ailleurs, bien que nous ayons introduit un nouvel élément à cette différence de marche optique, la condition des étages ondes reste valable, et la relation $\Delta = k \cdot \lambda_c$ doit donc être satisfaite. L'équation représentative de la longueur d'onde centrale est alors,

$$\lambda_c = \frac{e_{BP} \cdot \delta n_{BP} + e_{LCC} \cdot \delta n_{LCC}}{k} \quad (2.94)$$

Sachant que l'ordre d'interférence k est inchangé, lors de la variation de la biréfringence de la LCC, c'est la longueur d'onde centrale qui varie en se déplaçant sur l'intervalle spectrale libre,

$$\frac{\delta \lambda_c}{\delta \Delta} = \frac{1}{k} \Rightarrow \frac{\delta \lambda_c}{\lambda_c} = \frac{\delta \Delta}{\Delta} = \frac{e_{LCC} \cdot \delta(\delta n_{LCC})}{\Delta} \quad (2.95)$$

L'accordabilité des longueurs de résonances du filtre s'exprime alors par la relation,

$$\delta\lambda_c = \frac{e_{LCC} \cdot \lambda_c}{\Delta} \cdot \delta(\delta n_{LCC}) \quad (2.96)$$

où $\delta(\delta n_{LCC})$ est la variation de la biréfringence offerte par la LCC. Celle-ci correspondant au premier interféromètre. Cette variation est effectuée simultanément sur tous les interféromètres où le déplacement de la longueur d'onde transmise est le même, étant donné la condition des épaisseurs multiples. La figure 2.25 illustre l'accordabilité de la longueur d'onde centrale d'un filtre de Lyot, obtenue par simulation.

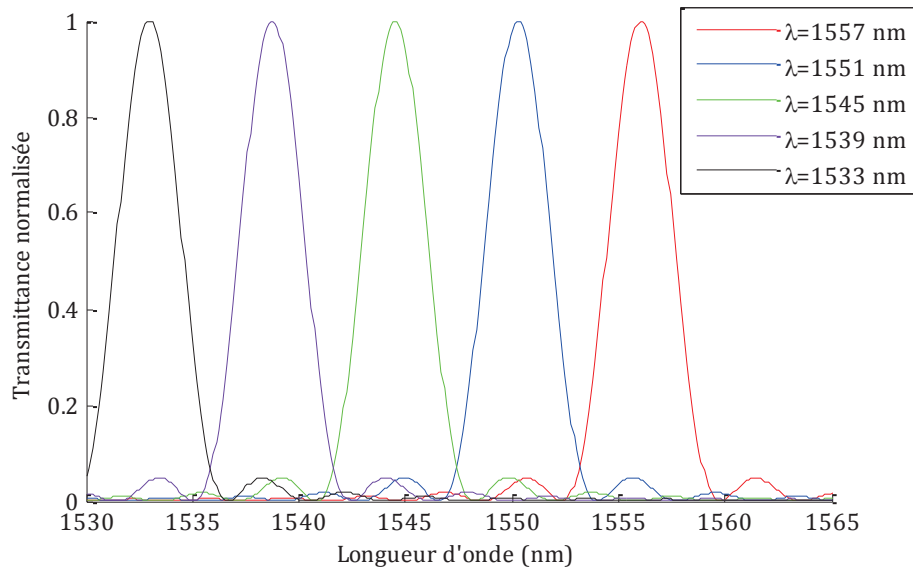


Figure 2.25. Transmittance d'un filtre de Lyot mettant en évidence l'accordabilité de la longueur d'onde transmise

Par ailleurs, lors de la reconfiguration de la longueur d'onde, les autres paramètres du filtre, en l'occurrence, l'intervalle spectral libre et la bande passante, définis par les équations (2.87) et (2.88) respectivement, sont aussi modifiés. Pour voir ces modifications, les équations représentatives de l'ISL et de la BP doivent être écrites en fonction de la longueur d'onde de résonance. A partir de (2.87) et (2.88), nous avons,

$$ISL = \Delta\lambda_c = \frac{\lambda_c^2}{\Delta} = \frac{\lambda_c}{k} \quad (2.97)$$

$$BP = \frac{\lambda_c^2}{2^N \cdot \Delta} = \frac{\lambda_c}{2^N \cdot k} \quad (2.98)$$

Une variation au niveau de λ_c mène aux équations suivantes,

$$\frac{\delta(ISL)}{\delta\lambda_c} = \frac{1}{k} \Rightarrow \delta(ISL) = \frac{1}{k} \delta\lambda_c \quad (2.99)$$

$$\delta(BP) = \frac{1}{2^N \cdot k} \delta\lambda_c \quad (2.100)$$

Selon ces deux équations, il est clair que l'accordabilité de la bande passante résulte inévitablement en une modification dans l'ISL et la BP. L'objectif étant justement de s'affranchir de ce type de comportement, et étant donné que les deux paramètres sont inversement proportionnels à l'ordre d'interférence k , la solution est l'utilisation de structures à ordre de résonance élevé, ce qui permet la diminution de ces deux variations.

La figure 2.26 illustre des résultats expérimentaux de l'accordabilité de la longueur d'onde obtenus au sein de notre laboratoire [109], pour un filtre de Šolc, en fonction des tensions appliquées aux cellules LCCs. En ce qui concerne le filtre de Lyot, le même principe lui est appliqué.

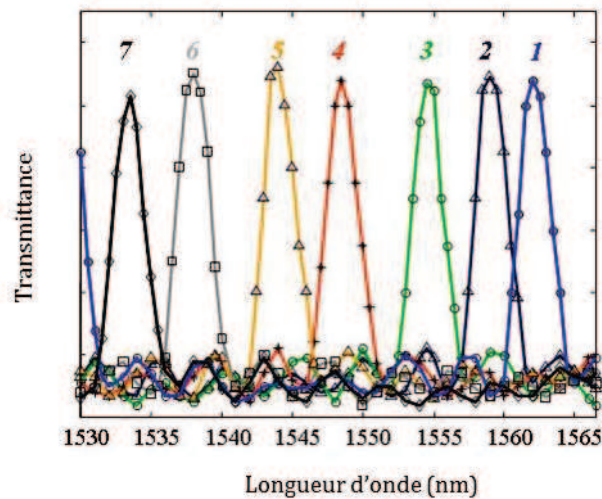


Figure 2.26. Figure expérimentale de la reconfiguration de la longueur d'onde transmise par un filtre de Šolc à 10 étages [109]. 1 : $\lambda_c = 1562\text{nm}$ (0V), 2 : $\lambda_c = 1559\text{nm}$ (1.8V), 4 : $\lambda_c = 1548.5\text{nm}$ (3V), 7 : $\lambda_c = 1533.5\text{nm}$ (5.7V)

Dans ce cas, le taux d'accord, représentant la quantité de déplacement de la longueur d'onde centrale par rapport aux tensions appliquées aux LCCs, est donné par : 0.17V/nm .

2.5. Conclusion

Nous avons présenté dans ce chapitre les filtres biréfringents et leur principe d'accordabilité de la longueur d'onde de résonance. Après avoir mis en évidence deux filtres particuliers, se distinguant notamment par leurs principes physiques, l'un se basant sur la conversion en polarisation, l'autre sur la succession d'interféromètres, il nous a paru judicieux d'utiliser le filtre de Lyot, pour la suite de notre étude. Ce choix est régi d'abord par la simplicité de mise en

œuvre offerte par ce filtre, simplicité mise en évidence essentiellement par l'orientation des angles des lames biréfringentes. Ensuite, ce type de filtre offre une plus grande finesse que le filtre de Šolc, pour un nombre de lames identiques. Enfin et surtout, nous choisissons de travailler sur le principe physique des successions d'interféromètre, principe qui, comme nous allons le montrer dans le prochain chapitre, offrira une agilité de reconfiguration des paramètres du filtre assez intéressante. Le troisième chapitre sera donc consacré exclusivement au filtre de Lyot et aux différentes fonctions et performances qui nous préoccupent, pour notamment positionner ce type de structure sur les exigences des réseaux optiques actuels.

Chapitre 3 : Le filtre à interféromètres hybrides au service des réseaux optiques, fonctionnalités et performances

L'architecture de la structure proposée étant basée sur celle d'un filtre de Lyot, ce chapitre lui sera entièrement consacré. Nous allons notamment voir comment améliorer ses performances et lui adjoindre des fonctionnalités particulières. Ceci bien évidemment dans l'optique d'atteindre les objectifs fixés dans le premier chapitre.

Avant d'entamer les différents points, il nous semble important d'évoquer une des contraintes les plus importantes qui empêche l'utilisation des filtres biréfringents dans un domaine tel que les télécommunications. En effet, un des paramètres caractéristiques majeurs d'un filtre est son taux d'extinction des canaux voisin ou contraste qui doit atteindre les 40dB. Cette condition est indispensable. Sachant que le contraste théorique des filtres biréfringents en général, et du filtre de Lyot en particulier, ne va pas au-delà de 15dB, comme nous le montrerons plus tard, la question de son éventuelle utilisation dans le domaine des télécoms ne se pose donc même pas. C'est la raison pour laquelle la première partie de ce chapitre est consacrée au contraste. Nous y étudierons son aspect théorique, et verrons comment améliorer ce paramètre qui semble être un obstacle important à l'intégration des filtres biréfringents dans le domaine des télécoms.

3.1. Amélioration du contraste et de la finesse d'un filtre de Lyot

3.1.1. Etat de l'art

Le contraste, appelé dans le jargon commerciale des télécommunications taux de réjection ou encore taux d'extinction, représente la différence entre le lobe principal et le premier lobe

secondaire d'une fonction de filtrage. Ceci est due au fait que le premier lobe secondaire est le lobe le plus haut, hormis bien évidemment le lobe principal. Dans une transmission WDM où la fonction de filtrage sert à transmettre et en même à bloquer (éteindre) les canaux du spectre, la partie blocage est caractérisée par un taux, d'où l'appellation taux d'extinction. Ce taux est normalement fixé à 40dB, où le signal utile portée par le canal est totalement noyé dans le bruit, et aucun instrument de mesure actuellement disponible ne peut l'enregistrer. Les filtres optiques développés actuellement, dont les technologies ont été présentées dans le premier chapitre, présentent justement des taux avoisinant la valeur fixée. Pour les filtres déjà commercialisés, ce contraste est largement atteint. Ainsi, les filtres basés sur le réseau de diffraction proposent un taux de 60dB [78, 77]. En ce qui concerne les filtres basés sur la technologie PLC, le taux est entre 35 et 50dB [32, 33] alors que ceux basés sur la technologie LCoS, le taux maximal est de 40dB [55, 70]. La technologie des réseaux de Bragg quant à elle amène des filtres à 50dB de taux d'extinction [74, 75]. En revanche, pour les filtres qui ne sont pas encore commercialisés, le contraste reste encore relativement faible. Nous pouvons ainsi noter un contraste de 30dB pour les réseaux à parois latérale verticale et décalage en phase basé sur la technologie SOI [66], de 16dB pour les réseaux verticaux couplés sur silicium [110], et de 27dB pour le ROADM basé sur la technologie Opto-VLSI [24]. Reprenons maintenant notre filtre de Lyot.

3.1.2. Contraste et finesse d'un filtre de Lyot classique

3.1.2.1. Contraste théorique

Avant d'entamer une quelconque procédure pour améliorer le contraste d'un filtre de Lyot, il est important de savoir quels sont les paramètres de la structure qui peuvent le faire varier. Nous allons ainsi étudier la variation du contraste par rapport aux épaisseurs optiques des lames constituant le filtre, ainsi que leur nombre. Supposons donc un filtre de Lyot à deux étages. En utilisant la méthode de calcul de la fonction de transfert du filtre exposée dans la partie théorique, l'intensité est calculée pour différentes valeurs de la différence de marche optique élémentaire (du premier étage) et un nombre d'étage fixe, d'une part, ensuite pour différentes valeurs du nombre d'étages et une différence de marche optique élémentaire fixe, d'autre part. La figure ci-dessous illustre l'évolution du contraste en fonction de la différence de marche optique élémentaire et du nombre d'étages respectivement.

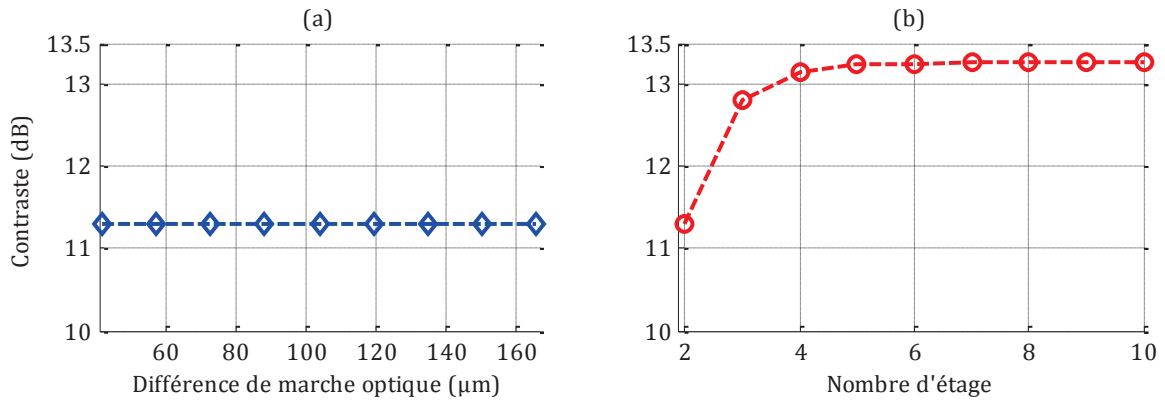


Figure 3.1. Evolution du contraste en fonction :
 (a) de la différence de marche optique pour un filtre de Lyot à deux étages
 (b) du nombre d'étages d'un filtre de Lyot pour une différence de marche optique élémentaire donnée

Cette figure porte une information intéressante, dans la mesure où elle nous montre que les paramètres opto-géométriques n'influent pas du tout sur le contraste. Par contre, le contraste varie lors de l'augmentation du nombre d'étages et atteint une valeur de saturation avoisinant les 15 dB, à partir de 5 étages. Cette valeur est bien en dessous de celle imposée par le cahier des charges. Par ailleurs, analytiquement, le contraste s'écrit,

$$CTR_{Lyot} = \log \left[\frac{I_{lobe\ principal}^{Lyot}}{I_{premier\ lobe\ secondaire}^{Lyot}} \right] \quad (3.1)$$

Avant d'entamer la partie amélioration du contraste, intéressons-nous d'abord au paramètre finesse du filtre qui représente le paramètre caractéristique principal d'une fonction de filtrage.

3.1.2.2. Finesse d'une fonction de filtrage

La finesse est un élément clé de la fonction de filtrage. Ce paramètre, lié à la bande passante (BP) et à l'intervalle spectral libre (ISL), est défini par,

$$F = ISL/BP \quad (3.2)$$

Une meilleure finesse est obtenue, pour un ISL fixe, en réduisant la bande passante du filtre. Il serait intéressant de tracer une courbe similaire à celle de la figure 3.1 pour voir le comportement de cette bande par rapport aux paramètres opto-géométriques de la structure et du nombre d'étage, pour un filtre de Lyot conventionnel.

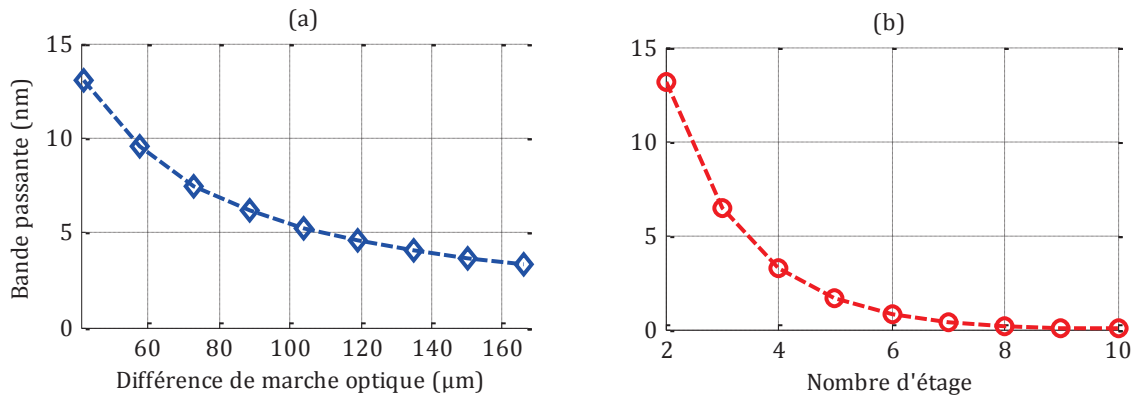


Figure 3.2. Variation de la bande passante en fonction :
 (a) de la différence de marche optique élémentaire pour un filtre de Lyot à deux étages
 (b) du nombre d'étages d'un filtre de Lyot pour une différence de marche optique élémentaire donnée

Conformément à la relation définissant la bande passante (eq 2.100), la réduction de celle-ci est obtenue en augmentant soit les épaisseurs optiques, soit le nombre d'étages. Notons que le paramètre « finesse » est évoqué dans cette partie, car comme nous le verrons ultérieurement, la méthode utilisée pour améliorer le contraste influence aussi la finesse, et une quantification de cette variation est obligatoire pour bien connaître par la suite tous les paramètres définissant la configuration qui sera proposée.

3.1.3. Le concept du passage multiple

Nous allons, dans cette partie, présenter une méthode très simple, basée sur le principe physique même du filtre de Lyot, permettant d'améliorer le contraste. Considérons une onde incidente sur un filtre constitué de deux structures de Lyot similaires, placées en série. Pour un Lyot à deux étages, la transmission en intensité du filtre s'écrit,

$$I_2^{3N} = \cos^2(2. \delta\varphi) . \cos^2(\delta\varphi) . \cos^2(2. \delta\varphi) . \cos^2(\delta\varphi) \quad (3.3)$$

où $\delta\varphi$ est la différence de phase. Etant donné que les deux filtres sont identiques, les différences de phase le sont aussi et nous pouvons écrire,

$$I_2^{2N} = [\cos^2(2. \varphi) . \cos^2(\varphi)]^2 = [I_1^{2N}]^2 \quad (3.4)$$

où I_1^{2N} représente l'intensité de l'onde émergente d'une structure de Lyot conventionnel à deux étages. Cette relation est intéressante car elle met en évidence le nombre de structures similaires traversées par l'onde. Si une structure similaire aux deux premières est ajoutée en série, la fonction d'intensité du filtre est cette fois élevée à la puissance 3. En gardant le même raisonnement, pour un nombre M de structures de Lyot similaires placées en série, l'intensité transmise n'est rien d'autre que la puissance M de fonction de transmission en intensité de la

structure élémentaire (un Lyot à deux étages, dans ce cas). La transmittance de cet ensemble de filtres placés en série est représentée sur la figure ci-dessous,

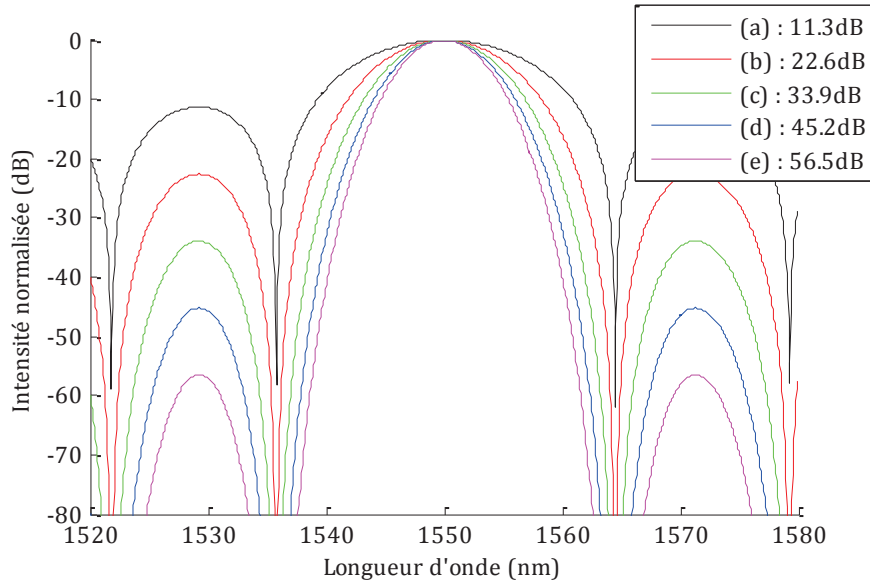


Figure 3.3. Transmittance du filtre de Lyot à deux étages en fonction de la longueur d'onde, pour (a) un filtre de Lyot classique, (b) deux filtres de Lyot classiques placés en série, (c) trois filtres en série, (d) quatre filtres en série et (e) cinq filtres en série (le contraste de chaque transmittance est noté sur la légende)

Les paramètres opto-géométriques de la structure Lyot de base n'étant pas très pertinents pour cette étude, nous en parlerons dans la partie simulation, où nous donnerons un peu plus d'importance aux chiffres, notamment pour les comparer à l'expérimentation. Rappelons par ailleurs que les filtres de Lyot sont similaires. Nous constatons sur cette figure que le contraste est proportionnel au nombre de traversées qu'effectue l'onde dans la structure. Analytiquement, le contraste de l'ensemble s'écrit,

$$CTR_{M \times Lyot} = \log \left[\frac{I_{lobe\ principal}^{Lyot}}{I_{premier\ lobe\ secondaire}^{Lyot}} \right]^M \quad (3.5)$$

Cette équation décrit une relation linéaire entre le contraste et le nombre de structures de Lyot placés en série. Mais avant d'aller plus loin dans cette analyse, intéressons-nous à l'organisation d'un ensemble de structure de Lyot mis en série. Un ensemble d'interféromètres en série, quel qu'il soit, implique une multiplication des fonctions de transfert de ces interféromètres. Mathématiquement, ces fonctions sont commutatives, et impliquent une interchangeabilité dans l'ordre des interféromètres, sans pour autant toucher à la fonction de transfert de l'ensemble. Physiquement, étant donné que tous les polariseurs sont orientés suivant une seule direction, et que les lames, étant ondes, ne modifient en rien la polarisation de l'onde, l'ordre des interféromètres pour cette onde n'a pas d'importance.

Prenons maintenant deux filtres de Lyot en série. Nous inversons l'ordre des interféromètres du second filtre, de façon à ce que l'onde, qui traverse ce filtre, se propage à travers l'interféromètre le plus épais en premier, et le plus mince en dernier. Il en résulte une fonction d'intensité identique à celle de l'équation (3.4). Dans l'objectif d'optimiser une telle structure, l'idée alors est de placer une structure de Lyot conventionnelle entre deux miroirs, ce qui permet d'obtenir le même résultat. Ceci est illustré par la figure suivante,

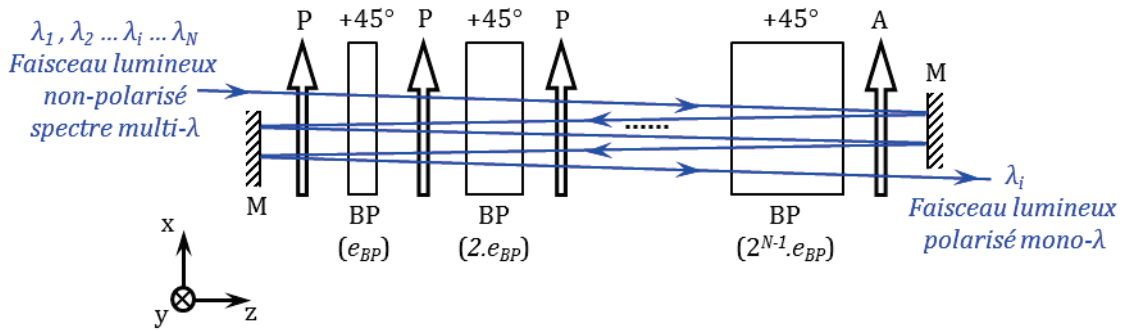


Figure 3.4. Filtre de Lyot à passages multiple (MPLF) [111, 112]

Cette structure est nommée **filtre de Lyot à passage multiple** (MPLF, Multiple passage Lyot Filter) [111]. Dans ce cas, un filtre de Lyot est placé entre deux miroirs. Ces derniers vont permettre au faisceau lumineux d'effectuer des allers retours à travers un seul filtre. Il est important de souligner que le faisceau est incliné d'un angle nommé « tilt », de façon à ce qu'il n'y ait pas d'interaction entre un faisceau incident et un autre réfléchi. Aucun effet « cavité raisonnante » n'est donc envisageable pour ce filtre. Le nombre de passages définira dans ce cas le nombre virtuel M de structures placées en série, selon la définition vue précédemment. La fonction de transfert et le contraste d'un tel filtre sont donnés respectivement par [111],

$$I_{MPLF} = [I_{Lyot}]^M \tag{3.6}$$

$$CTR_{MPLF} = M \cdot CTR_{Lyot} \tag{3.7}$$

L'intervalle spectral libre est égal à celui de la structure de Lyot élémentaire. En revanche, la bande passante varie et est fonction du nombre de passages. Définissons donc ce paramètre.

Nous savons que la bande passante d'un filtre de Lyot, ou largeur de bande à mi-hauteur, qui correspond en mode logarithmique à la bande mesurée à -3dB, est la largeur de bande à mi-hauteur de l'interféromètre le plus épais [82]. Ceci permet d'avoir une expression analytique donnant une très bonne approximation de la valeur de cette largeur de bande. Cette dernière n'est cependant pas exacte. Nous allons utiliser le même raisonnement pour calculer la bande passante de notre filtre à passages multiples.

Tout d'abord, la largeur de bande à mi-hauteur signifie une mesure à la moitié de l'intensité transmise. Nous avons donc, au niveau du dernier étage du filtre, la fonction cosinus suivante,

$$I = I_0 \cdot \left[\cos \left(2^{N-1} \frac{\delta\varphi}{2} \right) \right]^{2M} = \frac{I_0}{2} \quad (3.8)$$

où N est le nombre d'étages, M le nombre de passages et $\delta\varphi$ la différence de phase introduite par l'interféromètre élémentaire. Ceci revient à écrire,

$$\cos \left(2^{N-1} \frac{\delta\varphi_{3dB}}{2} \right) = \frac{1}{2^{1/2M}} \Rightarrow 2^{N-1} \frac{\delta\varphi_{3dB}}{2} = \text{Arccos} \left(\frac{1}{2^{1/2M}} \right) \quad (3.9)$$

L'expression de la différence de phase en est alors déduite,

$$\delta\varphi_{3dB} = \frac{2 \cdot \text{Arccos} \left(\frac{1}{2^{1/2M}} \right)}{2^{N-1}} \quad (3.10)$$

Soit pour la bande passante du filtre,

$$\Delta\varphi_{3dB} = \frac{4 \cdot \text{Arccos} \left(\frac{1}{2^{1/2M}} \right)}{2^{N-1}} \quad (3.11)$$

Le calcul de la bande passante spectrale se fait à partir de l'expression $\delta\varphi = 2\pi\Delta/\lambda$, où, rappelons-le, Δ est la différence de marche optique introduite par l'interféromètre élémentaire. Nous obtenons alors la relation analytique suivante [111],

$$\Delta\lambda_{3dB} = BP_{MPLF} = \left[\frac{4 \cdot \text{Arccos} \left(\frac{1}{2^{1/2M}} \right)}{2^{N-1}} \right] \frac{\lambda^2}{2 \cdot \pi \cdot \Delta} \quad (3.12)$$

Il devient alors aisé de calculer la finesse et de vérifier que celle-ci augmente quand la bande passante diminue.

3.1.4. Amélioration des performances du filtre de Lyot

Il est important de voir maintenant l'impact des deux paramètres améliorés sur le filtre, et le gain en termes de compacité de la structure. Il est aussi important de savoir si cette méthode permet d'atteindre l'objectif fixé au début, à savoir améliorer significativement le contraste. La figure 3.5 représente la variation du contraste et de la bande passante, en fonction du nombre de passages pour un filtre à deux étages.

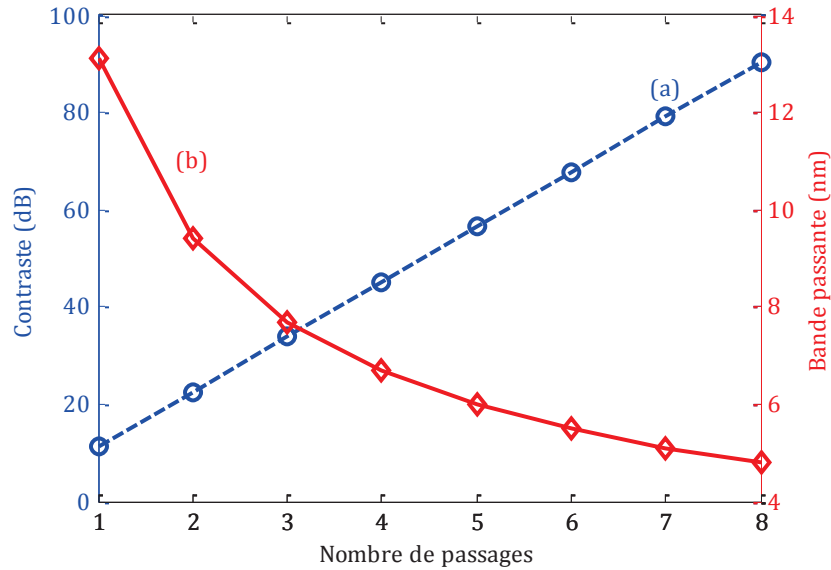


Figure 3.5. Evolution du (a) contraste et (b) de la bande passante en fonction de l'augmentation du nombre de passage, pour un MPLF à deux étages [111]

Il apparaît clairement que l'évolution du contraste est linéaire. Celle-ci représente une augmentation théorique à priori infinie pour un nombre de passage infini. Nous allons voir par ailleurs, qu'il existe des limitations liées principalement aux éléments qui composent le filtre. D'autre part, la variation de la bande passante est assez intéressante, dans la mesure où le gain le plus important est obtenu lors des quatre premiers passages. D'ailleurs, au quatrième passage, la bande passante est réduite de moitié, ce qui représente un gain d'un étage par rapport à une structure Lyot classique. A partir du cinquième passage, la courbe tend vers une certaine valeur. Autrement dit, en termes de finesse uniquement, un MPLF à quatre passages et N étages équivaut à un filtre de Lyot classique à $N+1$ étages.

La question qui se pose à ce moment de l'étude est la faisabilité de la structure. Est-ce que le contraste et la finesse augmenteront effectivement ? Plus important encore, est-ce que les lois décrites dans la figure 3.5 conservent la même variation ? Les réponses à ces questions feront l'objet du point qui va suivre.

3.1.5. Résultats numériques et expérimentaux

Dans un souci de conformité entre résultats théoriques et expérimentaux, nous allons simuler la même structure que celle qui sera implémentée expérimentalement. Les éléments physiques et la technologie mis à notre disposition conditionneront donc le choix des paramètres opto-géométriques de notre structure, ainsi que le nombre d'étages utilisés. La structure de base utilisée est un Lyot à deux étages. Les interféromètres sont constitués de lames de quartz, dont

la biréfringence est $\delta n = 0,0088$ (@ $\lambda=1,55 \mu\text{m}$). L'épaisseur géométrique élémentaire de la structure est $e_{BP} = 4444\mu\text{m}$.

Rappelons que ces dispositifs sont déjà reconfigurables en longueur d'onde. Des lames à cristaux liquides sont donc ajoutées aux deux interféromètres, pour, d'une part garder cette reconfiguration, et d'autre part, corriger les épaisseurs optiques de chacun des étages du dispositif expérimental car les épaisseurs géométriques des lames de quartz ne sont pas parfaitement multiples les unes aux autres. L'épaisseur élémentaire des lames LCC est $e_{LCC} = 8\mu\text{m}$. Les tensions appliquées nécessaires à la correction et les biréfringences qui leurs sont associées sont de $3,5V$ ($\delta n_{LCC1} = 0,16$) et $5V$ ($\delta n_{LCC2} = 0,15$), pour le premier et le second étage, respectivement. Le banc expérimental est constitué d'une source laser, du filtre et d'un analyseur de spectre optique. Nous utilisons comme source laser la fluorescence du spectre en puissance d'une fibre dopée erbium pompée à 980nm . Les résultats de simulation sont superposés sur les courbes expérimentales, et sont présentés sur les figures 3.6.a et 3.6.b, pour deux et trois passages, respectivement.

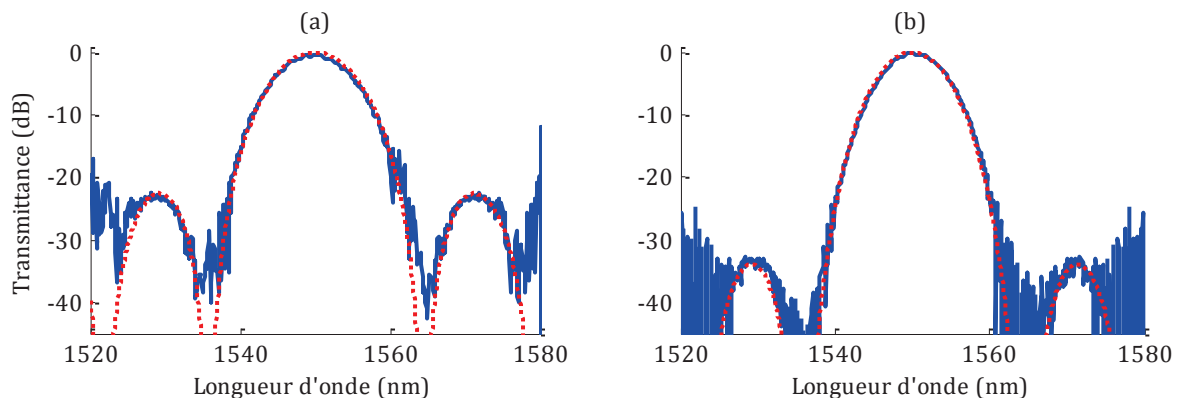


Figure 3.6. Transmittance d'un MPLF, courbes de simulation (en pointillés rouge) et expérimentale (en traits bleus) pour (a) deux passages et (b) trois passages [111, 112]

Les résultats expérimentaux sont conformes aux fonctions de transmissions obtenues par simulation (résultats numériques). En terme de contraste, pour deux passages, nous obtenons un contraste théorique de 22.6 dB et expérimental de 22.4dB. En ce qui concerne les trois passages, les résultats sont de 33.9dB pour la théorie, et 33dB pour l'expérimentation. Nous pouvons conclure, pour ce point particulier, que la loi linéaire du contraste en fonction du nombre de passages est bien vérifiée. Les différences infimes sont dues, entre autres, aux pertes d'insertion liées au coefficients de transmission des polariseur notamment, mais aussi à l'absorption des ITO des lames à cristaux liquides, et des réflexions parasites des lames de quartz (ces lames ne sont pas traitées antireflet). Ces tests de faisabilité ont permis d'obtenir des bandes passantes de $9,7\text{nm}$ et $7,9\text{nm}$, pour deux et trois passages respectivement. Celles-ci sont

bien conformes aux bandes passantes théoriques ($9,4nm$ et $7,7nm$). Les différences sont, là aussi, infimes, et peuvent très bien s'expliquer par les petites différences en épaisseurs optiques des deux interféromètres, épaisseurs qui sont d'ailleurs ramenées à la longueur d'onde centrale par les cristaux liquides, mais ne sont pas parfaitement corrigées. Notons enfin que sur les courbes expérimentales, les lobes secondaires apparaissent bruités. Ceci est une conséquence du fait que la source est fortement atténuée en dehors de l'intervalle [1530-1565 nm], l'amplificateur à fibre dopée erbium ne fonctionnant que sur la bande C.

3.1.6. Conclusion

Nous avons mis en œuvre dans cette partie le concept du passage multiple, concept assez simple et original, permettant d'améliorer les performances d'un filtre sans pour autant ajouter des contraintes particulières, notamment en termes de coût. L'amélioration du contraste est évidente, et apporte une autre dimension à ce type de structure, par rapport aux performances proposées par les structures classiques. D'autre part, ce concept nous offre aussi une amélioration de la finesse du filtre, permettant même de gagner en coût, car à partir de quatre passages, la finesse est doublée, et représente l'équivalent d'un rajout d'un étage pour un filtre conventionnel. Bien évidemment, le contraste illustré par la figure 3.4, et qui peut tendre vers de très grandes valeurs théoriques, ne les atteindra pas forcément en pratique, car il dépend des éléments qui constituent la structure, comme les lames biréfringentes, les polariseurs, mais aussi et surtout des appareils de mesure qui ne peuvent aller au-delà d'une certaine valeur. Ce qui est important de souligner dans cette partie, est que l'objectif, défini au début pour atteindre des valeurs avoisinant les 40dB en contraste, est largement atteint. Nous pouvons donc supposer que ce type de structures peut convenir aux applications télécoms optiques, et s'intéresser d'avantage à d'autres fonctionnalités.

3.2. Fonction d'égalisation de l'amplitude de la longueur d'onde centrale d'un filtre de Lyot

3.2.1. Définition et état de l'art

Dans le domaine des télécommunications optiques, la fonction de filtrage est présente en plusieurs points du réseau, notamment aux « extrémités » et aux interconnexions entre réseaux, ou nœuds du réseau. Notre objectif concerne les nœuds du réseau d'une part, et la réception d'autre part. Au niveau du cœur du réseau, une des fonctionnalités les plus recherchées est

l'égalisation des canaux du spectre WDM ou DWDM, fonction ayant pour but la mise au même niveau de l'amplitude de tous les canaux d'un spectre avant multiplexage, ou après démultiplexage. Cette fonction est définie par deux paramètres principaux, le premier est la *dynamique d'égalisation*, qui définit l'intervalle en dB, sur lequel s'effectue cette fonction. Le second est la *précision d'égalisation* de la fonction. Ce dernier paramètre concerne la différence en dB entre deux niveaux d'amplitude successifs, pour une égalisation continue.

Sur les références citées précédemment énonçant les différents filtres optiques, seuls ceux dédiés aux applications ROADM assurent cette fonction. Nous citons notamment l'architecture basée sur les MEMS, qui présente une dynamique de 15dB [52, 51], celle basée sur les PLCs, où la fonctionnalité est assurée par les atténuateurs optiques variables (VOA - variable optical attenuator), présente quant à elle une valeur de 25dB [32, 33], et enfin la structure basée sur le LCoS qui présente une dynamique de 15dB [55, 72, 73]. Par ailleurs, la résolution de toutes ces architectures est de 0,1dB.

D'autre part, cette fonction d'égalisation a déjà été implémentée sur des structures biréfringentes, en procédant notamment par une modification judicieuse de la structure de Šolc [113]. L'auteur y présente une configuration capable, dans un spectre donné, d'égaliser ou de bloquer plusieurs longueurs d'onde en même temps et indépendamment les unes des autres. Par ailleurs, ce dispositif n'étant pas commercialisé, les paramètres : dynamique d'atténuation et résolution ne sont pas fournis.

3.2.2. Principe

3.2.2.1. Etage égaliseur

Pour démontrer le principe physique de l'égalisation, nous démarrons d'une structure de Lyot conventionnel, telle que décrite dans le deuxième chapitre. Nous considérons aussi que tout interféromètre constituant la structure est hybride, autrement dit, une présence permanente d'un élément reconfigurable électro optiquement, en l'occurrence des lames à cristaux liquides.

Supposons donc une structure de Lyot classique. A l'entrée de celle-ci est ajouté un interféromètre à deux ondes, similaire au premier étage du filtre. Cet interféromètre responsable de la fonction d'égalisation, est appelé *étage égaliseur*. Ceci est illustré sur la figure ci-dessous,

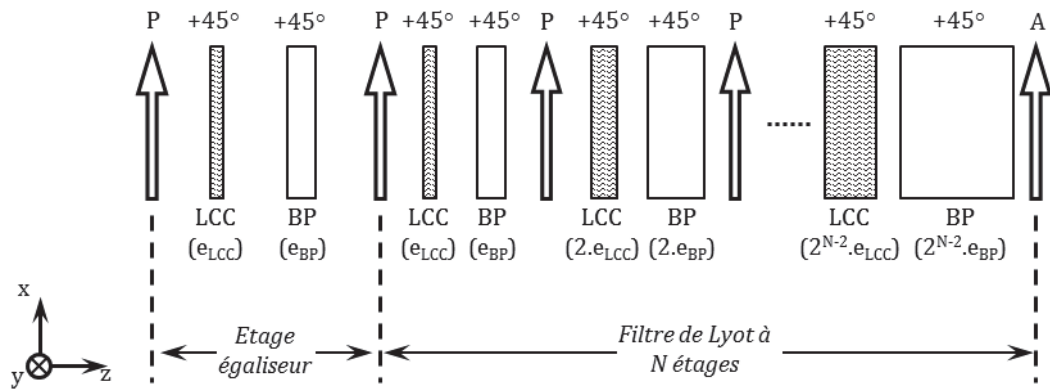


Figure 3.7. Structure biréfringente composé d'un filtre de Lyot classique à N étages avec un étage égaliseur

La fonction d'égalisation est effectuée en modifiant uniquement la longueur d'onde de résonance de l'étage égaliseur, lorsque tous les autres interféromètres restent centrés autour d'une longueur d'onde particulière λ_c [114]. Si la longueur d'onde de résonance de l'étage égaliseur, initialement λ_c , varie progressivement vers les grandes longueurs d'onde, ceci a pour effet de diminuer son intensité autour de λ_c . La figure 3.8 illustre parfaitement ce principe, mettant en évidence d'une part la multiplication des fonctions de transfert des différents interféromètres constituant la structure de la figure 3.7 utilisant un filtre de Lyot à deux étages, et montrant d'autre part le déplacement de la longueur d'onde de résonance de l'étage égaliseur et l'atténuation sur l'intensité en sortie de la structure.

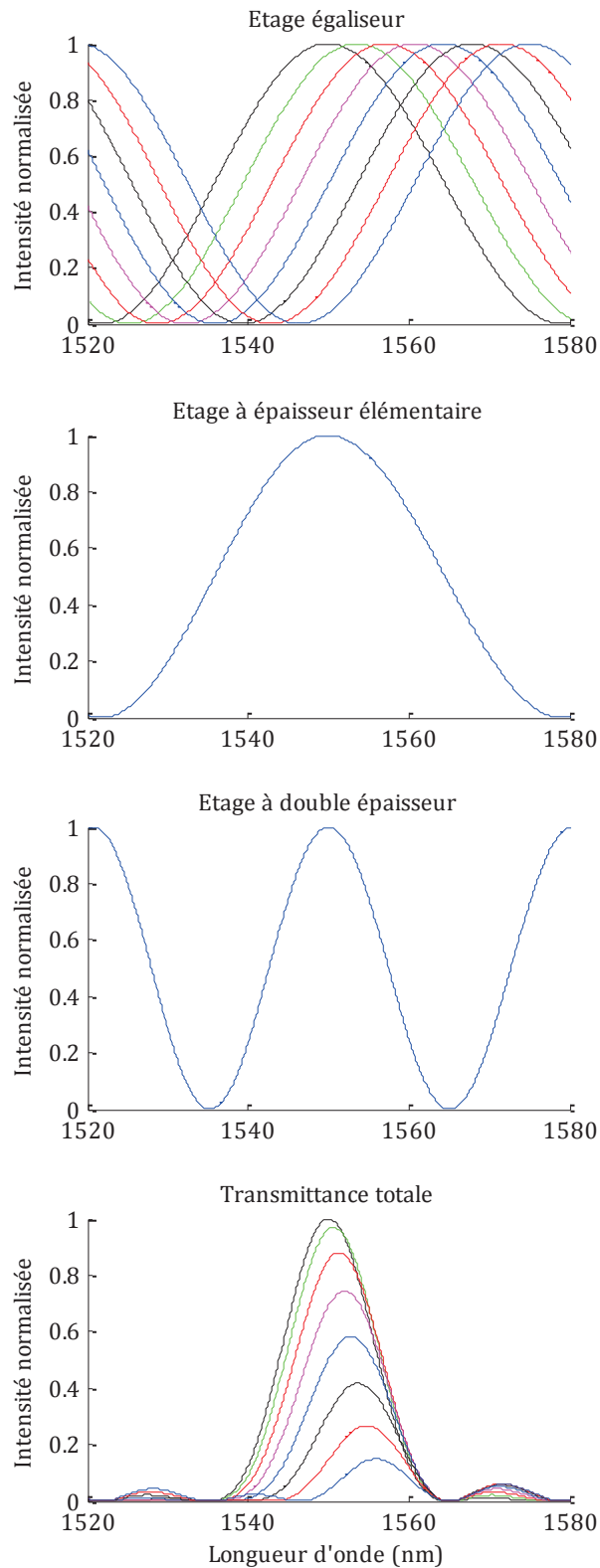


Figure 3.8. Transmittances d'une structure biréfringente à trois interféromètres, mettant en évidence la fonction d'égalisation

Sur cette figure apparaît un « shift » du mode de résonance durant l'égalisation. Cette déviation est appelée *shift d'atténuation*, et nous y reviendrons plus tard. Pour l'instant, essayons de retrouver cette fonction analytiquement. Selon cette figure, il existe deux points principaux pour l'atténuation : le premier point où l'intensité est maximale, et le second où l'intensité est minimale. Cette intensité est calculée par la multiplication des fonctions de transfert de chaque interféromètre, où le premier représente l'étage égaliseur. D'après la transmittance de la structure, une intensité maximale en sortie implique des fonctions cosinus égales à 1. Dans ce cas l'intensité en sortie sera égale à I_0 c'est-à-dire celle en entrée. Etant donné que l'étage égaliseur est seul responsable de la fonction d'égalisation, et par conséquent le seul à être modifier, nous concentrons notre attention sur sa fonction cosinus. Nous avons donc, pour une intensité maximale,

$$I_{max} = I_0 \Rightarrow \cos \frac{\delta\varphi_{1(1)}}{2} = \pm 1 \Rightarrow \delta\varphi_{I_{max}} = 2. \pi. k \quad (3.13)$$

où k est un entier. A partir de la définition de la différence de phase, la différence de marche optique du premier interféromètre s'écrit,

$$\Delta_{I_{max}} = k. \lambda_c \quad (3.14)$$

D'autre part, pour que l'intensité soit minimale en sortie, il faut qu'au moins une des fonctions cosinus soit égale à 0. Dans ce cas, la fonction cosinus de l'étage égaliseur sera nulle. Ceci donne,

$$I_{min} = 0 \Rightarrow \cos \frac{\delta\varphi_{1(2)}}{2} = 0 \Rightarrow \delta\varphi_{I_{min}} = (2. k + 1). \pi \quad (3.15)$$

La différence de marche optique devient alors,

$$\Delta_{I_{min}} = \frac{2. k + 1}{2} \lambda_c \quad (3.16)$$

Avant de continuer sur l'étude analytique, il serait intéressant de mettre l'accent sur la structure de l'étage égaliseur. En effet, pour une intensité maximale, la différence de marche optique de l'étage, donnée par l'équation (3.14), représente une lame hybride onde à la longueur d'onde λ_c . La polarisation de l'onde le traversant ne change donc pas, et l'onde est orientée parallèlement au polariseur de sortie de ce même étage. L'onde est donc transmise. Pour une intensité en sortie minimale, la différence de marche optique (équation (3.16)) doit être celle d'une lame hybride demi-onde à la longueur d'onde de résonance λ_c . En sortie la polarisation de l'onde est alors orientée à 90° du polariseur de sortie de l'étage. Cette onde est donc logiquement bloquée.

Reprenons maintenant notre démonstration. La différence absolue entre les différences de marches optiques des deux états, décrits précédemment, s'écrit,

$$\delta\Delta_1 = |\Delta_{I_{max}} - \Delta_{I_{min}}| = \frac{\lambda_c}{2} \quad (3.17)$$

Ceci implique que la différence de marche optique varie d'une demi-longueur d'onde, de l'état initial correspondant à un maximum d'intensité à l'état final correspondant à un minimum d'intensité. Etant donné la composition de l'étage hybride, nous pouvons écrire,

$$\begin{cases} \Delta_{I_{max}} = e_{BP} \cdot \delta n_{BP} + e_{LCC} \cdot \delta n_{LCC(min)} = k \cdot \lambda_c \\ \Delta_{I_{min}} = e_{BP} \cdot \delta n_{BP} + e_{LCC} \cdot \delta n_{LCC(max)} = k \cdot \lambda_c + \frac{\lambda_c}{2} \end{cases} \quad (3.18)$$

Puisque la biréfringence des lames à cristaux liquides ne prend que des valeurs positives, il est clair que $\delta n_{LCC(max)} > \delta n_{LCC(min)}$. Par ailleurs, pour pouvoir atteindre les deux valeurs des différences de marche optique, il faut que les lames à cristaux liquides puissent nous offrir une dynamique d'accordabilité suffisante. Pour ce faire, une condition liée à l'épaisseur des lames s'impose. En supposant que la valeur minimale de la biréfringence des cristaux liquides soit nulle (en réalité, elle ne l'est pas), la condition est,

$$e_{LCC} \cdot \delta n_{LCC(max)} \geq \frac{\lambda_c}{2} \quad (3.19)$$

Afin d'anticiper les valeurs non-nulles des biréfringences des cristaux liquides, pour ce qui concerne la partie expérimentale, nous considérons une biréfringence minimale, et la condition s'écrit alors,

$$e_{LCC} \cdot (\delta n_{LCC(max)} - \delta n_{LCC(min)}) \geq \frac{\lambda_c}{2} \quad (3.20)$$

La condition sur le choix de l'épaisseur de la lame à cristaux liquides est donc,

$$e_{LCC} \geq \frac{\lambda_c}{2 \cdot (\delta n_{LCC(max)} - \delta n_{LCC(min)})} \quad (3.21)$$

Nous avons défini jusqu'à présent les deux états principaux : transmission et extinction. Nous pouvons disposer également de niveaux d'amplitude intermédiaires. La dérivée de la longueur d'onde centrale de l'étage égaliseur qui implique l'atténuation, nous permet justement de connaître ces valeurs, en fonction de la variation de la biréfringence des cristaux liquides. Nous obtenons donc l'équation suivante,

$$\delta\lambda_c = \frac{\lambda_c}{\delta n_{LCC}} \cdot \delta(\delta n_{LCC}) \quad (3.22)$$

où les valeurs intermédiaires de la biréfringence sont,

$$\delta n_{LCC(min)} \leq \delta(\delta n_{LCC}) \leq \delta n_{LCC(max)} \quad (3.23)$$

La variation de la longueur d'onde de résonance de l'étage égaliseur a lieu quant à elle sur la moitié de l'intervalle spectrale libre, soit,

$$0 \leq \delta(\lambda_c) \leq \left(\frac{ISL}{2} = \frac{\lambda_c}{2 \cdot k} \right) \quad (3.24)$$

Nous avons défini jusqu'à présent le principe physique et la méthode analytique de l'égalisation, en spécifiant notamment les variations de la longueur d'onde de résonance de l'étage égaliseur et son implication sur l'intensité globale de la structure illustrée sur la figure 3.7. Revenons maintenant au *shift d'atténuation* évoqué précédemment (voir figure 3.8). Il serait peut être intéressant d'étudier ce phénomène, en exposant toutes ces implications. Toutefois, nous ne le ferons pas pour la simple raison que nous avons réussi à lever cette contrainte.

3.2.2.2. Etage de compensation

A cette structure précédente est ajouté, en entrée, un autre interféromètre similaire en épaisseur optique à l'étage égaliseur que nous appellerons étage de compensation [114]. Ces deux étages se différencient simplement par l'orientation de l'axe dynamique de la molécule à cristal liquide. En effet, l'axe optique de la LCC de l'étage de compensation est orienté perpendiculairement à celui de la lame BP de ce même étage. Autrement dit, l'axe propre extraordinaire de la LCC est parallèle à l'axe propre ordinaire de la BP et l'axe propre ordinaire de la LCC est parallèle à l'axe propre extraordinaire de la BP. Ceci est illustré sur la figure 3.9.

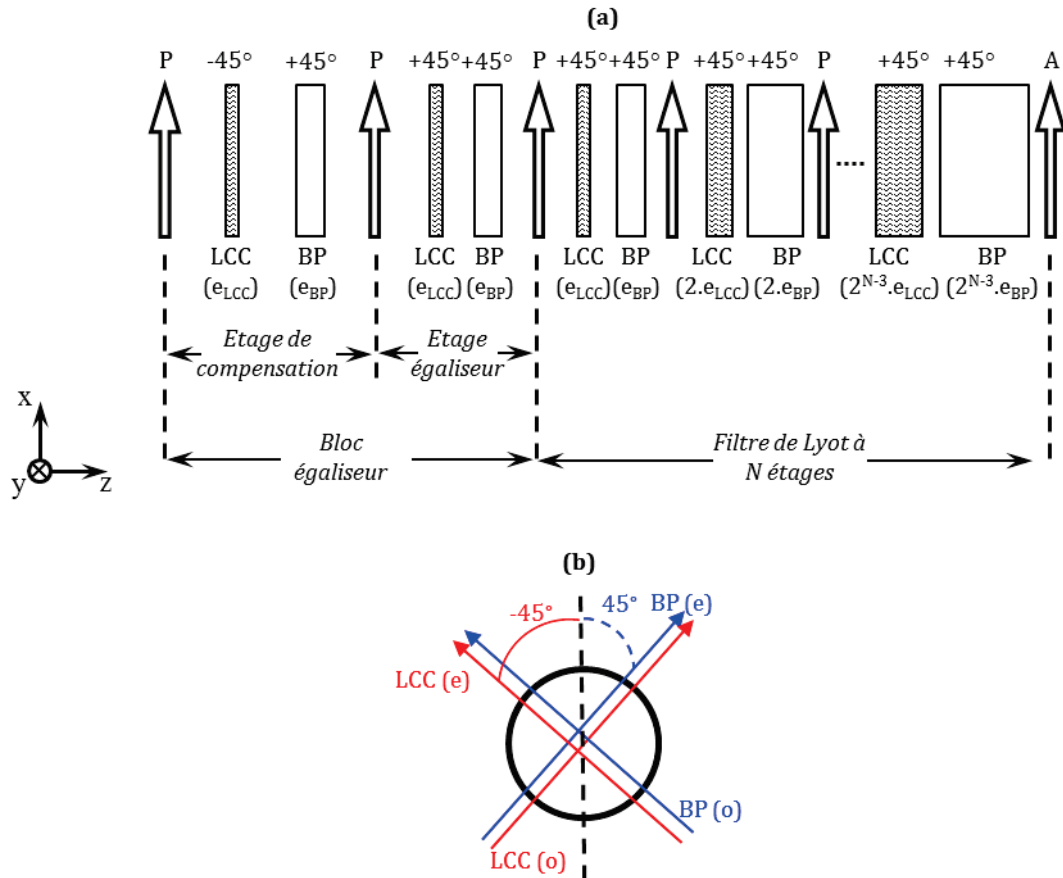


Figure 3.9. (a) Schéma synoptique du filtre composé d'un bloc égaliseur et d'une structure de Lyot classique et (b) illustration de l'orientation des axes propres de la BP et de la LCC pour l'étage de compensation

Ce filtre est donc composé de deux parties distinctes. La première est dédiée à la fonction d'égalisation, et est appelée *bloc égaliseur*, regroupant l'étage égaliseur et celui de compensation. La deuxième partie n'est autre qu'une structure de Lyot classique. Par ailleurs, l'orientation des axes propres dans l'étage de compensation résulte en une soustraction entre l'épaisseur optique de la BP et celle de la LCC. L'épaisseur optique de l'étage complet s'écrit alors de la façon suivante,

$$\Delta_1 = \lambda_c \cdot k_1 = e_{BP} \cdot \delta n_{BP} - e_{LCC} \cdot \delta n_{LCC} \quad (3.25)$$

Le même raisonnement, décrit pour l'étage égaliseur, peut être appliqué à l'étage de compensation. Etant donné que les paramètres opto-géométriques des lames sont exactement les mêmes, la longueur d'onde de résonance se déplace, de la même valeur, vers les petites longueurs d'onde, lors de la reconfiguration de la biréfringence de la LCC. La compensation est alors parfaite. La figure suivante illustre ce phénomène,

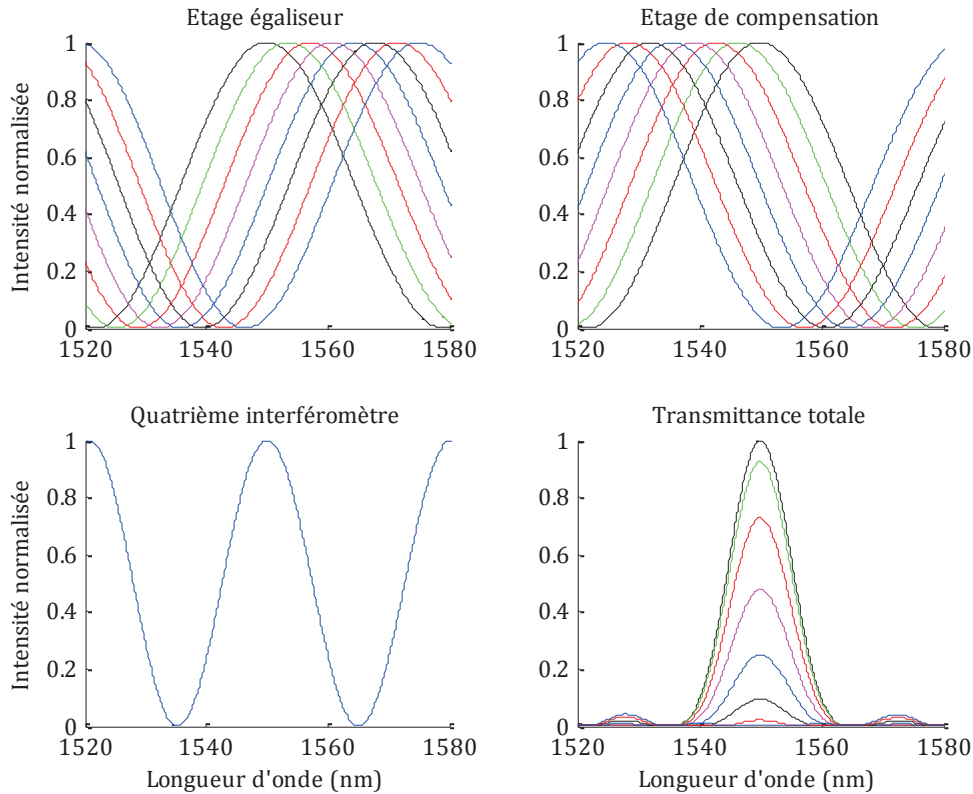


Figure 3.10. Transmittance totale d'une structure biréfringente à quatre étages montrant la fonction d'égalisation sans « shift » [114]

Notons que l'un des avantages d'utiliser les mêmes paramètres opto-géométriques est que le comportement des LCCs est le même, et par conséquent une seule tension suffit pour contrôler l'égalisation. Par ailleurs, le fait d'avoir présenté la réponse spectrale du quatrième interféromètre dans cette figure a pour but de montrer que, si le troisième étage (initialement de même différence de marche optique que les étages égaliseur et de compensation) n'existait pas, il y aurait un nouveau pic qui apparaîtrait au niveau de la moitié de l'ISL, lorsque le pic principal est atténué. Ce pic aura pour longueur d'onde $1.52\mu\text{m}$ et $1.58\mu\text{m}$, comme le montre la figure 3.10.

3.2.3. Résultats numériques et expérimentation

Nous allons procéder maintenant à un test de faisabilité de la fonction d'égalisation, et comparer les résultats obtenus avec ceux issus de la simulation. La structure utilisée est un filtre biréfringent composé d'un bloc égaliseur, et d'un filtre de Lyot à 2 étages. L'épaisseur élémentaire des lames de quartz est $e_{BP} = 4444\mu\text{m}$. Les lames à cristaux liquides ont pour épaisseur $e_{LCC} = 7\mu\text{m}$. Notons que seules les LCCs du bloc égaliseur sont utilisées, les autres ne

servant pas à la fonction d'égalisation. Les résultats de simulation de la transmittance totale du filtre sont présentés sur la figure ci-dessous,

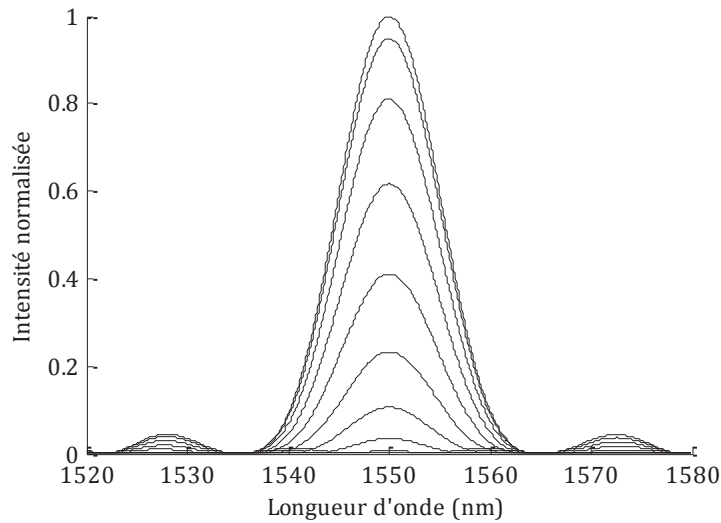


Figure 3.11. La fonction d'égalisation de l'amplitude. Réponse spectrale numérique de la structure complète.

Avant de montrer les résultats expérimentaux, il nous semble important de dire un mot sur la dynamique d'égalisation. Pour cela, un paramètre de quantification est introduit pour déterminer les tensions nécessaires pour d'atteindre un taux d'atténuation (en dB) voulu. Pour tracer ce paramètre, nous décrivons le ratio entre la variation des longueurs d'onde centrales des étages égaliseur et de compensation, qui varie sur un demi-ISL, et l'intervalle spectral libre du filtre. Ce ratio s'écrit,

$$R_{\lambda}(\%) = \frac{\delta\lambda(nm)}{ISL(nm)} \times 100 \quad (3.26)$$

Le paramètre de quantification, qui représente l'amplitude de la longueur d'onde transmise, en fonction du ratio R_{λ} est donc tracé sur la figure suivante,

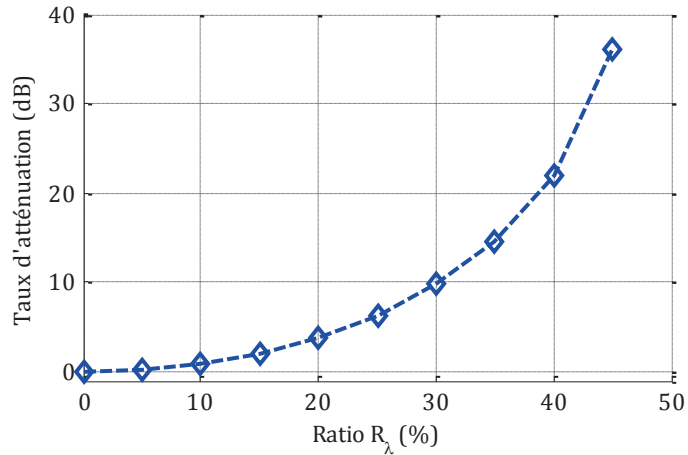


Figure 3.12. L'amplitude de la longueur d'onde transmise (en dB) durant l'atténuation en fonction du ratio R_λ

Cette courbe nous semble a priori intéressante car elle nous informe sur la dynamique d'atténuation en fonction de la dynamique d'accordabilité des deux premiers étages. Notons que dans ce cas, le contraste de la structure utilisée est de 18dB. La question qui nous vient à l'esprit à cette étape est la suivante : est-ce que la dynamique d'égalisation dépend du contraste de la structure ? Nous essaierons d'y répondre dans la quatrième et dernière partie de ce chapitre, où une structure regroupant toutes les performances et fonctionnalités, sera implémentée.

Pour nous aider à bien interpréter les résultats de l'expérimentation, nous présentons la courbe de caractérisation des lames à cristaux liquides utilisées pour la fonction d'égalisation.

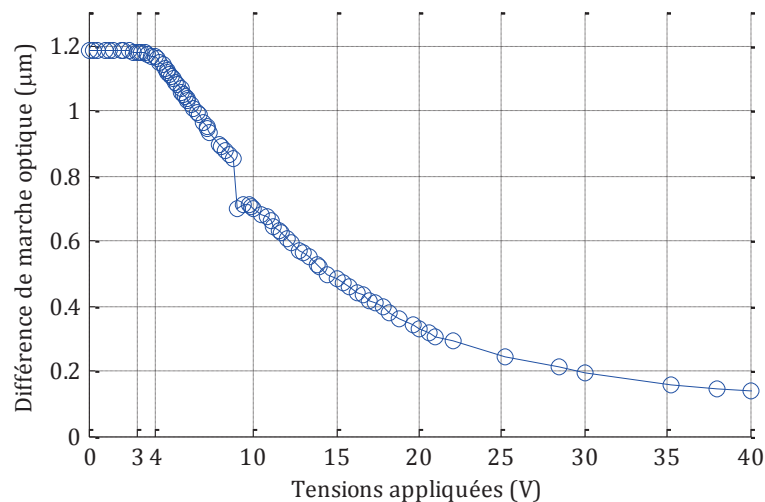


Figure 3.13. Caractéristique électro-optique mesurée d'une lame à cristaux liquides d'épaisseur $7\mu\text{m}$.

Nous avons effectué dans ce contexte plusieurs mesures, avant d'arriver à optimiser une structure et démontrer une fonctionnalité correcte. Il nous a semblé intéressant de montrer

l'ensemble des résultats obtenus, car chacun illustre un phénomène physique intéressant et apporte une justification aux limitations rencontrées pendant cette phase expérimentale.

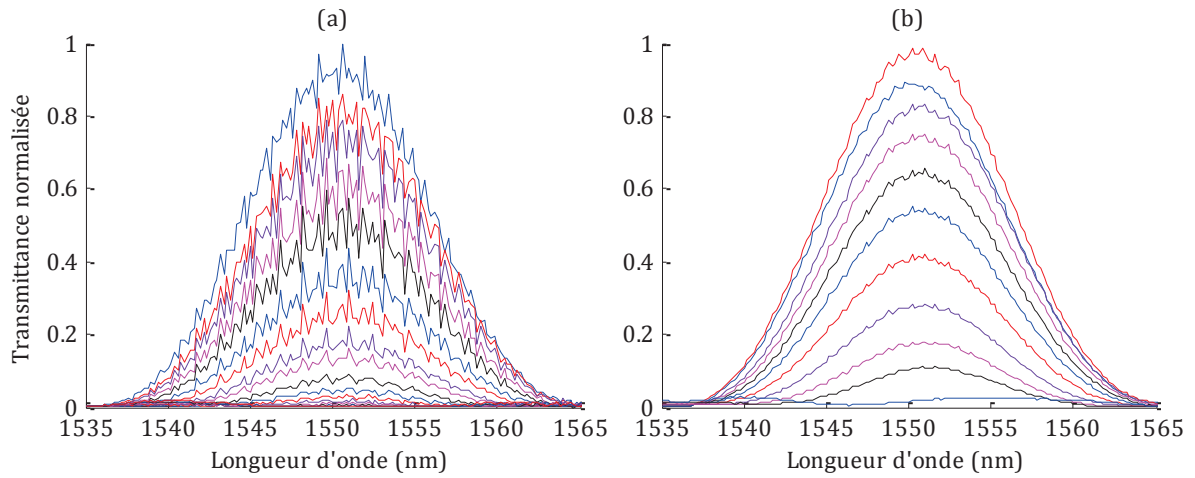


Figure 3.14. Réponse spectrale expérimentale. Test de faisabilité de la fonction d'égalisation d'amplitude. (a) première mesure avec des réflexions parasites (b) deuxième mesure optimisée [114]

La première mesure montre une égalisation de l'amplitude avec du bruit sur le gabarit de la fonction de filtrage. La forme de ce bruit est intéressante car elle met en évidence un phénomène de résonance. Ceci s'explique parfaitement par les réflexions parasites entre les lames BP et LCC, étant donné que ces lames ne sont pas traitées antireflet. Pour s'affranchir de ce phénomène, une légère inclinaison sur les lames est effectuée pour que le faisceau réfléchi soit dans un autre chemin que celui emprunté par le faisceau transmis, et par conséquent éviter des interférences parasites. Le résultat obtenu lors de la deuxième mesure confirme ceci.

Pour comparer ces résultats à ceux obtenus en simulation, nous traçons la courbe de l'atténuation de l'amplitude en fonction des tensions appliquées.

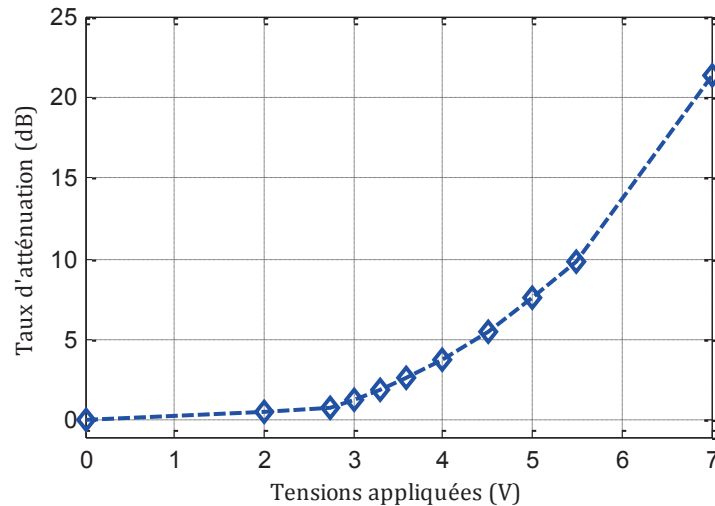


Figure 3.15. Taux d'atténuation expérimental en fonction des tensions appliquées

Il est clair d'abord, que le taux maximal d'égalisation est le même, car l'accordabilité de la longueur d'onde centrale de l'étage égaliseur n'a pas balayé un demi ISL mais est arrivée à peu près à 40% de l'ISL. Ensuite la courbe possède la même allure que celle issue de la simulation. Ceci implique que le test expérimental concorde parfaitement aux résultats numériques et par conséquent valide la théorie. D'autre part, il est facile de constater que le taux d'atténuation commence à diminuer à une valeur proche de 3V, ce qui correspond, selon la courbe de caractérisation de la lame à cristaux liquides, à la tension de seuil. Ensuite, à partir de 4V, l'atténuation respecte une loi quasi-linéaire, ce qui correspond à la variation linéaire de la différence de marche optique de la LCC illustré sur la figure 3.13, entre 4 et 10V.

3.2.4. Conclusion

Durant cette partie, nous avons présenté une approche basée sur la succession d'interféromètres, pour réaliser la fonction d'égalisation de l'amplitude de la longueur d'onde transmise d'un filtre de Lyot, et l'avons validé expérimentalement. Nous avons vu notamment le taux maximal d'égalisation, d'une valeur de 21.4dB, qui pour un premier résultat, correspond bien à ce que nous avons présenté dans l'état de l'art. D'autre part, nous avons vu que la fonction d'égalisation est une fonction continue, et par conséquent le problème de résolution, de 0.1dB dans l'état de l'art, ne se pose pas. Par ailleurs, une étude sur la dynamique d'égalisation a été faite et sera poursuivie ultérieurement pour voir les valeurs que prend le taux d'égalisation dans des structures à passages multiples. Mais avant cela, une autre fonctionnalité primordiale dans les fonctions de filtrage dédiées aux applications télécoms est présentée : l'accordabilité de la bande passante du filtre.

3.3. Fonction d'accordabilité de la bande passante dans un filtre de Lyot

3.3.1. Définition et état de l'art

Dans les applications télécoms, l'accordabilité de la bande passante a plusieurs objectifs distincts. Le premier est la sélection de un ou plusieurs canaux à la fois, dans un spectre WDM ou DWDM. Le second est la sélection d'un canal particulier en ayant la liberté, en termes d'amplitude, de le couper de part et d'autre, pour densifier un spectre particulier, en limitant les effets de recouvrement spectral. Selon l'objectif visé, les caractéristiques d'accordabilité de la bande passante changent. En effet, la sélection d'un ou plusieurs canaux nécessite une grande dynamique sans pour autant avoir une grande résolution, par exemple le passage de la sélection d'un canal WDM à deux canaux WDM nécessite un passage de 0.8nm de bande passante à 1.6nm. Par contre, lorsque nous parlons de densifier un spectre particulier, et donc filtrer chaque canal indépendamment des autres en coupant un peu dans le spectre, nous pouvons dans ce cas passer d'une bande passante de 0.8 nm à 0.7 nm ou moins, ce qui ne demande pas forcément une grande dynamique d'accordabilité, mais demande en revanche une plus grande précision d'accordabilité. Dans la littérature, les caractéristiques d'une telle fonctionnalité sont spécifiées généralement pour les dispositifs déjà commercialisés. Par exemple, pour la technologie basée sur les réseaux de diffraction, il existe deux types de filtres, où pour le premier, la dynamique est entre 50 pm et 1 nm [77], et pour le second, entre 0.25 et 60 nm [78]. Un autre exemple est celui des filtres basés sur les réseaux de Bragg pour lesquels, la dynamique est comprise entre 0.1 et 15 nm [74, 75].

Par ailleurs, cette fonctionnalité a déjà été implémentée avec des filtres biréfringents, en utilisant le filtre de Šolc et les effets de polarisation. Un nouveau concept a d'ailleurs été introduit, nommé l'annulation optique [115], en utilisant une structure constituée d'étages comprenant des éléments à cristaux liquides. Son principe de fonctionnement est basé sur la modification des propriétés optiques des éléments constituant le dispositif. Ceux-ci, opérant initialement des modifications sur la polarisation de l'onde, sont convertis en des éléments transparents à cette polarisation, grâce à une modification des paramètres opto-géométriques des composants accordables électro optiquement.

En ce qui nous concerne, pour introduire la fonction d'accordabilité de la bande passante dans le filtre de Lyot, nous allons utiliser deux méthodes, toutes deux présentées dans la partie théorique. Le concept d'annulation optique sera notamment repris en utilisant une approche

basée sur l'interférométrie optique et non sur la conversion de polarisation. Nous présenterons ensuite une méthode complémentaire à la première pour aboutir à une architecture permettant d'accorder la bande passante du filtre avec de bonnes performances.

3.3.2. Principe théorique

3.3.2.1. Annulation optique

Considérons un filtre de Lyot à N étages. La bande passante d'un tel filtre est donnée par [82],

$$BP_{Lyot} = \frac{\lambda_c^2}{2^N \cdot \Delta_1} = \frac{\lambda_c^2}{2 \cdot \Delta_N} \quad (3.27)$$

Cette équation permet a priori de dire que la bande passante du filtre dépend de la différence de marche optique, et donc des caractéristiques opto-géométriques du dernier interféromètre (Δ_N) et par conséquent de l'épaisseur optique de l'interféromètre élémentaire. D'autre part, et c'est là le point qui nous intéresse le plus, l'équation permet de dire que la bande passante dépend du nombre d'étages du filtre. Notre objectif est donc de trouver une façon de changer le nombre d'étages du filtre de Lyot dynamiquement. Ceci revient à annuler un ou plusieurs étages, sans pour autant toucher à la structure. Autrement dit, modifier les paramètres optiques d'un interféromètre pour qu'il se comporte comme un milieu isotrope, n'introduisant ainsi aucune différence de phase. Le concept de l'annulation optique propre au filtre de Lyot est alors introduit [114]. Pour le démontrer, nous considérons un filtre de Lyot à étages hybrides, composé de lames à biréfringence fixes (BP) et de lames à biréfringence variable (LCC), où chaque axe optique d'une BP est perpendiculaire à l'axe optique de la LCC qui lui est associée (figure 3.9.b). Ceci a pour but, comme nous l'avons vu dans la partie précédente avec l'étage de compensation, d'introduire une soustraction entre les deux différences de marches optiques des BP et LCC dans le même interféromètre. L'architecture est illustrée sur la figure qui suit,

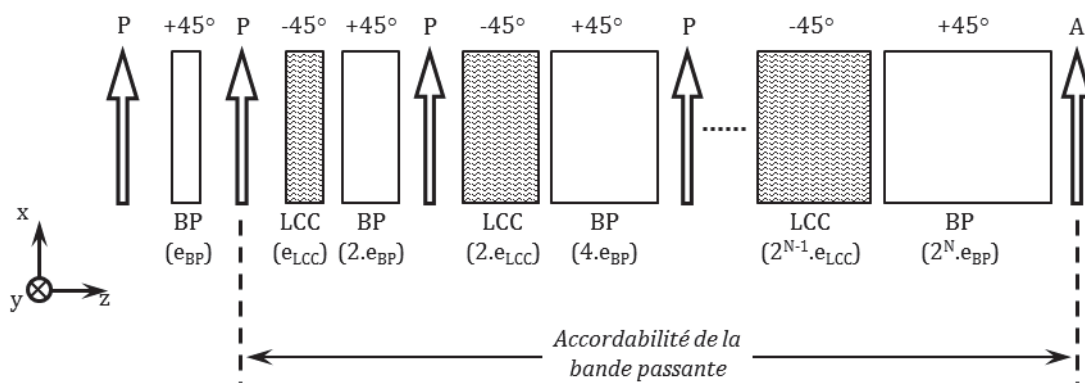


Figure 3.16. Configuration de Lyot à N étages hybrides dédiée à l'accordabilité de la bande passante de la fonction de filtrage.

Les différences de marche optiques introduites par chacun des interféromètres sont données par,

$$\begin{cases} \Delta_1 = e_{BP} \cdot \delta n_{BP} \\ \Delta_2 = (2 \cdot e_{BP} \cdot \delta n_{BP} - e_{LCC} \cdot \delta n_{LCC(2)}) \\ \Delta_3 = 2^1 \cdot (2 \cdot e_{BP} \cdot \delta n_{BP} - e_{LCC} \cdot \delta n_{LCC(3)}) \\ \Delta_4 = 2^2 \cdot (2 \cdot e_{BP} \cdot \delta n_{BP} - e_{LCC} \cdot \delta n_{LCC(4)}) \\ \vdots \\ \Delta_N = 2^{N-2} \cdot (2 \cdot e_{BP} \cdot \delta n_{BP} - e_{LCC} \cdot \delta n_{LCC(N)}) \end{cases} \quad (3.28)$$

Notons que le premier étage ne possède pas de lame à cristaux liquides, et cela est dû au fait que les LCCs sont utilisées pour modifier optiquement le nombre d'étages du filtre, et il est indispensable de commencer avec au moins un étage. Pour passer par exemple d'un filtre à N étages à un filtre à $(N-1)$ étages, il suffit de faire en sorte que le dernier interféromètre se comporte comme un milieu isotrope. Pour ce faire, il faut que la différence de marche optique soit nulle. Soit, d'après l'équation (3.28),

$$\Delta_{N(min)} = 2^{N-2} \cdot (2 \cdot e_{BP} \cdot \delta n_{BP} - e_{LCC} \cdot \delta n_{LCC(N)}^{max}) = 0 \quad (3.29)$$

Deux points importants se déduisent de cette équation. Le premier est l'égalité entre la différence de marche optique de la BP et celle de la LCC à biréfringence maximale, en l'absence de tension appliquée. La deuxième déduction de l'équation (3.29) est celle qui concerne la condition à imposer à l'épaisseur de la lame à cristaux liquides. En effet, pour que l'égalité entre les deux épaisseurs optiques soit satisfaite, il faut que l'épaisseur géométrique de la LCC soit égale à,

$$e_{LCC} = \frac{2 \cdot e_{BP} \cdot \delta n_{BP}}{\delta n_{LCC(N)}^{max}} \quad (3.30)$$

Cette condition s'applique bien évidemment sur l'épaisseur des LCCs qui composent le filtre entier, à partir du deuxième interféromètre.

L'idée donc, pour un filtre de Lyot à N étages, est de fixer initialement la biréfringence de la LCC à une valeur nulle (tension appliquée maximale), pour avoir un interféromètre ayant une différence de marche optique maximale. Soit,

$$\Delta_{N(max)} = 2^{N-2} \cdot (2 \cdot e_{BP} \cdot \delta n_{BP} - e_{LCC} \cdot \delta n_{LCC(N)}^{min}) = 2^{N-1} \cdot e_{BP} \cdot \delta n_{BP} \quad (3.31)$$

Pour annuler l'effet du $N^{\text{ième}}$ interféromètre et donc disposer d'un filtre à $(N-1)$ étages, la biréfringence de la LCC doit prendre une valeur maximale pour annuler la différence de marche optique introduite (équations (3.30) et (3.31)). Ce raisonnement peut être appliqué à tous les étages, ce qui permet de décroître continuellement le nombre d'étages du filtre, et donc de changer sa bande passante. Etant donné que les étages sont d'ordre multiple de 2, à chaque fois

qu'un étage est annulé, la valeur de la bande passante double. Ainsi, la bande d'accordabilité de la bande passante est définie à partir d'une valeur minimale, équivalente à la bande passante du dernier étage, et une valeur maximale, équivalente à celle du premier étage. Elle est alors donnée par,

$$\Delta(BP)_{/N} = \left| \frac{\lambda_c^2}{2^N \cdot \Delta_1} - \frac{\lambda_c^2}{2 \cdot \Delta_1} \right| = \frac{\lambda_c^2}{2 \cdot \Delta_1} \left(1 - \frac{1}{2^N} \right) \quad (3.32)$$

3.3.2.2. Variation de l'ordre d'interférence

Nous pourrions appliquer une autre méthode pour reconfigurer la bande passante de notre filtre. Pour la mettre en évidence, reprenons la définition de la bande passante, en sachant que les étages hybrides sont d'épaisseur optique onde. Nous avons,

$$BP = \frac{\lambda_c^2}{2 \cdot \Delta_N} = \frac{\lambda_c}{2 \cdot k_N} \quad (3.33)$$

Cette équation fait apparaître l'ordre d'interférence k_N du dernier interféromètre, et met donc en évidence le fait que, en modifiant cet ordre, la bande passante est modifiée aussi. Une modification de l'ordre d'interférence implique une modification de l'épaisseur optique de l'interféromètre sans changer ses propriétés optiques, en l'occurrence le fait qu'il soit onde. Cela veut dire, qu'entre les deux valeurs de la bande passante, obtenues lors de l'annulation optique d'un étage, nous pouvons atteindre des valeurs intermédiaires grâce au changement d'ordre d'interférence de l'étage hybride [114]. L'accordabilité de la bande passante par variation d'ordre se traduit par,

$$\frac{\delta(BP)}{\delta(k_N)} = \frac{\lambda_c}{2 \cdot k_N^2} \Rightarrow \delta(BP) = \frac{\lambda_c}{2 \cdot k_N^2} \delta(k_N) \quad (3.34)$$

A partir de cette équation, nous pouvons en déduire la précision d'accordabilité de la bande passante, donnée pour deux ordres d'interférences successifs, par,

$$\Delta(BP)_{/k} = \frac{\lambda_c}{2 \cdot k_N^2} \Delta(k_N) \Rightarrow \Delta(BP)_{/k} = \frac{\lambda_c}{2 \cdot k_N^2} \quad (3.35)$$

Cette définition est valable pour l'ordre d'interférence de l'étage N . lorsque ce dernier est annulé, nous reprenons la même variation de l'ordre mais de l'étage $(N-1)$, et ainsi de suite jusqu'au premier étage. La figure 3.17 illustre l'accordabilité de la bande passante d'un filtre de Lyot à quatre étages basée sur les méthodes de l'annulation optique et de la variation de l'ordre d'interférence.

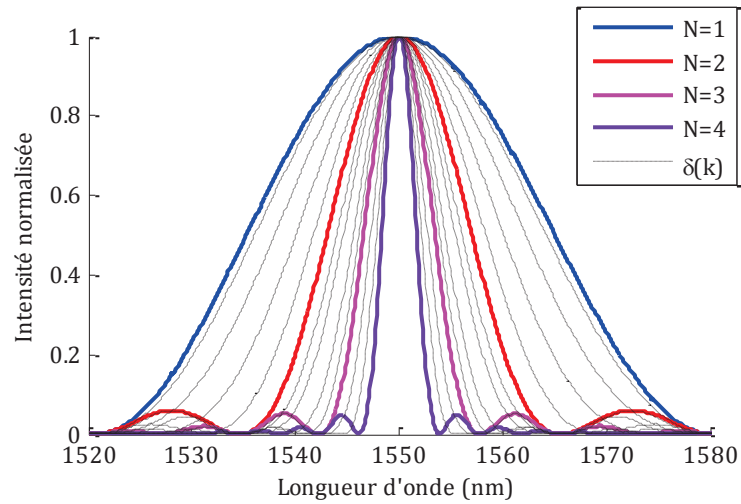


Figure 3.17. Accordabilité de la bande passante pour un filtre de Lyot à 4 étages. Annulation optique (trait plein) et variation de l'ordre d'interférence (trait pointillé). [114]

En combinant les deux méthodes, nous obtenons d'une part une grande dynamique d'accordabilité, définie par l'équation (3.32), et d'autre part une grande résolution, définie par l'équation (3.35). Cette fonctionnalité est réalisée de manière discrète et non continue.

3.3.3. Résultats numériques et expérimentaux

Pour montrer la faisabilité d'une telle approche, nous travaillerons sur un filtre de Lyot hybride à deux étages, dont l'épaisseur élémentaire des lames de quartz est $e_{BP} = 4444\mu m$. Une lame à cristaux liquides, d'une épaisseur de $e_{LC(2)} = 400\mu m$, est associée à la lame de quartz du second étage. Nous utiliserons une fine LCC pour corriger l'épaisseur géométrique de la lame quartz du premier étage. La figure ci-dessous illustre le résultat numérique (de la simulation) de l'accordabilité de la bande passante d'une telle structure.

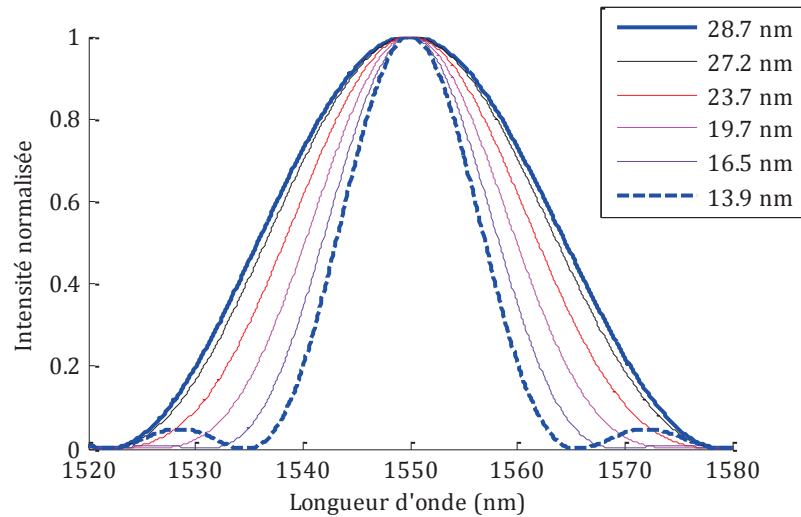


Figure 3.18. Réponse spectrale numérique illustrant l'accordabilité de la bande passante d'un filtre à deux étages

Cette figure illustre très bien d'une part l'annulation optique, avec notamment deux bandes passantes minimale et maximale, où la première représente la moitié de la seconde, et d'autre part, la variation de l'ordre d'interférence qui permet d'obtenir des valeurs intermédiaires. Sur la légende de la figure sont notées les différentes bandes passantes. Notons que spécifiquement pour cette structure, plusieurs autres bandes passantes intermédiaires peuvent être atteintes. Par ailleurs, la bande passante maximale ne change pas, par contre, nous pouvons avoir une bande passante plus petite tout simplement en ajoutant un troisième étage. La caractéristique électro-optique de la lame à cristaux liquides utilisée dans le second étage est représentée sur la figure suivante,

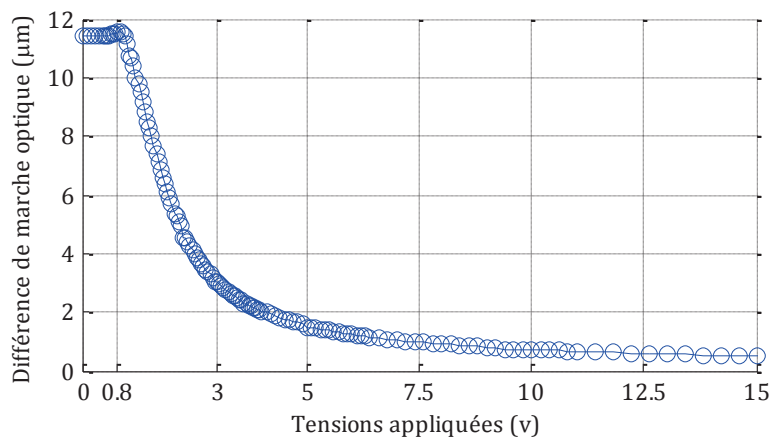


Figure 3.19. Variation de la différence de marche optique de la lame à cristaux liquide d'épaisseur $50\mu\text{m}$ en fonction de la tension qui lui est appliquée.

Cette courbe permet de justifier les tensions relativement faibles utilisées pour la reconfiguration de la BP du filtre. Elle représente une cellule d'épaisseur $50\mu\text{m}$, car en effet, nous avons utilisé huit cellules d'épaisseur $50\mu\text{m}$ en parallèle alimentées par la même tension. Cette configuration est équivalente à une seule cellule d'épaisseur $400\mu\text{m}$ et présente l'avantage d'offrir un temps de réponse plus rapide et des faibles tensions appliquées. Nous pouvons d'ailleurs voir que la tension de seuil de la LCC est de 0.8V , et que la variation de la différence de marche optique est linéaire entre 3V et 5V . Au-delà de cette valeur, appelée tension de saturation, la variation de la différence de marche optique est très faible.

La figure 3.20 représente la réponse spectrale expérimentale et illustre l'accordabilité de la bande passante d'un filtre à deux étages.

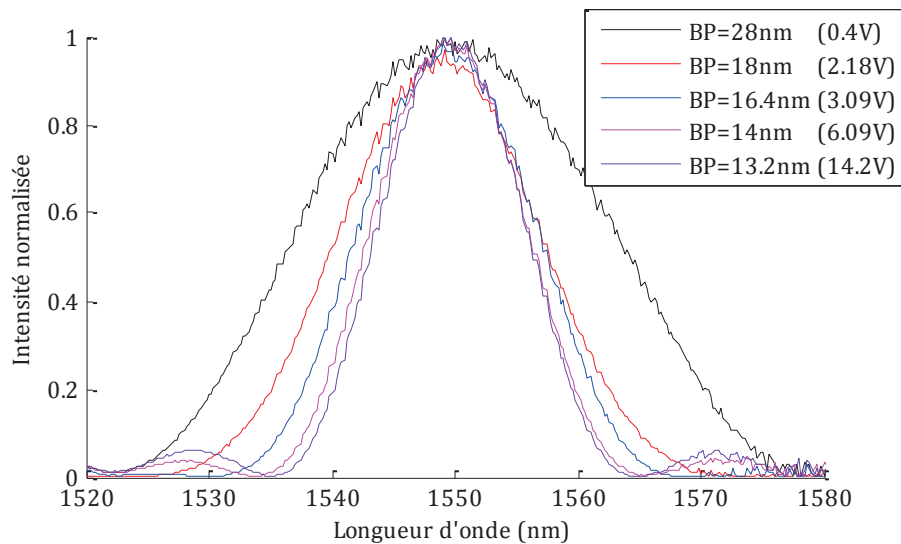


Figure 3.20. Réponse spectrale expérimentale. Test de faisabilité de la fonction d'accordabilité de la bande passante d'un filtre à deux étages. [114]

Il est intéressant de comparer les bandes passantes maximales et minimales numériques et expérimentales. Pour la bande passante minimale, elle est de 13.9nm pour la simulation et de 13.2nm pour l'expérimentation. En ce qui concerne la valeur maximale, elle est de 28.7nm pour la simulation et de 28nm pour l'expérimentation. Il est clair qu'une certaine logique découle de ces valeurs. La concordance est presque parfaite, et la différence se fait au niveau des erreurs sur les épaisseurs optiques des étages. Par ailleurs, sur la légende de la figure sont notées les valeurs des tensions appliquées aux LCCs. Nous pouvons ainsi justifier la grande dynamique entre les tensions 0.4 et 6.09V , où la bande passante passe de 28 à 14nm . En effet, selon la courbe de caractérisation, la tension de saturation est de 6V et la plus grande variation en termes de différence de marche optique se produit avant cette tension. Ensuite, la variation est très faible

et cela se justifie par les valeurs que prend la bande passante, qui passe de 14 à 13.2 nm pour une variation de la tension de 6.04 à 14.2 V.

D'autre part, nous pouvons introduire le terme taux d'accord, qui permet d'avoir une idée sur l'électronique de commande. Ce taux ne peut être calculé bien évidemment que sur la partie linéaire de la courbe de caractérisation des LCCs, représentée par la figure 3.19. Ainsi, pour cette expérimentation, nous obtenons un taux d'accord égal à $8,26\text{nm/V}$. Ce taux est propre à la lame LCC utilisée et ne peut être généralisé pour les filtres biréfringents, car il dépend non seulement du cristal liquide utilisé et donc de sa biréfringence, mais aussi de l'épaisseur géométrique de la LCC.

3.3.4. Conclusion

Durant cette troisième partie, nous avons démontré deux méthodes complémentaires qui permettent d'accorder la bande passante d'un filtre de Lyot. La première, basée sur un concept appelé *l'annulation optique*, offre la liberté de faire varier dynamiquement le nombre d'étages du filtre sans toucher à la structure. Utilisant un phénomène optique intéressant, en l'occurrence le fait d'annuler l'épaisseur optique d'un étage particulier, elle donne lieu à une très grande dynamique d'accordabilité. La seconde méthode est la *variation de l'ordre d'interférence*. Celle-ci permet d'avoir des valeurs de la bande passante que la première ne peut atteindre, et donc offre une précision d'accordabilité intéressante, qui vient s'ajouter à une très grande dynamique. Avec le test de faisabilité, nous avons pu constater que les deux méthodes fonctionnaient très bien, et que les résultats expérimentaux concordaient presque parfaitement aux résultats numériques. En outre, pour se positionner par rapport à l'état de l'art, nous pouvons dire que le fait d'avoir une très grande dynamique en ayant un très grand nombre d'étage permet l'obtention des mêmes performances, ou même meilleures que celles offertes par les filtres déjà commercialisés. Ce point sera soulevé dans la prochaine partie.

3.4. Filtre biréfringent accordable égaliseur à étages hybrides et passages multiples

Dans ce quatrième et dernier volet de ce chapitre, nous allons implémenter tout ce qui a été présenté jusqu'à présent dans une seule et même structure. Nous appellerons cette structure *filtre biréfringent accordable égaliseur à étages hybrides et à passages multiples* (Tunable-Hybrid-Equalizer Multiple-Passage Birefringent-Filter - TMBF). Cette dénomination regroupe les

fonctionnalités de la structure, et donne une idée sur son architecture. Par ailleurs, nous nous sommes permis d'enlever l'appellation Lyot, car, même si une partie de la structure respecte la condition de Lyot en termes d'épaisseurs multiples, cette condition n'est ensuite pas respectée au cours de l'accordabilité de la bande passante. De plus, l'architecture générale n'est plus celle d'une structure de Lyot conventionnelle.

Dans cette partie, nous proposons uniquement une étude numérique. La partie la plus importante qui sera étudiée est celle de la fonction d'égalisation de l'amplitude de la longueur d'onde transmise, et particulièrement son évolution par rapport à l'évolution du contraste de la structure. Bien évidemment, la structure utilisée est une structure totalement hybride, permettant également l'accordabilité de la longueur d'onde centrale.

Un autre point qui n'a pas été évoqué jusqu'à présent sera aussi discuté, celui de la grille internationale des télécommunications (*ITU – International Telecommunications Union*). En effet, les bandes passantes que nous avons vues ne respectent pas la grille ITU, et nous verrons justement comment remédier à ce problème.

3.4.1. Description de la structure

Nous avons vu que la fonctionnalité « égalisation des canaux » est assurée par deux étages distincts qui viennent s'ajouter à une structure de Lyot conventionnel. Ainsi, ces deux étages sont tous deux repris dans la nouvelle architecture du TMBF, en gardant la même nomination « bloc égaliseur ». De plus, l'accordabilité de la largeur de bande à mi-hauteur dans une structure de Lyot classique se fait justement en reprenant ce type de filtre et en ajoutant à chaque interféromètre, mis à part le premier, une lame à cristaux liquides respectant une condition particulière (celle liée à son épaisseur géométrique). Nous n'aurons donc qu'à reprendre cette structure en la mettant à la sortie des deux interféromètres du bloc égaliseur. Hormis le premier étage de cette partie et donc le troisième de l'ensemble, le reste sera nommé bloc d'accordabilité de la bande passante.

Il ne nous reste plus qu'à introduire le concept du *passage multiple*, qui va nous permettre d'améliorer le contraste et la finesse de la structure. Ce concept, rappelons-le, est mis en œuvre au moyen de deux simple miroirs. L'architecture du nouveau dispositif est illustrée par le schéma synoptique suivant,

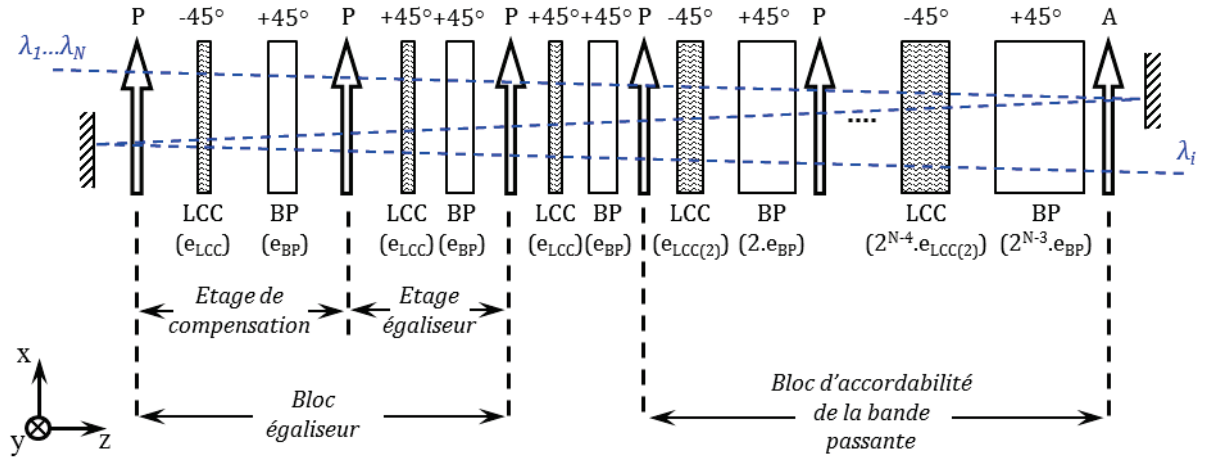


Figure 3.21. Schéma synoptique d'un filtre biréfringent accordable à N étages hybrides et à passages multiples (TMBF)

La fonction de transmission en intensité est celle d'une succession d'interféromètres classiques, en prenant en considération le nombre de passages. Elle est donnée par l'équation,

$$I_{TMBF} = \left[\cos\left(\frac{\delta\varphi_1}{2}\right) \cdot \cos\left(\frac{\delta\varphi_2}{2}\right) \cdot \cos\left(\frac{\delta\varphi_3}{2}\right) \cdot \cos\left(\frac{\delta\varphi_4}{2}\right) \dots \cos\left(\frac{\delta\varphi_N}{2}\right) \right]^{2M} \quad (3.36)$$

où $\delta\varphi_i = \frac{2\pi}{\lambda} \Delta_i$ avec ($i = 1 \dots N$), est la différence de phase de chaque interféromètre. Les différences de marche optique des interféromètres sont données par les expressions de la relation (3.35),

$$\left\{ \begin{array}{l} \Delta_1 = e_{BP} \cdot \delta n_{BP} - e_{LCC(1)} \cdot \delta n_{LCC(1)} \\ \Delta_2 = e_{BP} \cdot \delta n_{BP} + e_{LCC(1)} \cdot \delta n_{LCC(1)} \\ \Delta_3 = e_{BP} \cdot \delta n_{BP} + e_{LCC(1)} \cdot \delta n_{LCC(3)} \\ \Delta_4 = 2 \cdot e_{BP} \cdot \delta n_{BP} - e_{LCC(4)} \cdot \delta n_{LCC(4)} \\ \Delta_5 = 2 \cdot [2 \cdot e_{BP} \cdot \delta n_{BP} - e_{LCC(4)} \cdot \delta n_{LCC(5)}] \\ \Delta_6 = 2^2 \cdot [2 \cdot e_{BP} \cdot \delta n_{BP} - e_{LCC(4)} \cdot \delta n_{LCC(6)}] \\ \Delta_7 = 2^3 \cdot [2 \cdot e_{BP} \cdot \delta n_{BP} - e_{LCC(4)} \cdot \delta n_{LCC(7)}] \\ \vdots \\ \Delta_N = 2^{N-4} \cdot [2 \cdot e_{BP} \cdot \delta n_{BP} - e_{LCC(4)} \cdot \delta n_{LCC(N)}] \end{array} \right. \quad (3.37)$$

Dans cette relation sont données les différences de marches optiques Δ_1 et Δ_2 , de l'étage de compensation et de l'étage d'égalisation. Ces deux étages sont composés de BPs et LCCs, où ces dernières respectent la condition sur l'épaisseur géométrique, donnée dans la deuxième partie de ce chapitre. Cette condition permet d'obtenir la meilleure dynamique d'accordabilité possible. Ensuite, le troisième étage (Δ_3) est composé de BP et LCC, où cette dernière, ayant la même épaisseur géométrique que les deux premiers étages, est utilisée uniquement lors de la reconfiguration de la longueur d'onde centrale. Bien évidemment, pour cette fonction, les LCCs de tous les interféromètres sont mises à contribution. Ensuite, à partir du quatrième

interféromètre (Δ_4), l'étage est composé d'une lame BP et d'une autre LCC, où l'épaisseur géométrique de cette dernière respecte la condition citée dans la troisième partie de ce chapitre, permettant une grande dynamique d'accordabilité de la bande passante. Les étages qui suivent respectent la condition d'épaisseur optique multiple, d'où les coefficients multiple de 2 jusqu'à l'étage N . Par ailleurs, étant donné que les LCCs de la quatrième à la $N^{ième}$ ne seront pas mises à contribution en même temps, lors de l'accordabilité de la bande passante, elles sont notées par leur numéro d'étage respectif, pour montrer qu'elles ne prennent pas forcément la même valeur. C'est uniquement lors de l'accordabilité de la longueur d'onde centrale du filtre que leur biréfringence prenne la même valeur.

Nous allons maintenant aborder brièvement les trois fonctionnalités du filtre que nous avons étudiées précédemment, pour voir principalement les implications de l'architecture proposée sur les différentes fonctionnalités. Nous évoquerons ensuite les caractéristiques du filtre permettant une utilisation dans les standards de la grille ITU.

3.4.2. Etude des performances et fonctionnalités de la nouvelle structure

La composition de la nouvelle structure est telle que, lors d'un passage, l'onde traverse trois fois une même épaisseur d'interféromètre avant de traverser une seule fois une série d'interféromètres à épaisseurs multiples. Ceci peut influencer significativement le contraste de la structure d'une part, celui-ci étant justement amélioré lorsque l'onde traverse la même épaisseur optique plusieurs fois, et la variation du contraste par rapport au nombre d'étage d'autre part, étant donné que la condition des étages multiples n'est valable qu'à partir du 4^{ème} interféromètre. Par conséquent, pour connaître les nouveaux changements qui s'opèrent sur le contraste de la nouvelle structure et sa variation en fonction du nombre de passage et du nombre d'étage, nous nous référons aux courbes ci-dessous,

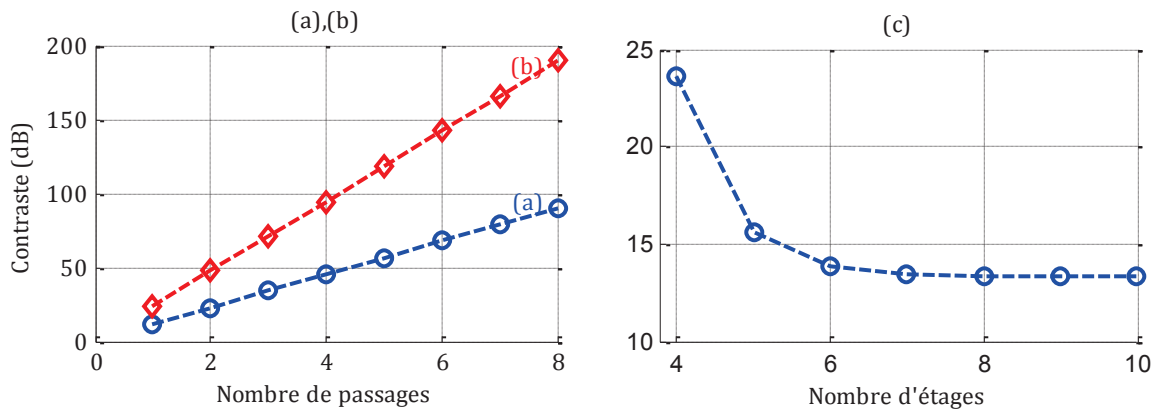


Figure 3.22. Evolution du contraste en fonction du nombre de passages d'un faisceau lumineux pour (a) un filtre de Lyot classique et (b) un filtre de type TMBF à 4 étages. (c) Influence de la variation du nombre d'étage sur le contraste d'une structure TMBF.

Nous pouvons donc conclure, d'après les figures 3.22.a et 3.22.b, que l'évolution du contraste de la nouvelle structure en fonction de l'évolution du nombre de passage est similaire à celle de la structure précédente et suit toujours une loi linéaire, ce qui implique que l'équation (3.7) reste satisfaite. En revanche, le changement s'opère au niveau de la valeur initiale du contraste, qui à son tour, selon la figure 3.22.c, dépend du nombre d'étage. Cette dépendance est intéressante car elle met en évidence un phénomène assez intéressant. En effet, une structure TMBF à 4 étages se traduit, lorsque l'onde traverse la structure complète une seule fois, par trois passages sur une seule épaisseur optique en plus d'un autre passage sur une autre épaisseur optique, et résulte en une valeur du contraste égale à 23,65dB, selon la figure 3.22.c. De plus, selon cette même figure, pour une structure à 5 étages, qui se traduit par trois passages sur une même épaisseur optique et un seul sur deux autres épaisseurs, le contraste redescend à une valeur de 15,63dB. A partir de 6 étages, la valeur du contraste tend vers une valeur particulière avoisinant les 13dB, et devient égale au contraste d'un filtre de Lyot conventionnel. En résumé, le contraste d'une structure TMBF est constant à partir de 7 étages, et plus le nombre d'étage diminue, plus le contraste augmente.

Le changement qui s'opère sur le contraste de la structure peut influencer aussi la dynamique d'égalisation, puisque celle-ci reste liée au contraste, comme nous allons le voir. Il est par conséquent judicieux d'étudier cette dynamique, et de voir les conséquences de la nouvelle architecture sur les performances de la fonction d'égalisation. Pour cela, nous allons reprendre la définition du ratio R_λ donnée par l'équation (3.26), et tracer l'évolution du taux maximal d'atténuation de la transmittance du TMBF en fonction de ce ratio, lorsque le nombre d'étage et le nombre de passage évoluent.

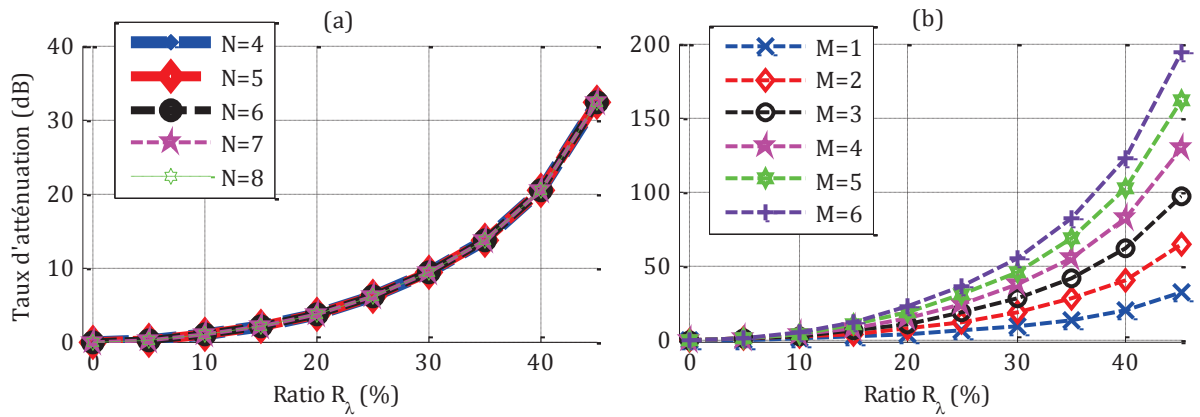


Figure 3.23. L'amplitude de la longueur d'onde transmise (dB) durant l'atténuation, en fonction du ratio R_λ pour (a) plusieurs nombre d'étages et un seul passage et (b) 4 étages et plusieurs passages

Il est à noter que le ratio R_λ reste le même que celui décrit par l'équation, car il s'agit de la variation de la longueur d'onde centrale du premier ou deuxième interféromètre dans un demi-ISL du filtre. Selon les deux figures ci-dessus, nous pouvons constater que la dynamique d'égalisation reste la même peu importe le nombre d'étage de la structure. Par contre, le nombre de passage a une influence considérable sur cette dynamique. Par ailleurs, nous pouvons constater que la dynamique totale pour un passage par exemple représente la moitié de celle de deux passages. Pour continuer sur cet exemple, la dynamique maximale pour trois passages est égale à trois fois celle d'un seul passage. Ceci implique que la dynamique est complètement liée au contraste et suit la même loi dictée par l'équation (3.7). Nous pouvons ainsi tracer la courbe de variation de la valeur d'atténuation maximale qu'atteint une structure, par rapport à des nombres de passages différents,

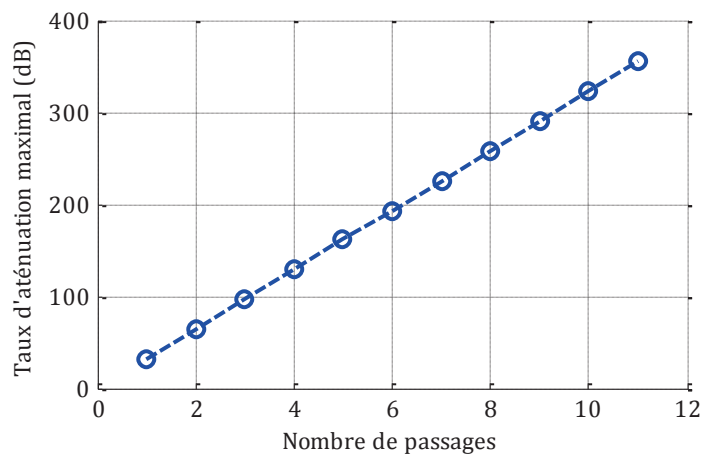


Figure 3.24. Variation de la valeur maximale d'atténuation par rapport au nombre de passages d'un faisceau lumineux

Par conséquent, si le taux maximal d'égalisation pour un seul passage est désigné par Eg_1 et celui pour M passages par Eg_M , nous avons,

$$Eg_M = M.Eg_1 \quad (3.38)$$

Après avoir vu que les performances de la fonction d'égalisation étaient fortement liées au contraste de la structure, voyons ce qui se passe avec la fonction d'accordabilité de la bande passante. La bande passante du nouveau dispositif, donnée en fonction du nombre de passage, en faisant apparaître la différence de marche optique du dernier interféromètre, s'écrit,

$$BP_{TMBF} = \left[4.Arc\cos\left(\frac{1}{2^{1/2M}}\right) \right] \frac{\lambda^2}{2.\pi.\Delta_N} \quad (3.39)$$

Il est à noter que l'intervalle spectral libre de la structure ne change pas, et garde la même valeur que celui d'un filtre de Lyot classique, étant donné qu'il ne dépend que de la plus petite épaisseur géométrique. Les deux figures qui suivent présentent la transmittance d'un dispositif TMBF en fonction du nombre d'étage, pour un nombre de passages donné, et du nombre de passages en fixant le nombre d'étages.

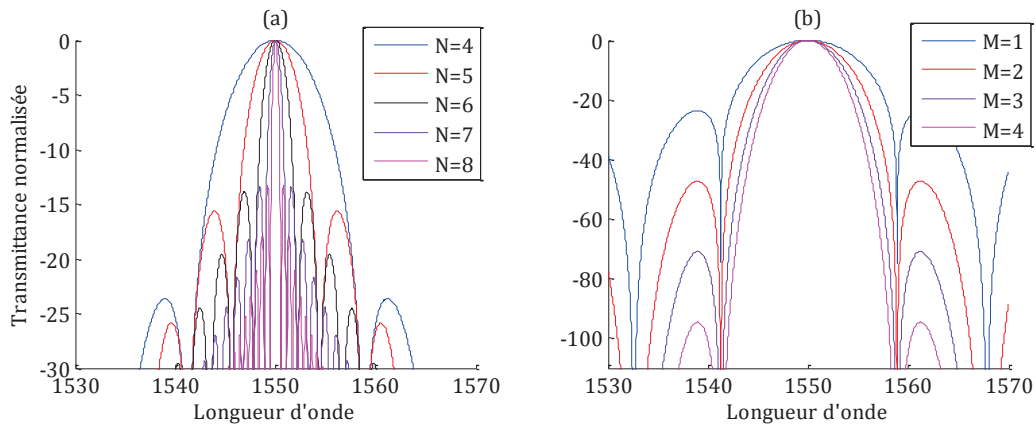


Figure 3.25. Transmittance d'un TMBF pour (a) $\{M=2 ; N=4, 5, \dots, 8\}$ et (b) $\{M=1, 2, \dots, 5 ; N=4\}$

D'après ces deux figures, la fonction d'accordabilité de la bande passante du dispositif ne change pas, et reste la même que celle de la structure étudiée dans la troisième partie de ce chapitre. Seules les valeurs des bandes passantes changent, étant donné le passage multiple. Les nouvelles équations, donnant les bandes d'accordabilité et la précision d'accordabilité, sont données respectivement par,

$$\Delta(BP) = \left[4.Arc\cos\left(\frac{1}{2^{1/2M}}\right) \right] \frac{\lambda_c^2}{2.\Delta_1} \left(1 - \frac{1}{2^N} \right) \quad (3.40)$$

$$\begin{cases} \delta(BP) = \left[4 \cdot \text{Arccos} \left(\frac{1}{2^{1/2M}} \right) \right] \frac{\lambda_c}{2 \cdot k_N^2} \delta(k_N) \\ k_{N-1} \leq \delta(k_N) \leq k_N \end{cases} \quad (3.41)$$

Il serait enfin intéressant de voir l'évolution de la bande passante du dispositif en fonction du nombre de passage. Il nous semble important de tracer cette courbe, car elle nous aidera ultérieurement à optimiser la structure.

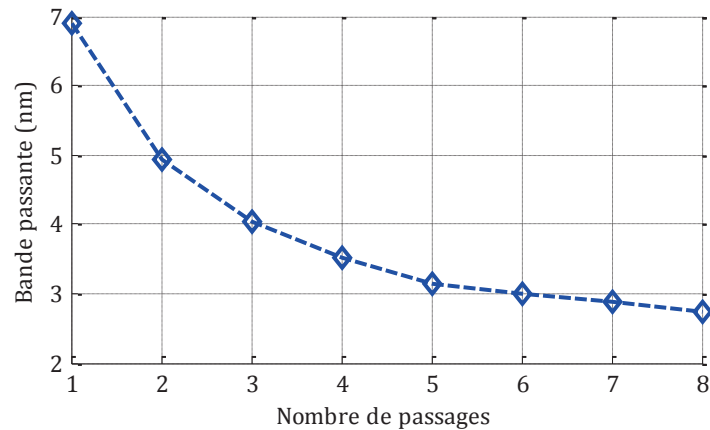


Figure 3.26. Evolution de la bande passante d'une structure à 4 étages en fonction du nombre de passage

3.4.3. La grille ITU et l'optimisation de la structure

Dans cette partie, une méthode d'optimisation du dispositif TMBF sera présentée. Nous allons montrer comment déterminer les paramètres opto-géométriques d'une structure optimale.

Pour uniformiser les transmissions dans le domaine des télécoms, il existe un standard international d'une série de normes qui doivent être respectées, et ce selon le type de communication visée. Ainsi, pour les transmissions WDM/DWDM, ces normes sont fixées par la grille internationale des télécommunications (ITU), et concernent principalement les bandes passantes des dispositifs, qui sont de 0.4nm pour le DWDM et 0.8nm pour le WDM [79]. Pour ce qui est de l'état de l'art, toutes les architectures que nous avons présentées précédemment qui sont dédiées aux applications télécoms, respectent ces standards.

D'autre part, lorsque nous parlons de grille ITU, cela concerne aussi les bandes utiles de longueur d'onde sur lesquelles le filtre fonctionne. Ces bandes sont la bande C qui s'étend de 1530 nm à 1565 nm et la bande L qui s'étend de 1565 nm à 1625nm. D'ailleurs, les matériaux que nous utilisons, que ce soit pour les lames de quartz ou les lames à cristaux liquides, sont tous compatibles avec ces longueurs d'onde. Seules les biréfringences des matériaux varient légèrement. Par conséquent, nous ne nous attarderons pas sur ce point, et nous présenterons

uniquement les courbes des biréfringences, celles-ci qui peuvent bien évidemment être corrigées grâce à la reconfiguration des cristaux liquides.

3.4.3.1. Paramètres opto-géométriques et grille ITU

L'objectif de cette partie est de montrer que s'aligner sur la grille ITU en termes de bande passante en utilisant les filtres biréfringents est tout à fait réalisable. En effet, jusqu'à présent, les bandes passantes de la grille ITU n'ont jamais été atteintes par ce type de filtre. Les deux principales caractéristiques des filtres qui permettent d'avoir des bandes passantes très petites sont les épaisseurs optiques des lames et le nombre d'étage d'un filtre. Ainsi, l'obtention de valeurs de bande passante aussi petites exigerait un très grand nombre d'étage et des épaisseurs géométriques très importantes. Nous allons voir qu'il existe des matériaux ayant des biréfringences significatives nous permettant alors la mise en œuvre de structures à épaisseurs géométriques et nombre d'étages faibles.

Pour démontrer théoriquement cette faisabilité, nous nous basons sur des matériaux bien évidemment existant, dont les références seront citées. Une courbe de simulation, respectant la grille ITU, illustrera ensuite les fonctions de transfert du filtre.

Notre structure TMBF doit donc avoir une bande passante minimale égale à 0,4nm, pour respecter la grille ITU. Selon l'équation (3.39), qui donne avec une bonne approximation la bande passante d'un dispositif TMBF à N étages, le calcul des paramètres opto-géométriques de la structure est possible lorsque la bande passante souhaitée est déjà déterminée. Cependant, étant donné que cette équation est en fonction du nombre de passage et du nombre d'étage aussi, il nous faut d'abord fixer quelques critères.

➤ Détermination du nombre de passage

Dans une structure de type TMBF, un nombre de passage élevé implique une atténuation de la densité spectrale de puissance du faisceau lumineux incident. Le plus judicieux donc et de faire le moins de passage possible. Par ailleurs, rappelons que le concept du passage multiple a pour objectif principal d'augmenter le contraste, et pour objectif secondaire de diminuer la bande passante. Ainsi, nous fixons initialement la valeur du contraste. La valeur souhaitée étant de 40dB, et sachant que le nombre d'étage est supérieur à 4, un minimum de quatre passages est donc requis d'après la figure 3.22.b et l'équation (3.36). Par ailleurs, la figure 3.26 montre que l'augmentation la plus significative de la finesse correspond aussi à quatre passages. Par conséquent, il est inutile d'aller au-delà de quatre passages et donc $M=4$.

➤ *Détermination de l'épaisseur optique*

Ce point est un peu plus compliqué à aborder, car il nécessite la prise en considération de l'intervalle spectral libre de la structure. Effectivement, selon l'équation (3.37), l'augmentation de l'épaisseur élémentaire de la structure résulte en une diminution de son nombre d'étage. Cependant, cette épaisseur élémentaire déterminera l'intervalle spectral libre de la structure. La question qui se pose alors est : de combien de longueur d'onde de résonance avons-nous besoin sur notre bande utile ? Rappelons que la bande utile peut inclure plusieurs bandes, les bandes C et L, par exemple.

Nous considérons que notre bande utile est la bande C, et qu'une seule longueur d'onde de résonance est désirée. Cela veut dire, que sur l'intervalle [1530 1565nm], une seule longueur d'onde sera transmise, tout en permettant une accordabilité sur toute cette bande. L'ISL est donc égale ou supérieur à la bande utile, dans notre cas, 35nm. Nous avons,

$$ISL_{TMBF} = \frac{\lambda_c^2}{\Delta_1} \geq 35nm \quad (3.42)$$

où Δ_1 est l'épaisseur optique du premier interféromètre (celle des lames à cristaux liquides est nulle à l'état initial), et λ_c est la longueur d'onde transmise ($\lambda_c = 1550nm$). L'épaisseur optique élémentaire doit respecter la condition,

$$\Delta_1 \leq \frac{\lambda_c^2}{35} \quad (3.43)$$

En plus de la condition d'un nombre d'étage minimum requis, et donc une épaisseur optique la plus grande possible, ceci conduit à prendre cette épaisseur à la limite égale au second terme de l'inéquation (3.41). Nous utiliserons cette valeur pour le calcul de l'ordre d'interférence, à partir duquel nous déterminerons la valeur exacte de la différence de marche optique.

➤ *Détermination du nombre d'étages*

C'est uniquement après la détermination de l'épaisseur élémentaire que nous pourrons calculer le nombre d'étages de la structure, en utilisant l'équation (3.39), qui devient,

$$2^{N-3} = \left[4 \cdot \text{Arccos} \left(\frac{1}{2^{1/2M}} \right) \right] \frac{\lambda_c^2}{BP_{TMBF} \cdot \pi \cdot \Delta_1} \quad (3.44)$$

avec $\Delta_N = 2^{N-3} \cdot \Delta_1$ étant donné qu'à l'état initial, la biréfringence des cristaux liquides est nulle. Nous introduisons la fonction logarithmique à base 2, pour pouvoir calculer directement le nombre d'étages,

$$N = \log_2 \left(\left[4 \cdot \text{Arccos} \left(\frac{1}{2^{1/2M}} \right) \right] \frac{\lambda_c^2}{BP_{TMBF} \cdot \pi \cdot \Delta_1} \right) + 3 \quad (3.45)$$

Voici donc comment se fait le calcul des paramètres caractérisant le dispositif TMBF. Nous obtenons enfin comme valeurs,

$$\begin{cases} \Delta_1 = 68.2 \mu m \\ M = 4 \\ N = 8 \end{cases} \quad (3.46)$$

La courbe de transmittance du dispositif est tracée dans la bande C. Le résultat est illustré par la figure suivante,

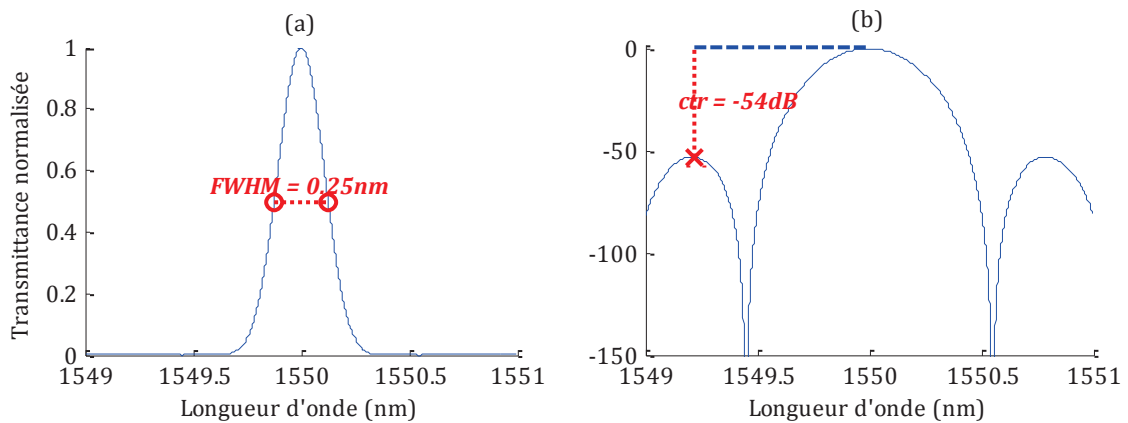


Figure 3.27. Transmittance d'un TMBF à 8 étages et 4 passages respectant la grille ITU, (a) en mode linéaire et (b) en mode logarithmique

Remarquons que la bande passante n'est pas exactement égale à celle désirée au début, et ceci est dû au fait que sa relation ne peut nous donner qu'une valeur approximative. Toutefois, cette valeur peut être corrigée grâce à l'accordabilité.

3.4.3.2. Choix du matériau

Le choix du matériau est très important, car même si dans cette partie, l'approche expérimentale n'a pas pu être abordée, un des objectifs reste de montrer que la structure est réalisable. L'idée est de trouver des matériaux possédant les plus grandes biréfringences possibles, ce qui nous permettra d'avoir des lames à faibles épaisseurs géométriques. Nous profiterons de cette partie pour présenter l'influence de la longueur d'onde sur la biréfringence des matériaux anisotropes uniaxes que nous utilisons.

Les matériaux que nous avons utilisés jusqu'à présent sont le quartz et la calcite en ce qui concerne les lames à biréfringence fixe, et les cristaux liquides pour les lames reconfigurables. Intéressons-nous uniquement aux lames à biréfringence fixe. Les deux courbes suivantes

montrent la variation des indices de réfraction ordinaire et extraordinaire du quartz et de la calcite, en fonction de la longueur d'onde, en allant du visible à l'infrarouge,

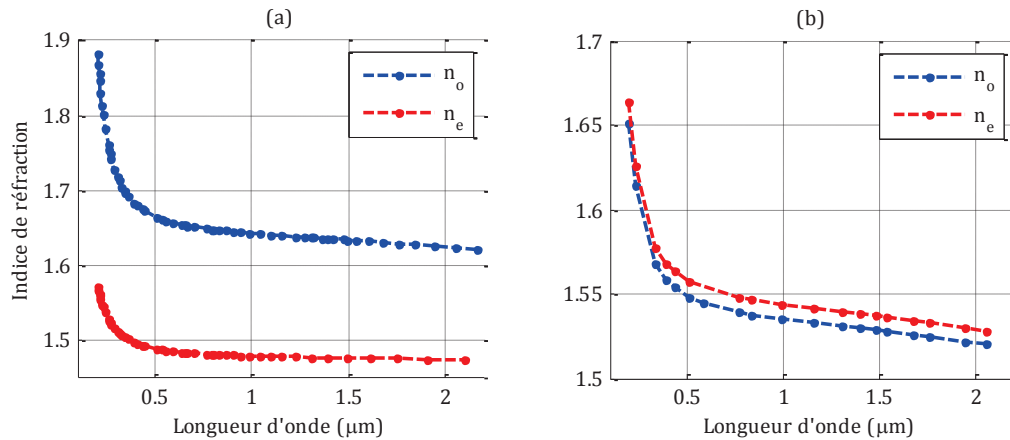


Figure 3.28. Evolution spectrale des indices de réfractons ordinaires et extraordinaires de (a) la calcite et (b) du quartz [116, 117]

La variation de la biréfringence peut être déduite de ces courbes. Notons que ces courbes mettent en évidence le fait que la calcite est un milieu anisotrope négatif ($n_o > n_e$) et que le quartz un milieu anisotrope positif ($n_e > n_o$). A partir de cette figure, nous pouvons extraire les valeurs de la biréfringence des deux matériaux pour les longueurs d'ondes désirées. Par conséquent, à $\lambda=1.55\mu\text{m}$, $\delta n_{calcite} = 0.15661$ et $\delta n_{quartz} = 0.00849$. Nous pouvons aussi constater qu'il n'y a pas une très grande variation dans les bandes C et L que nous utilisons pour les télécoms (entre 1530 et 1625nm). Ces deux matériaux offrent les valeurs des biréfringences standards pour les milieux anisotropes uniaxes. Ces valeurs restent cependant très faibles, et induisent des épaisseurs géométriques très grandes dès que nous souhaitons disposer de différences de marche optique significatives. Il est nécessaire alors de trouver des milieux à grandes biréfringences, comme les cristaux liquides par exemple. Effectivement, certaines mixtures de cristaux liquides offrent des valeurs parfois 4 fois supérieures à celle de la calcite, et par conséquent divise l'épaisseur géométrique par un facteur 4. Les biréfringences offertes sont 0.35 [89], 0.43 [100], et 0.66 [101].

Par ailleurs, même si les cristaux liquides ont été utilisés initialement comme élément reconfigurable, rien ne nous empêche de les utiliser aussi comme élément à épaisseur optique fixe. De plus, leur utilisation est d'autant plus pertinente que leur coût est inférieur à celui de la calcite par exemple. Nous disposerons alors de lames à biréfringence fixe à base de cristaux liquides dont les mixtures disponibles offriront diverses différences de marche optique utilisables selon les besoins.

En choisissant celle de plus forte biréfringente, il en résulte l'épaisseur géométrique élémentaire suivante, calculée en utilisant l'équation (3.44),

$$e_{BP} = 103,3\mu m \quad (3.47)$$

Par déduction, nous pouvons ainsi donner la plus grande épaisseur, celle du dernier étage de la structure, où le nombre d'étage est de 8,

$$2^{N-3}.e_{BP} = 3,307mm \quad (3.48)$$

Nous pouvons remarquer que pour un nombre d'étage nous permettant d'atteindre et même de dépasser les bandes passantes des transmissions DWDM, la taille maximale de lame biréfringente reste relativement petite.

3.5. Conclusion

Nous avons présenté dans ce chapitre une architecture de filtre biréfringent dédié aux applications télécoms. Nous avons notamment démontré toutes les fonctionnalités de notre cahier des charges, requises par des applications comme les ROADMs, et les performances liées aux filtres optiques, et imposées par la grille ITU. Après l'implémentation d'un dispositif nommé TMBF, nous avons vu que celui-ci était capable d'avoir de très bonnes performances, comme le contraste et la bande passante, mais aussi d'assurer des fonctionnalités comme l'égalisation de l'amplitude et l'accordabilité de la bande passante, en plus de l'accordabilité de la longueur d'onde centrale. Nous avons aussi remarqué que les performances de la nouvelle structure atteignaient largement ce qui était fixé par l'état de l'art. Ainsi, le contraste dépasse les 40dB, les bandes passantes respectent la grille ITU et peuvent même aller au-delà (2.5nm), et la dynamique d'égalisation atteint des valeurs théoriques qui n'ont plus aucun sens physique (>100dB). Des expérimentations de faisabilité ont été conduites pour confirmer les résultats numériques, et nous avons vu que les résultats expérimentaux étaient conformes aux prédictions.

Toutefois, pour le filtre optique, un point reste à soulever, celui de son gabarit. En effet, cette caractéristique change selon l'emplacement du filtre dans le réseau. Pour notre cas, la fonction de filtrage ressemble à une gaussienne, et ceci peut avoir des répercussions sur la qualité de la transmission. Ce point sera abordé dans le prochain chapitre, où une approche système sera menée pour tester la fonction de filtrage lors d'une transmission. Par ailleurs, il nous semble intéressant aussi de proposer une architecture d'implémentation de ROADM, puisque celle-ci reste un des objectifs de ces travaux.

Chapitre 4 : Comportement du filtre dans le réseau, performances et limitations

Après avoir implémenté le filtre optique en respectant les besoins des réseaux en termes de fonctionnalités et de performances, nous allons aborder dans ce chapitre les aspects architectures. Nous avons vu que l'architecture du filtre placé au nœud diffèrait de celle du filtre placé en réception. Dans ce cas, le filtre présenté dans la dernière partie du chapitre précédent convient parfaitement. Par contre, pour l'implémentation d'un ROADM, les choses sont plus complexes. En effet, le but est de trouver une architecture permettant l'utilisation du TMBF en configuration WSS. Ceci fera l'objet de la première partie de ce chapitre, où nous évoquerons, en termes d'architecture, les performances et les limitations du dispositif, ainsi que les pertes d'insertion qui n'ont pas été abordées jusqu'à présent. Une comparaison entre notre structure et d'autres fonctions de filtrage utilisées dans les réseaux actuels sera conduite, en testant différents dispositifs dans une transmission qui sera évaluée qualitativement. Enfin, une fois les éventuelles limitations du TMBF identifiées, nous essaierons, dans la troisième et dernière partie de ce chapitre, de proposer des solutions et de présenter quelques perspectives d'utilisation de l'approche des filtres interférentiels à polarisation dans les réseaux de télécommunications actuels.

4.1. Architecture et caractéristiques du TMBF

4.2.1. Pertes d'insertion du TMBF

Avant d'aborder la partie architecture pour l'implémentation des ROADMs, sachant que l'architecture du TMBF pour la réception reste inchangée, il serait intéressant d'aborder dans un premier temps la question des pertes de la structure. Celles-ci sont liées aux composants utilisés pour l'implémenter, en l'occurrence les polariseurs et les lames biréfringentes. Une des

optimisations nécessaires pour tous ces composants est le traitement antireflet, qui permet d'augmenter le taux de transmission de chaque composant.

Ainsi, en plus du taux de transmission des polariseurs utilisés, l'absorption des matériaux biréfringents est prise en compte, en plus de l'absorption des couches d'ITO des lames à cristaux liquides accordables. A cette étape de notre étude, et étant donné que les résultats expérimentaux présentés concernent uniquement la faisabilité du dispositif, nous n'avons pas chiffré les pertes d'insertion. Néanmoins, une fois les caractéristiques des composants utilisés connues, il reste facile d'évaluer ces pertes.

4.2.2. L'architecture WSS

Comme nous l'avons vu dans le premier volet de ce manuscrit, les ROADMs basés sur les commutateurs sélectifs en longueur d'onde utilisent des WSSs comme module d'insertion, d'extraction et pour les canaux express. Il est important de noter que les modules d'insertion et d'extraction diffèrent de celui des *canaux express* sur deux aspects. Le premier concerne l'architecture. En effet, le module des canaux express possède une entrée et une sortie, alors que celui d'extraction/insertion possède une entrée et plusieurs sorties ou l'inverse. Le second aspect est le spectre traité. En ce qui concerne les canaux express, c'est un spectre multi-longueur d'onde suivant les grilles WDM ou DWDM. Ceci signifie que le module doit être capable d'interagir sur plusieurs longueurs d'onde indépendamment les unes des autres. Ce n'est pas le cas des modules d'insertion et d'extraction, où le spectre n'est composé que d'un nombre de longueurs d'onde égale à celui des canaux extraits ou insérés. Étant donné que le TMBF ne traite qu'une seule longueur d'onde dans un spectre, il est pratiquement impossible, en utilisant cette configuration, d'implémenter un module pour les *canaux express*. Nous nous positionnons alors sur les modules d'insertion et d'extraction. L'architecture proposée est la suivante,

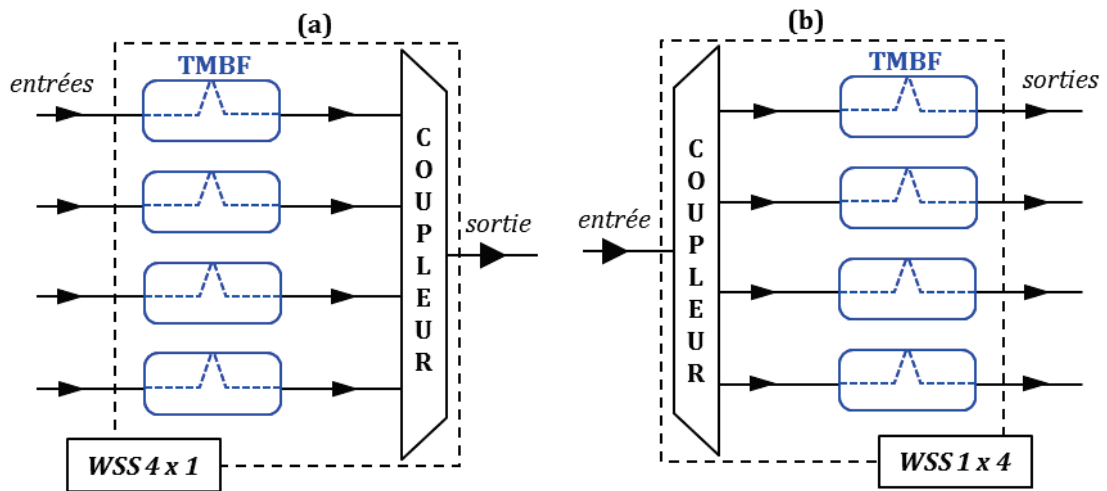


Figure 4.1. Architecture d'un WSS en (a) insertion et (b) extraction basé sur le TMBF

Utilisée pour l'insertion et l'extraction, cette architecture permet une agilité totale sur chaque longueur d'onde extraite ou insérée, ou pour chaque longueur d'onde est dédié un dispositif TMBF. Les structures sont à 4 entrées pour le module d'insertion et 4 sorties pour celui d'extraction. Il est bien évidemment possible de mettre autant d'entrées/sorties que nous souhaitons, en mettant le nombre de TMBF correspondant. Nous utilisons un coupleur en entrée ou en sortie suivant le module implémenté. La structure présente alors en termes de pertes d'insertion celles qui ont été citées précédemment, auxquelles nous rajoutons celles du démultiplexeur.

D'autre part, avant d'entamer l'étude système du filtre, il est important de souligner que le TMBF possède une réponse en phase plate, signifiant qu'aucune modification sur la phase du signal n'est opérée. Il est à noter par ailleurs que le fait de ne pas pouvoir implémenter le module des canaux express en utilisant le TMBF représente une première limitation majeure à cette technologie.

4.2. Approche système

L'objectif de cette partie est de démontrer que la fonction de filtrage implémentée dans ce manuscrit s'adapte parfaitement aux réseaux de télécommunications actuels. Nous allons, en effet, placer notre structure dans une chaîne de transmission, en respectant les normes actuelles en termes de format de modulation. Ce dernier imposera l'utilisation d'un émetteur et d'un récepteur particuliers que nous détaillerons par la suite. Par ailleurs, étant donné que cette étude porte uniquement sur la fonction de filtrage, il n'est pas nécessaire de mettre en place une

transmission fibrée, laquelle introduira des effets linéaires et non-linéaires qui ne sont pas liés à la fonction de filtrage. Notre objectif, étant concentré uniquement sur les effets du filtrage sans prendre en considération d'autres effets, sera d'étudier le comportement de notre structure parmi d'autres filtres, ce qui nous permettra de dresser un comparatif des performances. La configuration utilisée sera donc une configuration dite *back-to-back*, c'est-à-dire avec émetteur et récepteur accolés. Cette étude est décomposée en deux parties distinctes. La première est dédiée à l'étude du filtre au niveau de la réception, alors que la seconde est dédiée à l'étude de la structure en configuration ROADM. Mais avant d'entamer ces deux études, nous allons d'abord présenter l'émetteur, le récepteur et le format de modulation utilisé, en rappelant quelques principes de bases. La méthode d'analyse des résultats sera aussi présentée.

4.2.1. Description de l'étude

4.2.1.1. L'émission et la génération du signal modulé

Dans une chaîne de transmission, le schéma de conception de l'émetteur dépend fortement du format de modulation utilisé. En ce qui nous concerne, nous nous intéressons à un format de modulation à quatre niveaux de phase et à diversité de polarisation. Ce choix est dicté principalement par les tendances actuelles, puisque ce type de format sera de plus en plus utilisé dans les réseaux optiques prochainement installés [118, 119, 120, 121, 122, 123, 124]. Il se présente, contrairement aux formats de modulation en amplitude utilisés jusqu'à présent dans les réseaux, comme étant un format en phase permettant notamment d'obtenir à module constant des débits binaires élevés (50 Gbit/s) en conservant une électronique à une fréquence raisonnable (25 GHz) compte tenu des besoins à l'émission et pour le traitement du signal électronique en réception, après détection cohérente.

Pour générer un tel type de format, des modulateurs de type Mach-Zehnder (MZM, Mach Zehnder Modulator) sont utilisés [125, 126]. Ce type de modulateur est à la base un interféromètre à deux voies dont les chemins optiques peuvent être ajustés par application de tensions électriques. Si les ondes des deux voies sont en opposition de phase, les interférences sont destructives, et si elles sont en phase, les interférences sont constructives. Compte tenu de la possibilité de contrôle des chemins optiques sur les deux voies, il est également possible d'avoir des configurations d'interférences constructives fournissant des signaux de sorties ayant un écart de phase de π entre eux. Ces configurations de tensions de commande permettent de générer un format de modulation à deux niveaux de phase appelé BPSK (*Binary Phase Shift Keying*).

L'émetteur simulé est schématisé à la figure 4.2. A la sortie d'un laser monochromatique de longueur d'onde λ_i , deux MZM sont placés en parallèle. Chacun de ces modulateurs va générer un signal modulé au format BPSK comme précédemment décrit. De plus, à la sortie du second MZM, un déphaseur est placé dans le but de rajouter une phase de $\pi/2$ au deuxième signal modulé au format BPSK. Ainsi, les deux signaux sont portés par des ondes notées en phase (I) pour la première, et en quadrature (Q) pour la seconde. En recombinaison des deux, un signal résultant modulé à quatre niveaux de phase est obtenu, d'où l'appellation du format de modulation en quadrature (*QPSK, Quadrature Phase Shift Keying*). Le dispositif que nous venons de décrire jusqu'à présent est alors un générateur de signaux au format QPSK. Pour un signal à diversité de polarisation, autrement dit, un signal qui est généré sur deux polarisations orthogonales, deux générateurs de signaux au format QPSK sont employés en parallèle. Pour chacun de ces deux générateurs une onde porteuse sur une polarisation particulière est utilisée, la polarisation de l'onde porteuse du second générateur étant orthogonale à celle de l'onde porteuse du premier. Ceci est obtenu grâce à un séparateur de polarisation placé à la sortie du laser monochromatique, et à l'entrée des générateurs. En recombinaison des deux formats QPSK obtenus sur les deux polarisations, nous obtenons un signal modulé en diversité de polarisation (*PDM-QPSK, Polarization Division Multiplexed Quadrature Phase Shift Keying*).

Ce petit paragraphe explique comment est généré un signal modulé selon le format PDM-QPSK pour un seul canal, car rappelons-le, le laser utilisé en entrée est monochromatique, accordé pour une longueur d'onde de notre choix. Ceci implique que nous utiliserons plusieurs générateurs PDM-QPSK, selon le nombre de canaux que nous voulons générer. Toutes les sorties de ces dispositifs sont ensuite recombinaisonnées à l'aide d'un multiplexeur, où à sa sortie, est obtenu un signal multiplexé en longueur d'onde (*WDM, Wavelength Division Multiplexing*).

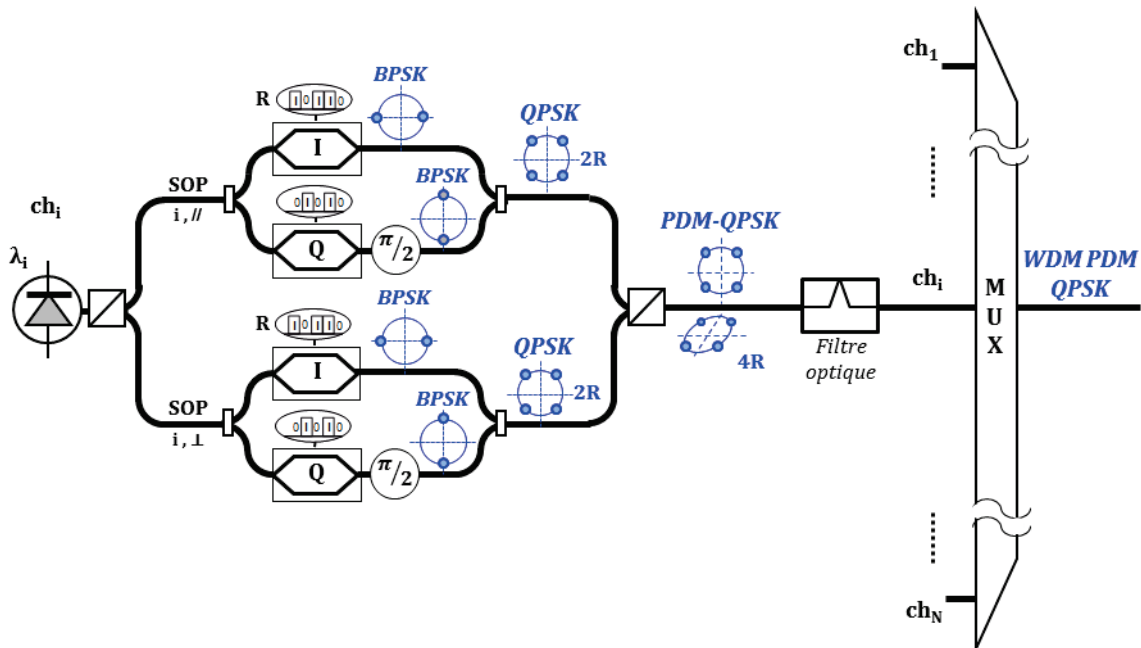


Figure 4.2. Principe de génération d'un multiplex WDM de canaux modulés au format PDM-QPSK

La séquence de données émulée en simulation pour cette étude est d'une séquence pseudo aléatoire quaternaire (*PRQS, Pseudo-Random Quaternary Sequence*) de 1024 symboles. Les signaux sont représentés numériquement en indiquant une amplitude et une phase pour 64 échantillons par symbole. La rapidité de modulation, qui représente l'inverse du temps symbole, est de 28GBaud. Il est intéressant d'ouvrir une parenthèse à ce stade pour dire que cette rapidité de modulation implique une électronique de contrôle qui fonctionne à 28GHz. Par ailleurs, cette même rapidité de modulation résulte en un débit binaire de 28Gbit/s pour le format BPSK, étant donné que chaque bit d'information est codé sur un seul symbole, et que ce format en compte deux. En ce qui concerne le format QPSK, qui compte quatre symboles étant donné les quatre niveaux de phases, l'information est codée sur deux symboles, et le débit binaire est égal à deux fois la rapidité de modulation, en l'occurrence 56Gbit/s. Le spectre d'un signal modulé au format QPSK est illustré par la figure ci-dessous,

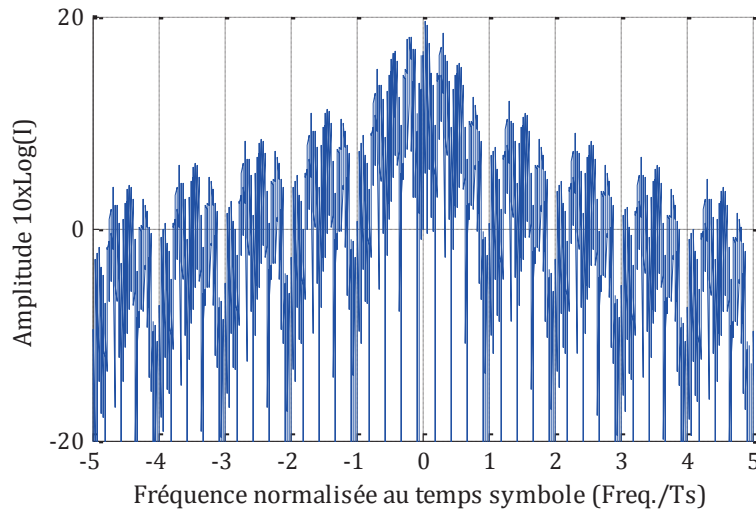


Figure 4.3. Spectre d'un signal modulé au format QPSK

Ensuite, le passage à la diversité de polarisation résulte aussi en un débit binaire multiple de celui de la simple QPSK, ce qui implique un débit de 112Gbit/s, celui-ci représentant le débit final du format utilisé. De plus, avant multiplexage des canaux, chaque canal, ayant une bande passante de 56GHz, est filtré étroitement par une fonction de filtrage rectangulaire de bande passante de 50GHz, pour éviter le cross-talk linéaire entre canaux dont les fréquences porteuses sont espacées de 50GHz. D'autre part, le spectre WDM est composé de 9 canaux portés par des optiques de fréquences espacées entre elles de 50GHz. Le canal central a pour longueur d'onde porteuse 1550nm pour laquelle les pertes de la fibre optique sont minimales.

A la sortie du multiplexeur illustré par la figure 4.2, vient la fibre optique où le signal s'y propage avant d'atteindre un nœud particulier ou la réception. Etant donné que notre étude est en configuration *back-to-back*, nous ne simulerons aucune transmission fibrée et passerons directement à la partie réception.

4.2.1.2. La réception cohérente

Dans un réseau de télécommunication optique, la réception ou détection est principalement composée d'une photodiode, celle-ci bien évidemment étant sensible à l'intensité du signal. Ce type de réception est appelé détection directe. Pour les signaux modulés en phase, souvent, les niveaux d'amplitudes ne changent pas et la détection directe devient inefficace. Une des solutions pour ces formats de modulation est l'utilisation avant la photodiode d'un interféromètre, qui va convertir des écarts de phase en variation d'amplitude. Ainsi, deux ondes en phase résultent en une interférence constructive (maximum d'intensité) et deux ondes en opposition de phase résultent en une interférence destructive (minimum d'intensité). Les

intensités sont ensuite détectées par la photodiode. Un type de réception de niveau de phase appelée réception différentielle consiste à faire interférer le signal d'un symbole avec le signal du symbole précédent et ainsi à détecter les différences de phase entre deux symboles successifs. Un autre type de réception de niveaux de phase, appelée réception cohérente consiste à comparer la phase du signal reçu à celle d'un signal de référence émis par un laser monochromatique à la réception appelé oscillateur local (*LO, Local Oscillator*) [127, 128, 129, 130, 131]. La réception cohérente représente, à l'instar du format PDM-QPSK, la réception qui sera probablement la plus utilisée dans les prochains réseaux optiques. La figure ci-dessous, issue de la référence [129] illustre le principe d'un détecteur cohérent adapté pour la réception d'un signal multiplexé en polarisation. Les interférences avec l'oscillateur local sont réalisées sur deux états de polarisations orthogonaux par deux ensembles appelés « *mixeur cohérent* ». les produits d'interférence sont ensuite détectés par des photodiodes dont les tensions de sortie sont numérisées par des convertisseurs analogique-numérique. Ceci offre l'opportunité d'appliquer un traitement électronique du signal en réception (*DSP, Digital Signal Processing*).

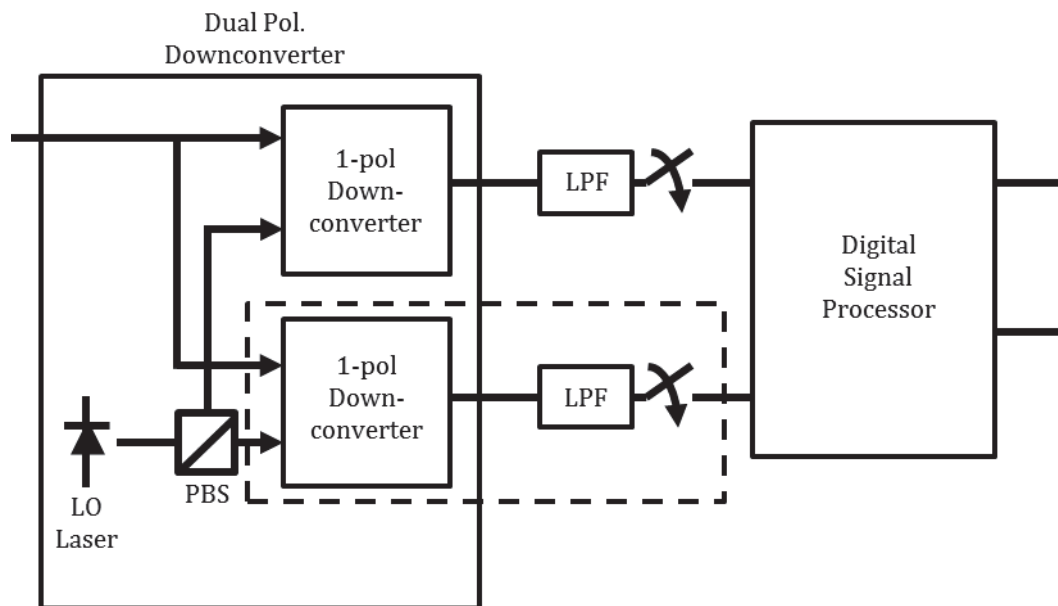


Figure 4.4. Schéma synoptique représentant la détection cohérente [129]

Une fois le signal détecté, la qualité de la transmission peut être évaluée numériquement de plusieurs façons. Entre les différentes méthodes qui existent, notre choix porte sur celle qui permet d'avoir des estimations fiables sans présupposer des hypothèses particulières sur la nature des dégradations des signaux. Il s'agit de la méthode Monte-Carlo.

4.2.1.3. Le calcul du taux d'erreur binaire et la méthode Monte-Carlo

Avant d'expliquer la méthode Monte- Carlo, il est important de noter que notre étude sur le filtrage est réalisée dans le cadre où la transmission se résume à un canal ajoutant un bruit blanc gaussien (*AWGN, Additive White Gaussian Noise*). Pour montrer l'ajout de bruit, les constellations du signal, représentant les quatre niveaux de phase sur une seule polarisation, sans et avec ajout de bruit sont illustrées par la figure suivante,

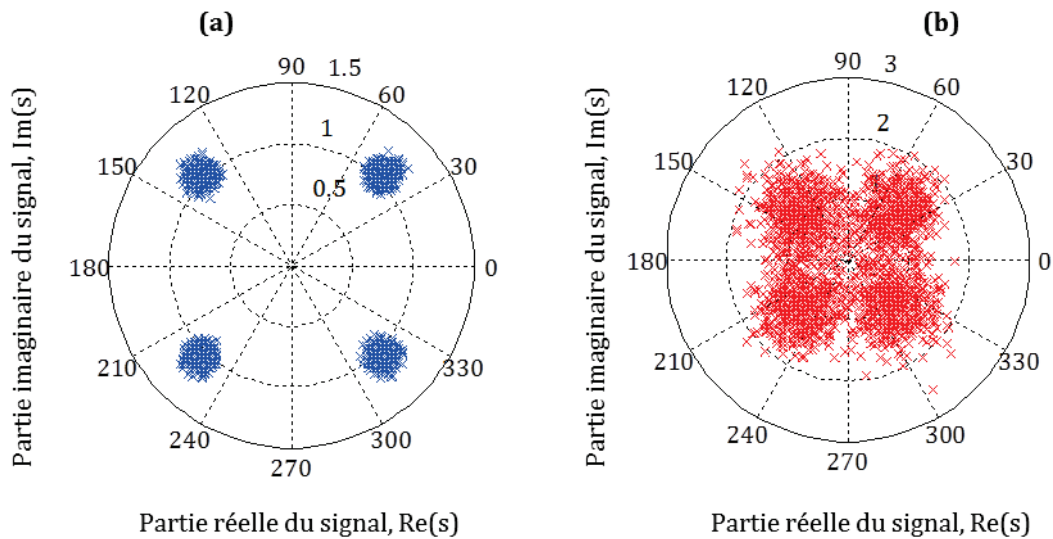


Figure 4.5. Constellation d'un tributaire en polarisation d'un signal modulé au format PDM-QPSK (a) sans ajout et (b) avec ajout de bruit

Il est à noter, sur la figure 4.5.a, que la constellation ne correspond pas à celle d'un signal idéal au format QPSK. Ceci est dû au fait qu'il existe du cross-talk entre canaux venant de la puissance des canaux adjacents non rejetée par le filtre. De plus, les constellations correspondent à un signal échantillonné, avec un échantillon par symbole pris au centre du temps symbole. Par ailleurs, le bruit est ajouté avec une puissance particulière. Cette puissance est calculée par rapport à la puissance du signal avant ajout de bruit et le rapport signal sur bruit recherché. Avant de poursuivre dans l'explication, il nous faut définir le rapport signal sur bruit (*OSNR, Optical Signal to Noise Ratio*), et le taux d'erreur binaire (*BER, Bit Error Rate*). Ces deux paramètres sont donnés par les expressions suivantes [126],

$$OSNR = \frac{P_{signal}}{P_{bruit}} \quad (4.1)$$

$$BER = \frac{N_{erreur}}{N_{bit}} \quad (4.2)$$

où P_{signal} et P_{bruit} sont les puissances du signal et du bruit généré par l'amplificateur, respectivement, et N_{erreur} et N_{bit} sont le nombre d'erreurs et celui des bits transmis, respectivement.

L'approche Monte-Carlo est donc utilisée pour le calcul du BER. Cette méthode considère un tirage de bruit ajouté au signal, et le BER est ensuite calculé par simple comptage des erreurs. Ensuite, plusieurs autres tirages sont effectués, où pour chaque tirage du bruit, le BER est calculé. Une moyenne entre les différents résultats, après chaque nouveau tirage, est établie. Ces valeurs moyennes obtenues sont comparées entre elles, et c'est l'écart entre deux valeurs consécutives qui déterminera le critère d'arrêt de la méthode. Cet écart déterminera en quelque sorte la fiabilité de l'estimation.

4.2.2. Etude de la fonction de filtrage

Après la description de la chaîne de transmission utilisée, il est important maintenant d'identifier les objectifs d'une étude système de la fonction de filtrage. Ainsi, l'objectif principal est la comparaison de la fonction de filtrage implémentée dans ce manuscrit avec les autres filtres déjà utilisés dans les réseaux actuels, dans le but bien évidemment de démontrer la viabilité de notre structure. Ensuite, le second objectif est d'identifier les avantages et les inconvénients de notre structure dans le cas de la configuration ROADM et de celui du filtre en réception. Cette étude est donc divisée en deux parties, la première étant dédiée à l'étude du filtre en réception, et la seconde, à la configuration ROADM.

4.2.2.1. Filtre en réception

La fonction de filtrage en réception ne requiert pas les mêmes fonctionnalités que lorsque le filtre est utilisé en configuration ROADM. En considérant que le filtre remplit les conditions optimales, nous recherchons ensuite des possibilités d'accordabilité de la bande passante. Par ailleurs, les filtres qui peuvent être utilisés en réception possèdent en général des gabarits très différents. Parmi ceux-ci, nous retrouvons les filtres de type gaussien ou rectangulaire et ceux de type Butterworth. L'idée donc est de procéder à une comparaison de ces différents filtres, pour savoir quel gabarit conviendrait le mieux avec le format de modulation utilisé. Il serait aussi très intéressant d'utiliser une fonction de filtrage d'un dispositif déjà commercialisé pour avoir une référence solide pour les différentes comparaisons. Ensuite, une étude de la bande passante de chaque gabarit est établie pour montrer que la bande passante optimale pour le format de modulation utilisé dépend fortement de la forme du filtre.

Par ailleurs, avant de présenter les résultats pour chaque étude, il est important de noter que, pour chaque transmission, un taux d'erreur binaire particulier est recherché. Ce taux est fixé par les opérateurs pour les constructeurs de dispositifs, et il est, actuellement de l'ordre de 10^{-9} . De plus, il existe des algorithmes appelés codes correcteurs d'erreur (*FEC, Forward Error Correction*), capables de diminuer un taux d'erreur de 10^{-3} à 10^{-9} [132, 133], moyennant un sur-débit nécessaire pour les bits de redondance du code (généralement de l'ordre de 7% à 12%). Ceci implique qu'une transmission est considérée comme acceptable à partir du moment où le taux d'erreur binaire atteint une valeur maximale de 10^{-3} , autrement dit, un seul bit erroné chaque millier de bits. Ainsi, des transmissions incluant le sur-débit nécessaire au fonctionnement du FEC sont simulées.

4.2.2.1.1. Comparaison entre différent type de filtres

Les différents types de filtres que nous utilisons dans notre étude comparative ont des fonctions de filtrage illustrées par les figures suivantes,

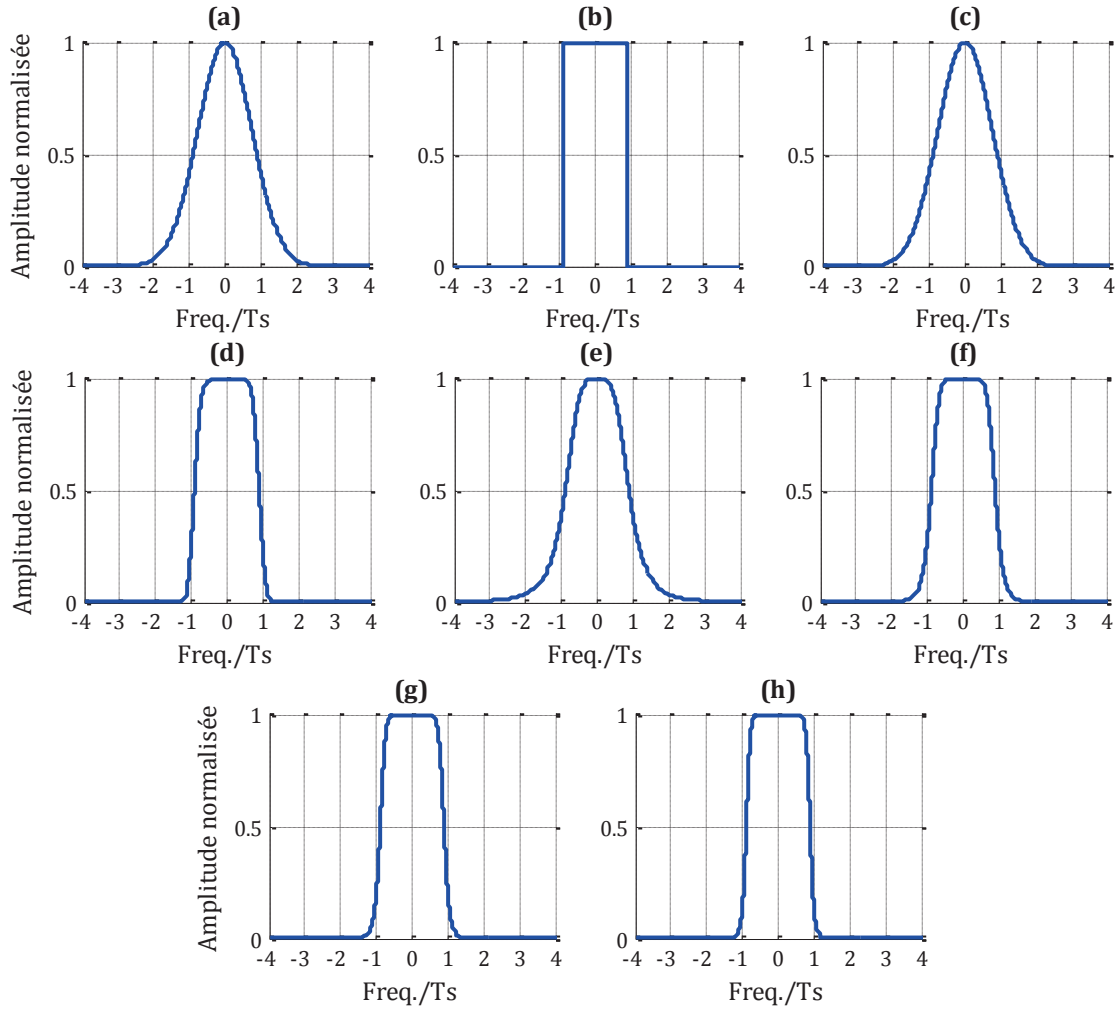


Figure 4.6. Fonctions de filtrage utilisées dans l'étude système. (a) Gaussien, (b) rectangulaire, (c) TMBF, (d) WSS commercial, (e) Butterworth d'ordre 2, (f) Butterworth d'ordre 4, (g) Butterworth d'ordre 6 et (h) Butterworth d'ordre 8.

Ces filtres sont utilisés avec une bande passante à mi-hauteur de 50GHz, conformément au format de modulation utilisé et à la grille de normalisation des fréquences optiques fournies par la norme G.692 de l'ITU. Il est à noter que les bandes passantes sont données en fréquence, et calculées à partir de la grandeur en longueur d'onde par la relation,

$$|\delta\lambda| = \frac{\lambda_t^2}{c} |\delta\nu| \quad (4.3)$$

où λ_t et c sont la longueur d'onde des télécommunications ($1,55\mu\text{m}$) et la vitesse de la lumière dans le vide, respectivement.

Les résultats de simulation, illustrés sur la figure ci-dessous, sont représentés en taux d'erreur binaire en fonction du rapport signal sur bruit pour chaque type de filtre placé en réception.

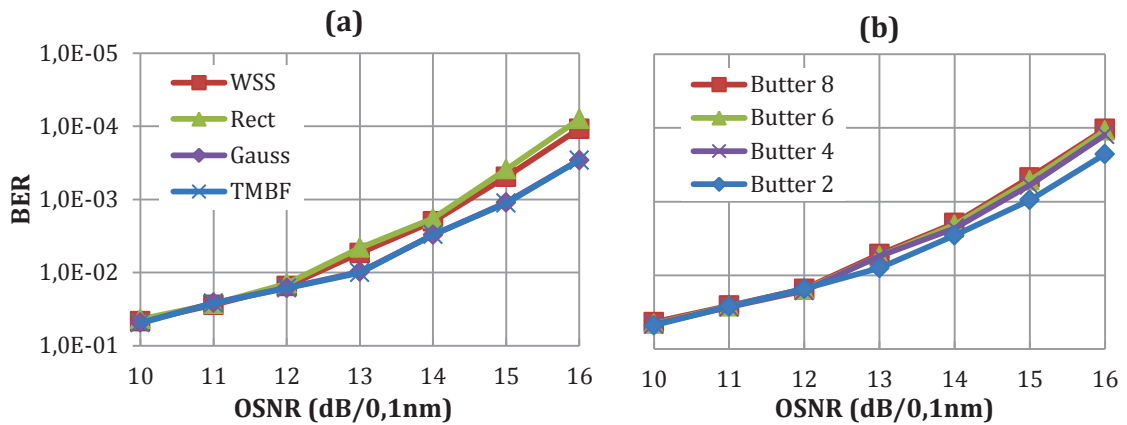


Figure 4.7. BER en fonction de l'OSNR (en dB et pris dans 0,1nm) d'une transmission back-to-back, pour plusieurs types de filtres en réception (WSS : filtre commercial, Rect : filtre rectangulaire, Gauss : filtre gaussien, TMBF : filtre TMBF, Butter 2 : filtre de Butterworth d'ordre 2, Butter 4 : filtre de Butterworth d'ordre 4, Butter 6 : filtre de Butterworth d'ordre 6, Butter 8 : filtre de Butterworth d'ordre 8)

Pour discerner les différentes courbes, nous avons tracé sur deux figures les résultats utilisant différents types de filtres. Il apparaît dans un premier temps que les différentes courbes sont quasi-superposées. En les regardant plus en détail en ce qui concerne la figure 4.7.a, le filtre rectangulaire se démarque des autres, en présentant les meilleures performances. Le BER requis est atteint pour un OSNR de 15dB dans 0,1nm. De plus, nous constatons que le filtre commercial (WSS) présente presque les mêmes performances que le filtre rectangulaire, et que notre filtre (TMBF) est juste en dessous, et fournit des résultats très similaires à ceux du filtre gaussien. Ceci implique qu'en termes de performance, notre fonction de filtrage est comparable aux filtres commerciaux, atteignant presque le BER requis pour un OSNR de 15dB et le dépassant pour un OSNR de 16dB. Par ailleurs, l'intérêt de la figure 4.7.b réside dans le fait qu'elle fait ressortir une analyse intéressante, sachant que la différence entre les filtres de Butterworth utilisés est l'ordre, autrement dit la raideur de leurs flancs. En effet, nous remarquons que, plus l'ordre est élevé et donc les flancs de la fonction de filtrage plus raides, meilleurs sont les résultats. Ceci explique parfaitement le comportement des autres filtres dans la figure 4.7.a, où nous pouvons clairement souligner la différence entre le filtre gaussien et le filtre rectangulaire.

Par conséquent, nous pouvons conclure que le filtre commercial présente des résultats un peu meilleur que les résultats du filtre que nous avons développé principalement grâce à la raideur des flancs de son gabarit. Ainsi, les dispositifs ayant des fonctions de filtrage à flancs raides filtrent plus efficacement le bruit, ne dégradant pas la réception des signaux contenant l'information à la bande passante considérée.

4.2.2.1.2. Variation de la bande passante pour différents filtres

Après avoir effectué une comparaison entre les différents filtres, et être arrivé à la conclusion que les différents gabarits ne se comportent pas de la même manière, il serait intéressant de savoir si ce comportement reste vérifié lorsque nous faisons varier légèrement les largeurs de bandes à mi-hauteur des différents gabarits. Nous allons donc procéder à une étude de la variation de la bande passante pour chaque filtre vu dans la partie précédente. Par contre, le cas du filtre commercial ne sera pas étudié dans cette partie, car nous ne possédons pas les fonctions de filtrage pour différentes bandes passantes, en sachant que le gabarit de ces filtres est modifié lors de l'accordabilité de la bande passante [78].

L'intervalle de variation de largeur de bande qui est étudié est [28 - 84 GHz]. Le résultat après simulation est représenté en BER en fonction des bandes passantes pour différents OSNRs, et est illustré par les figures ci-dessous,

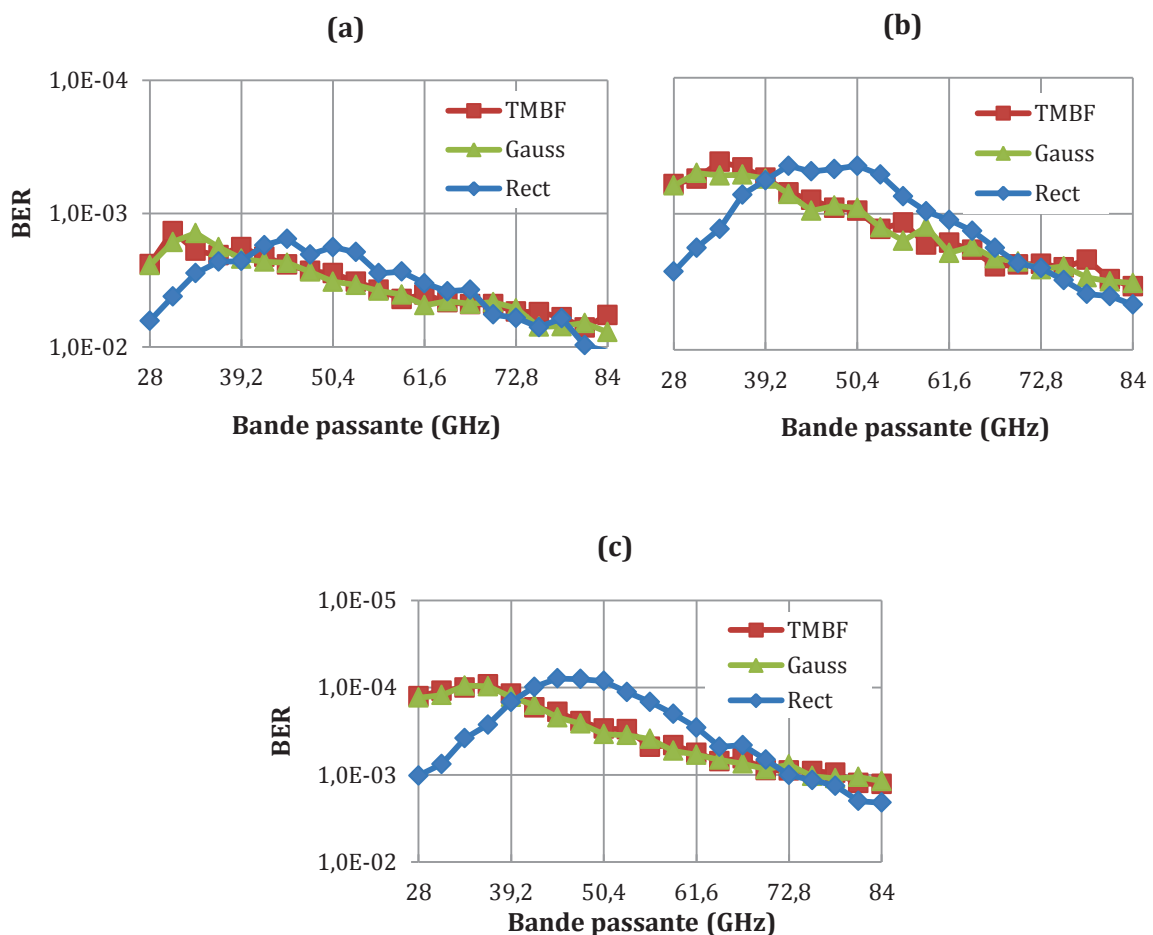


Figure 4.8. Taux d'erreur binaire en fonction de l'évolution de la bande passante du filtre optique pour un OSNR dans 0,1nm de (a) 14 dB/0,1nm, (b) 15 dB/0,1nm et (c) 16 dB/0,1nm.

Notons que l'étude a été menée comme la précédente pour un OSNR dans 0,1nm variant d'une valeur de 10dB à une valeur de 16dB, par contre, étant donné les résultats du paragraphe précédent, les valeurs représentées (entre 14dB et 16dB) sont celles qui permettent d'avoir un taux d'erreur binaire avoisinant une valeur de 10^{-3} . En plus du fait que le BER est meilleur lors de l'augmentation de l'OSNR, ces trois figures ci-dessus mettent en évidence une observation intéressante, dans la mesure où les gabarits du TMBF et du gaussien sont plus performants pour des bandes passantes inférieure à l'espacement entre canaux du format utilisé (36,4 et 33,6 GHz, respectivement), alors que la meilleure performance du gabarit rectangulaire tend plutôt vers une valeur plus proche de l'espacement entre canaux (44,8 GHz). Cette variation est plus nette sur la courbe 4.VI.c, où l'OSNR prend une grande valeur est l'impact du gabarit du filtrage est distingué par rapport à celui du bruit. Cette observation signifie que les bandes passantes, pour lesquelles nous obtenons les meilleurs résultats en termes de BER, tendent vers la moitié de l'espacement entre canaux pour ce qui est des gabarits s'approchant de la forme gaussienne, et vers l'espacement entre canaux pour ce qui est des gabarits s'approchant de la forme rectangulaire.

Ceci semble toujours lié à la raideur des flancs, et il serait intéressant de confirmer cette analyse en étudiant l'évolution de bande passante du filtre de Butterworth pour différents ordres. La figure suivante illustre ceci,

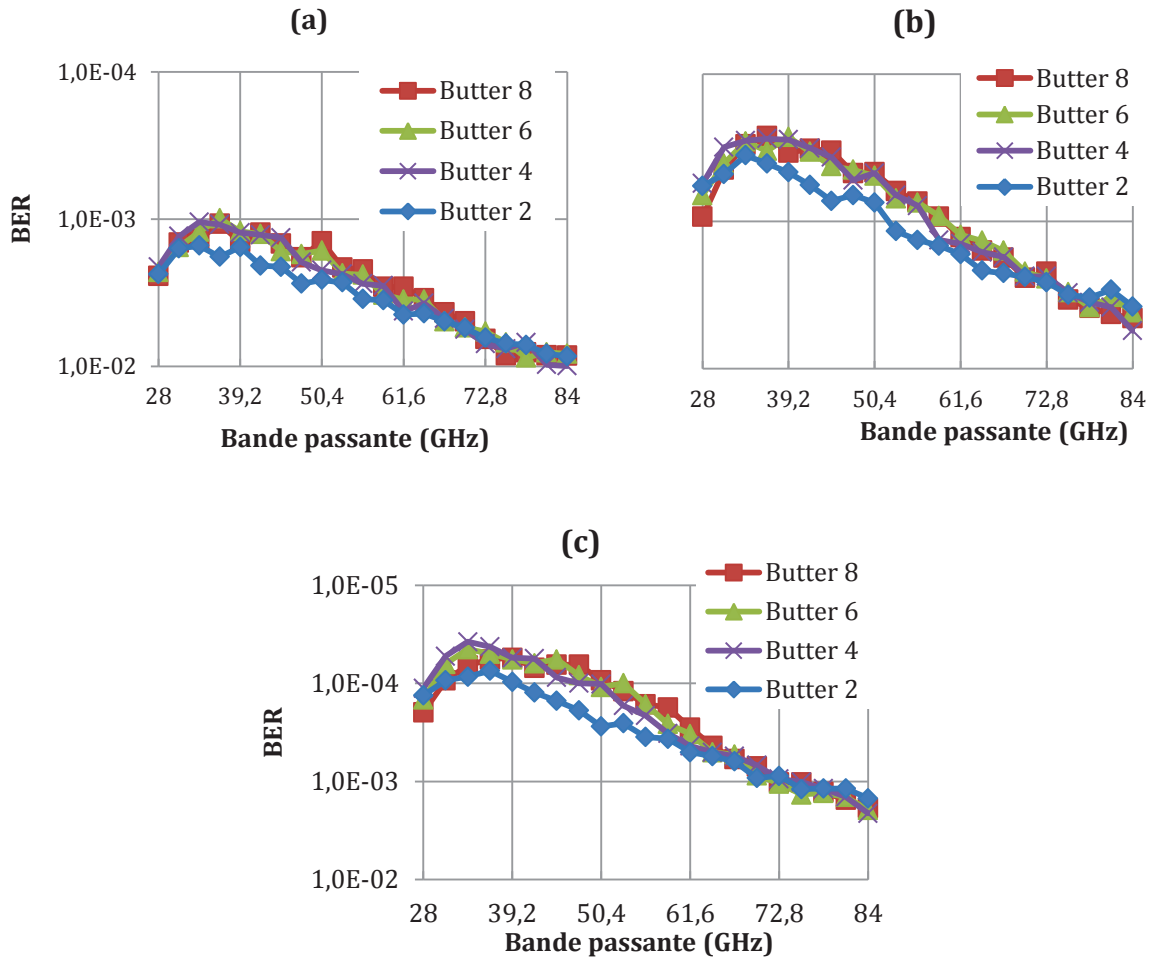


Figure 4.9. Taux d'erreur binaire en fonction de l'évolution de la bande passante pour une OSNR dans 0,1nm de (a) 14 dB/0,1nm, (b) 15 dB/0,1nm et (c) 16 dB/0,1nm.

Alors que sur les figures 4.9.a et 4.9.b, les courbes sont quasi-superposées, nous pouvons constater une différence sur la dernière courbe. En effet, le filtre d'ordre 2 se rapproche de l'allure d'un filtre gaussien, où la bande passante optimale est de 36,4GHz, alors que celui du 8^{ème} ordre se rapproche plutôt de l'allure d'un filtre rectangulaire, et sa bande passante optimale est de 39,2GHz. Les ordres intermédiaires montrent une transition entre le 2^{ème} et le 8^{ème} ordre. Ce comportement est donc complètement lié à la raideur des flancs des fonctions de filtrage.

4.2.2.1.3. Conclusion

Nous concluons cette partie, où nous avons étudié le comportement du filtre en réception, par deux observations très importantes. La première est le fait que le filtre implémenté dans ce manuscrit présente bien de bonnes performances, comparé au filtre commercial. Malgré les différences notables en termes de gabarit, le comportement en réception reste largement viable et très bon pour les réseaux de télécommunications actuels. Ensuite, il est clair que les performances de la structure, comparée alors au filtre commercial, peuvent être améliorées en

ajustant judicieusement la bande passante de celle par rapport à son gabarit, autrement dit, le point optimal pour lequel le taux d'erreur binaire est le plus faible. En ce sens, nous avons pu obtenir, pour un OSNR de 15dB dans 0,1nm, une bande passante (33,6 GHz) nous permettant de dépasser les 10^{-3} de BER exigés par les opérateurs (figure 4.8.b). De plus, selon l'étude de la bande passante pour différents gabarits de filtrage, un cas optimal a été décliné pour chaque gabarit. En comparant ces cas, les résultats en termes de BER sont presque similaires.

Il est à noter par ailleurs que la fonction de filtrage du filtre TMBF est une fonction numérique, alors que la fonction du filtre commercial est une fonction expérimentale. Néanmoins, les pertes d'insertion ne sont pas prises en considération.

4.2.2.2. Filtre en configuration ROADM

Du point de vue système, la différence entre un filtre placé en réception, et un autre placé au nœud réside dans la cascabilité, celle-ci représentant une caractéristique principale pour les dispositifs commerciaux [134, 135].

Autrement dit, alors qu'en réception le signal traverse une seule fonction de filtrage, au nœud, un ROADM peut être traversé par le signal plusieurs fois avant qu'il n'arrive à la réception. C'est donc l'élément majeur qui différencie les deux positions, et qui résume par conséquent les points à traiter dans notre étude. En revanche, dans une cascade, plusieurs paramètres varient. Premièrement, une cascade parfaite n'implique aucune variation sur la longueur d'onde centrale, alors qu'en réalité, les longueurs d'onde de résonance des fonctions de filtrage des ROADMs varient légèrement. Ceci est donc un paramètre de variation dans l'étude. Ensuite le paramètre extinction des canaux d'une fonction de filtrage peut jouer un rôle important, dans la mesure où, lorsqu'un canal est bloqué par le module de commutation, et est ensuite réinjecté via le module d'insertion, la nouvelle longueur d'onde se trouvera sur celle qui a été bloquée, et les résidus de cette dernière peuvent apporter de la diaphotie (ou cross-talk) sur la nouvelle. Ainsi, calculer le taux d'erreur dû aux canaux bloqués représente une bonne étude sur la fonction d'extinction d'un dispositif, d'où le taux d'extinction exigé, en l'occurrence 40dB, comme nous l'avons vu auparavant.

Dans le cadre de cette étude, ce n'est que le gabarit du filtrage qui nous intéresse, et par conséquent, nous supposerons des cascades parfaites, qui ne consiste qu'à multiplier les fonctions de filtrage pour voir l'impact du gabarit. Nous allons dans un premier temps faire une comparaison entre les différentes fonctions de filtrage illustrées sur la figure 4.6, pour une largeur de bande à mi-hauteur de 50GHz, incluant ainsi le filtre commercial. Le résultat est illustré par la figure suivante,

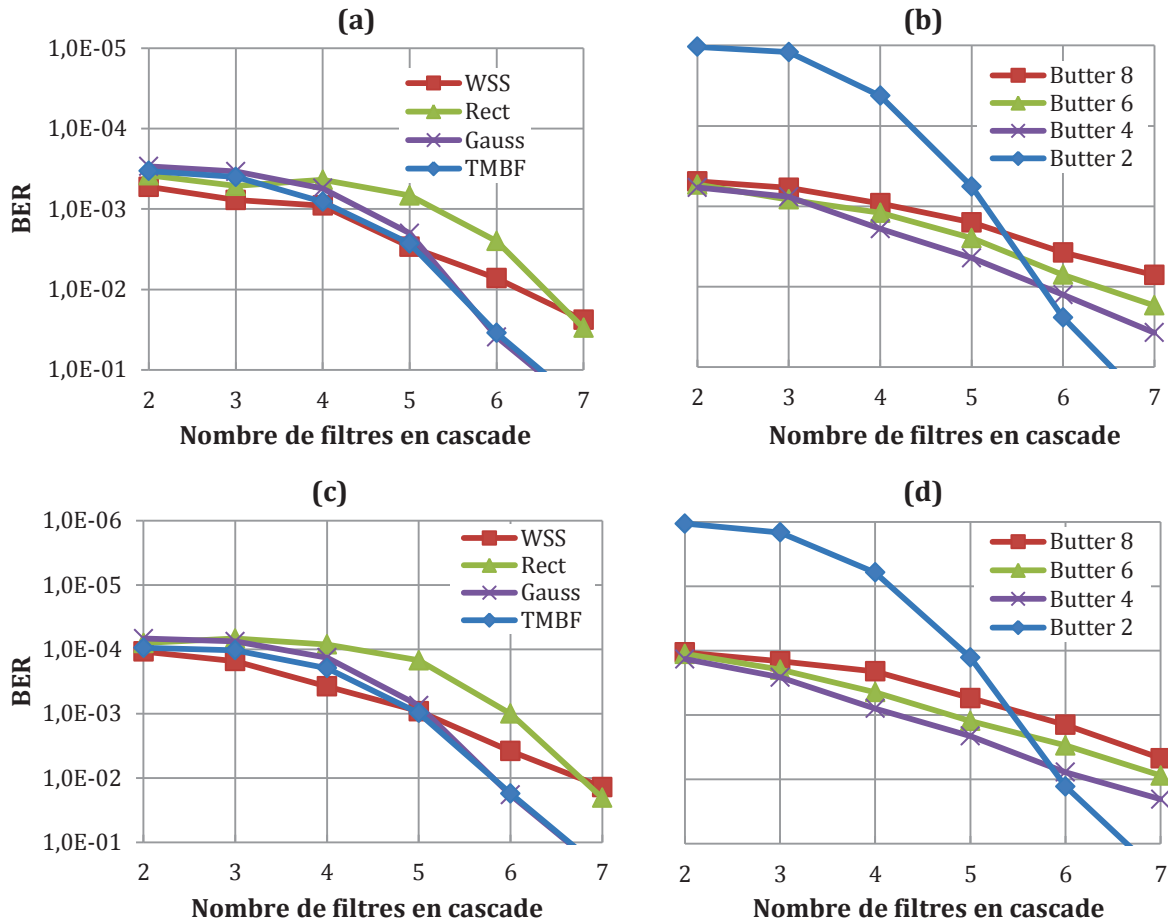


Figure 4.10. Taux d'erreur binaire en fonction du nombre de filtre placé en cascade pour une bande passante de 50GHz, pour un OSNR de (a) (b) 15 dB/0,1nm et (c) (d) 16 dB/0,1nm.

Intéressons-nous tout d'abord au gabarit gaussien et rectangulaire. Selon la figure 4.10.a, nous pouvons constater pour un OSNR de 15 dB dans 0,1 nm, en prenant un taux d'erreur binaire de 10^{-3} comme référence, que le gabarit gaussien résiste à 4 cascades uniquement avant que la courbe ne chute rapidement. En revanche, le gabarit rectangulaire résiste plus à la cascade, puisque la courbe commence à chuter doucement après cinq cascades. De plus, le comportement du WSS commercial durant la cascade s'approche plus du rectangulaire, et résiste mieux à la cascade que notre structure, cette dernière suivant plutôt le comportement du gaussien. Ce comportement a pour cause à priori la raideur des flancs de la fonction de filtrage, où pour un gabarit gaussien par exemple, la bande passante du filtre diminue au fil des cascades, ce qui n'est pas le cas pour le rectangulaire. Pour s'assurer de cette analyse, des filtres de Butterworth à plusieurs ordres ont été testés aussi. La figure 4.10.b illustre ceci, et met clairement en évidence le fait que, plus l'ordre augmente et par la même la raideur des flancs, plus la résistance à la cascade est meilleure. Les figures 4.10.c et 4.10.d reprennent la même étude pour une valeur d'OSNR de 16 dB, et mis à part les valeurs du taux d'erreur binaire qui changent, l'allure des

courbes reste la même et l'analyse des deux courbes précédentes est conservée. Notons que tous les filtres dans cette étude ont une valeur de bande passante de 50GHz, et il serait intéressant de voir, si pour une autre bande plus optimisée, le comportement reste le même. Nous faisons par conséquent la même étude pour les bandes passantes optimisées mises en évidence dans la partie d'étude de la variation de la largeur de bande des filtres. Ainsi, le meilleur taux d'erreur binaire est obtenu pour une bande de 36,4 GHz pour le TMBF, 33,6 GHz pour le gaussien et 44,8 GHz pour le rectangulaire. Pour garder la même approche et valider les résultats par rapport aux gabarits, nous utiliserons aussi le filtre de Butterworth, avec une bande de 36,4 GHz pour le deuxième ordre, 33,6 GHz pour le quatrième et le sixième ordre et 39,2 GHz pour le huitième ordre. Les résultats sont illustrés par les figures ci-dessous,

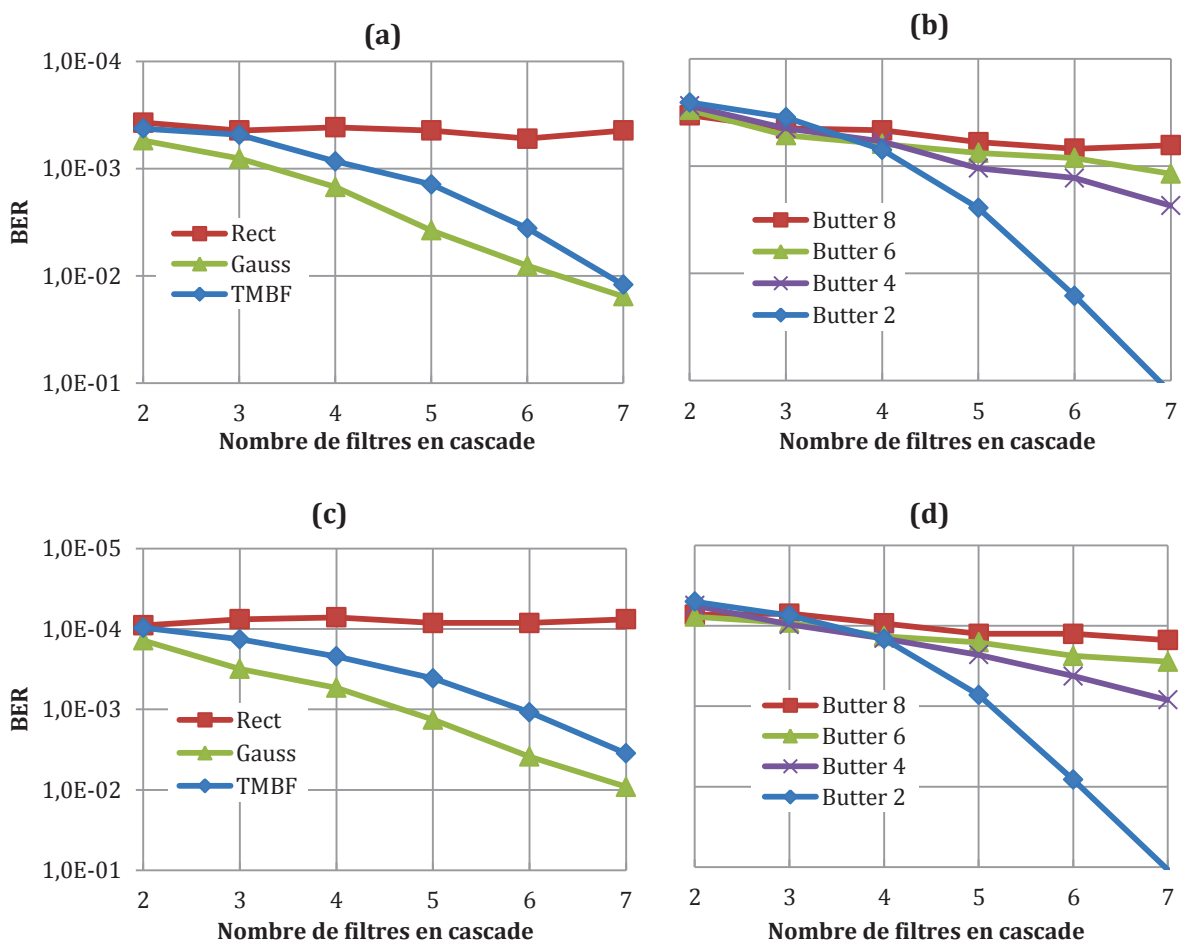


Figure 4.11. Taux d'erreur binaire en fonction du nombre de filtre placé en cascade pour une bande passante optimisée lors de l'analyse des fonctions de filtrage en réception, pour un OSNR de (a) (b) 15 dB/0,1nm et (c) (d) 16 dB/0,1nm.

Nous pouvons constater que, pour un OSNR de 15 dB et des bandes passantes optimisées, le comportement des filtres change un peu, par rapport à ce qui était présenté par la figure 4.10. Effectivement, l'ensemble des filtres semble résister mieux à la cascabilité. Ainsi, selon la

figure 4.11.a, le gabarit rectangulaire se présente comme transparent par rapport à cette cascabilité, ce qui découle d'une certaine logique, puisque la cascade d'un gabarit rectangulaire ne modifie pas la bande passante, ce qui n'est pas le cas du gabarit gaussien, où là encore, la courbe du taux d'erreur binaire chute rapidement. Néanmoins, le fait d'utiliser les fonctions de filtrage avec une bande passante optimisée résulte en des résultats nettement meilleurs que ceux d'une bande passante égale à l'espacement entre canaux, comme nous pouvons d'ailleurs le constater avec les résultats du filtre de Butterworth, où, plus l'ordre est grand, meilleure est la résistance à la cascabilité. Par ailleurs, le comportement de tous les filtres est le même pour un OSNR supérieur, comme l'illustre les figures 4.11.a et 4.11.b.

4.2.3. Conclusion

Nous avons effectué, dans la deuxième partie de ce chapitre, un test de notre fonction filtrage dans une chaîne de transmission reprenant les caractéristiques actuelles en termes de débit et de format de modulation. Nous avons pu constater dans un premier temps, qu'en faisant une étude comparative entre notre fonction de filtrage et les filtres théoriques et expérimentaux actuels, les résultats sont presque similaires au niveau de la réception, et que par conséquent, le TMBF respecte bien les standards actuels. Nous avons effectué par ailleurs une optimisation de la bande passante, et avons conclu que la bande passante optimale, pour un spectre WDM à 50 GHz d'espacement entre canaux, varie en fonction de gabarit du filtre. De plus, les résultats en termes de taux d'erreur binaire, obtenus pour les cas optimaux de chaque fonction, sont similaires. Ensuite, un test de cascabilité, propre à l'application ROADM, a été effectué, mettant en évidence le fait que, bien que le TMBF résiste à plusieurs cascades, cette fonction n'est pas très appropriée pour cette application, puisqu'au fil des cascades, la bande passante du filtre diminue. Effectivement, la condition nécessaire à l'application aux nœuds des réseaux est la raideur des flancs de la fonction de filtrage, comme nous avons pu le voir pour le gabarit rectangulaire. D'autre part, même si la fonction d'extinction des canaux ne rentre pas en compte dans cette étude, rappelons que le dispositif TMBF, compte tenu de son taux d'extinction théorique étudié au chapitre 3, pourrait assurer cette fonctionnalité d'une manière très performante, représentant ainsi un avantage considérable pour ces applications.

Notons enfin que la fonction de filtrage du TMBF utilisée dans l'étude est une fonction numérique, alors que celle du filtre commercial représente une fonction expérimentale. Cependant, les pertes d'insertion pour cette dernière n'ont pas été prises en compte.

4.3. L'approche Harris

Nous avons pu identifier, jusqu'à présent, deux limitations majeures de la structure que nous avons proposée pour l'implémentation des ROADMs. La première limitation consiste en un module WSS pour les canaux express, ayant plusieurs longueurs d'onde dans la bande utile, étant donné que la structure que nous avons proposé ne peut avoir qu'une seule longueur d'onde dans cette même bande. La seconde limitation correspond au gabarit de la fonction de filtrage, celui-ci s'approchant plus d'une gaussienne, ce qui est problématique pour la cascabilité, comme nous avons pu le constater dans la seconde partie de ce chapitre. Nous consacrons par conséquent cette partie à rapporter quelques solutions à l'utilisation des filtres biréfringents dans les réseaux optiques.

En plus des configurations Lyot et Šolc des filtre biréfringents, il existe une autre configuration, développée par Harris²⁰, synthétisant d'une manière générale une fonction de filtrage prédéfinie. Basée sur les effets de polarisation, cette approche utilise un ensemble d'éléments biréfringents de même épaisseur optique, orientés à priori aléatoirement de façon à obtenir une fonction de filtrage quelconque [136, 137]. Nous allons ainsi nous focaliser sur cette approche, en détaillant les étapes qui nous paraissent nécessaires pour nos applications.

4.3.1. Principe de l'approche

Nous avons vu jusqu'à présent, que bien que les caractéristiques de la structure TMBF peuvent changer (BP, ISL, CTR), le gabarit de la fonction de filtrage ne change pas. Pour savoir à quoi est lié ce gabarit, il faut connaître la réponse impulsionnelle du dispositif. Nous allons voir notamment ce qui varie dans la réponse impulsionnelle d'un filtre, lors de la variation des épaisseurs optiques des lames qui le composent. La figure ci-dessous illustre la réponse impulsionnelle d'une lame biréfringente,

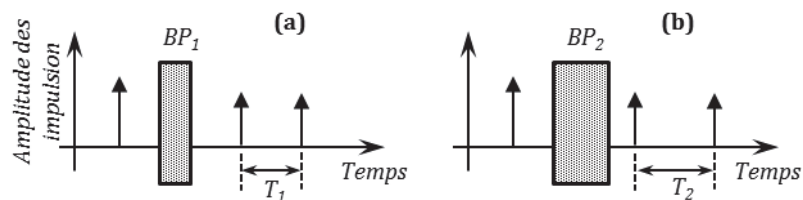


Figure 4.12. Réponse impulsionnelle de deux interféromètres de différences de marche optique (a) Δ_1 et (b) Δ_2 .

²⁰ Stephen E. Harris (né en 1936), professeur de physique, actuellement à l'université de Stanford, USA. Physicien chercheur en optique quantique, il traite notamment les cristaux biréfringents et la physique des lasers.

Le résultat de la figure 4.12 est obtenu pour une lame biréfringente dont les axes propres sont orientés à 45° au polariseur définissant la polarisation de l'onde incidente, ce qui explique l'amplitude des deux impulsions en sortie. De plus, nous remarquons que, lors de la modification des paramètres opto-géométriques des éléments composants le filtre, la variation s'opère dans l'espacement temporel entre les impulsions, ce qui induit une modification des caractéristiques du filtre sans toucher au gabarit. Par contre, pour que ce dernier soit modifié, il faut opérer des changements sur les amplitudes des impulsions. Ceci est obtenu en modifiant l'orientations des lames biréfringentes par rapport à l'axe du polariseur d'entrée. Ainsi, les lames ne suivent plus une orientation particulière fixe (45° dans le cas du Lyot et du TMBF), mais des angles aléatoires, et différents pour chaque lame. C'est sur ce principe qu'est basée l'approche de Harris. La structure est donc constituée de lames biréfringentes ayant des angles arbitraires, et est capable à priori de synthétiser n'importe quel gabarit de filtrage.

4.3.2. Description de l'approche

L'approche de Harris se base sur le fait qu'il est possible d'approximer n'importe quelle fonction de filtrage, à l'aide d'un réseau de lames biréfringentes. De notre point de vue, cette méthode se présente en deux parties distinctes. La première consiste en une fonction d'approximation, qui permet d'obtenir des coefficients appelés coefficients d'approximation. Elle utilise pour cela une méthode de décomposition introduite par Joseph Fourier²¹, appelée série de Fourier, en procédant à la projection orthogonale de la courbe désirée. Ensuite, à partir des coefficients obtenus par les séries de Fourier, une méthode mathématique est appliquée pour pouvoir calculer les angles d'orientation des lames biréfringentes et du polariseur de sortie du dispositif entier [136, 137]. Il est à noter que cette structure est une variante de celle de Šolc.

Par rapport à nos objectifs, il ressort de cette méthode deux points essentiels. Le premier concerne l'utilisation des séries de Fourier. Celles-ci sont bien adaptées pour les fonctions de type *gaussien*, mais moins adapté pour des gabarits de type *rectangulaire*, qui nous intéresse. Aussi, il est important d'avoir un nombre de coefficient relativement petit, car ce nombre déterminera le nombre de lame qu'il faut utiliser pour implémenter la structure. Par ailleurs, il est connu que l'approximation en série de Fourier d'une fonction rectangulaire résulte en des effets non désirés sur le gabarit, appelés effets de Gibbs [138].

²¹ Jean Baptiste Joseph Fourier (1768-1830), mathématicien et physicien français. Il contribua grandement à la modélisation mathématique des phénomènes physiques. Ces travaux ouvrirent la voie à la théorie de la décomposition de fonctions périodiques en série trigonométrique convergente appelée série de Fourier, et à la transformée qui porte le même nom.

Par conséquent, pour montrer la faisabilité de cette méthode dans le cadre de nos applications, notre but est l'utilisation d'une autre méthode d'approximation de fonction que celle des séries de Fourier, pour obtenir un nombre de coefficient d'approximation optimisé. Ces coefficients seront ensuite utilisés par la méthode décrite dans les références [136, 137] pour obtenir les angles d'orientation des éléments composant le filtre biréfringent.

A ce titre, il existe différentes approches en électronique permettant d'obtenir les résultats recherchés. Une des approches les plus connues est celle de l'approximation introduite par Tchebychev²² et portant son nom. En effet, cette méthode, que nous détaillerons par la suite, est parfaitement adaptée à l'approximation des gabarits de type rectangulaire.

4.3.3. Approximation de Tchebychev

Supposons une fonction $F(f)$ à approximer. Sur l'intervalle de fréquence où est définie cette fonction, nous échantillonons celle-ci suivant un nombre $r+1$ de fréquences (f_0, f_1, \dots, f_r) prises aléatoirement dans l'intervalle initial. Notons que le nombre $r+1$ est celui qui définira par la suite le nombre de coefficients qui seront utilisés par la méthode Harris. La forme matricielle suivante est alors construite,

$$\begin{bmatrix} F(f_0) \\ F(f_1) \\ \vdots \\ F(f_r) \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} 1 & \cos(2\pi f_0) & \dots & \cos(2\pi f_0(r-1)) & +1/P_0(f_0) \\ 1 & \cos(2\pi f_1) & \dots & \cos(2\pi f_1(r-1)) & -1/P_0(f_1) \\ & & & \vdots & \\ 1 & \cos(2\pi f_r) & \dots & \cos(2\pi f_r(r-1)) & (-1)^r/P_0(f_r) \end{bmatrix} \begin{bmatrix} h_0 \\ h_1 \\ \vdots \\ h_{r-1} \\ \delta \end{bmatrix} \quad (4.4)$$

où P_0 est la précision de calcul de l'erreur, h_i ($i=0\dots r-1$) les coefficients et δ l'erreur d'approximation. A partir de cette équation, le paramètre δ est calculé. Ce dernier servira à construire une autre équation matricielle, définie de la façon suivante,

$$\begin{bmatrix} F(f_0) + \delta \\ F(f_1) - \delta \\ \vdots \\ F(f_r) + (-1)^r \cdot \delta \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} 1 & \cos(2\pi f_0) & \dots & \cos(2\pi f_0(r-1)) & \cos(2\pi f_0 r) \\ 1 & \cos(2\pi f_1) & \dots & \cos(2\pi f_1(r-1)) & \cos(2\pi f_1 r) \\ & & & \vdots & \\ 1 & \cos(2\pi f_r) & \dots & \cos(2\pi f_r(r-1)) & \cos(2\pi f_r r) \end{bmatrix} \begin{bmatrix} h_0 \\ h_1 \\ \vdots \\ h_{r-1} \\ \delta \end{bmatrix} \quad (4.5)$$

Sur cette équation, les fréquences f_0, f_1, \dots, f_r sont les mêmes que celles utilisées dans l'équation 4.4. A cette étape, les h_0, h_1, \dots, h_r sont calculés. Ces coefficients sont appelés coefficients de Tchebychev. Nous utilisons maintenant une simple interpolation pour tracer une fonction à partir des coefficients de Tchebychev. La fonction résultante, notée H_R , est définie par,

²² Pafnouti Lvovitch Tchebychev (1821-1894), mathématicien russe. Il contribua aux probabilités et aux approximations, en introduisant les polynômes qui portent son nom. Une des dérivées de ces polynômes sont les filtres de Tchebychev.

$$H_R(f) = \sum_{i=0}^{r-1} h_i \cos(2\pi f_i) \quad (4.6)$$

Par conséquent, nous avons maintenant la fonction supposée F et son approximation H_R , nous pouvons ainsi calculer la fonction erreur d'approximation ε , définie par,

$$\varepsilon = H_R - F \quad (4.7)$$

Les extremums de cette dernière fonction correspondent à de nouvelles fréquences, appartenant à l'intervalle de fréquence sur lequel est définie la fonction initiale F , mais différentes de celle supposées au début. Toute la méthode décrite jusqu'à présent est réitérée, en utilisant les nouvelles fréquences résultantes. Après chaque nouvelle itération, le calcul de la fonction d'approximation résulte en une erreur ε qui est réduite. Lorsque celle-ci tend vers une valeur particulière, la boucle itérative est arrêtée, et les coefficients h_i ($i=0\dots r$) obtenus lors de la dernière itération représentent les coefficients de Tchebychev qui seront ensuite utilisés pour calculer les angles d'orientation des éléments biréfringents.

4.3.4. Avantage de l'approximation Tchebychev

Pour montrer l'efficacité de cette approximation, nous faisons une petite comparaison entre une fonction approximée par la méthode Tchebychev et celle basée sur la décomposition en séries de Fourier, en illustrant les transmittances des filtres, mettant en évidence le nombre de lames et les caractéristiques de la fonction de filtrage. La figure ci-dessous illustre ceci,

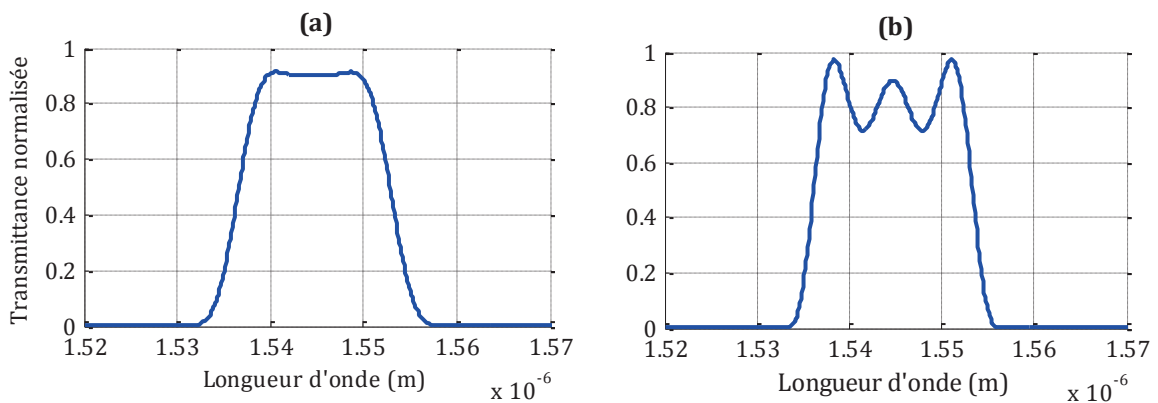


Figure 4.13. Transmittance d'un filtre implémenté par la méthode Harris en utilisant (a) l'approximation de Tchebychev et (b) les séries de Fourier

Ces transmittances sont tracées en utilisant le formalisme de Jones, après calcul des angles. Ces derniers, obtenus par les deux approximations, sont donnés dans le tableau ci-dessous,

	BP1	BP2	BP3	BP4	BP5	BP6	BP7	BP8	BP9	BP10
Tcheb.	89,02°	89,68°	94,72°	91,13°	69,12°	110,87°	88,86°	85,27°	90,31°	90,97°
Fourier	84,90°	87,94°	95,34°	89,40°	68,60°	108,77°	87,98°	82,03°	89,43°	92,47°

Tableau 4.1. Angles relatifs d'orientation des lames biréfringentes

Il apparaît que la méthode de Tchebychev est la mieux adaptée à l'approximation d'une fonction rectangulaire. Par ailleurs, sans optimisation particulière, un gabarit carré est obtenu en utilisant 10 lames.

D'autre part, la fonction de filtrage obtenue par cette approche est une fonction en amplitude ayant une phase plate sur sa bande passante, comme c'était le cas pour le TMBF.

4.3.5. Enjeux de l'approche Harris

L'avantage le plus évident dans l'utilisation de l'approche Harris est la possibilité d'avoir des gabarits de filtrage qui correspondent bien aux applications ROADMs, car similaire à celui du WSS commercial que nous avons présenté dans l'étude système. Il ressort aussi le fait que cette approche peut synthétiser n'importe quelle fonction de filtrage. Nous pouvons donc construire une structure ayant dans sa bande utile plusieurs longueurs d'onde, et par conséquent, implémenter un module de WSS pour les canaux express, ce qui n'était alors pas possible avec le filtre TMBF. C'est ainsi que, grâce à cette approche, nous pouvons lever les deux limitations majeures de l'utilisation des filtres biréfringents dans les applications de type ROADMs.

De plus, étant donné que la fonction approximée par la méthode Tchebychev est une fonction en amplitude, nous pouvons lui rajouter une fonction de phase. En effet, l'approximation que nous avons détaillée résulte en une fonction cosinus réelle, à laquelle il peut être ajouté une partie imaginaire offrant la possibilité pour le dispositif final d'avoir une phase particulière. C'est ainsi que cette approche permet, par exemple, la compensation de dispersion, fonctionnalité offerte jusqu'à lors par une seule de toutes les technologies d'implémentation de filtres optiques que nous avons présenté dans l'état de l'art, en l'occurrence celle basée sur les LCoS [73, 71, 72].

Néanmoins, un des inconvénients qui ressort est la grande complexité dans l'orientation des angles, en sachant que c'est le changement d'orientation des angles qui permet une quelconque reconfiguration de n'importe quel gabarit de filtrage. Elle se présente finalement comme l'une des plus importantes perspectives de ce travail.

4.4. Conclusion

Nous avons abordé dans le dernier volet de ce manuscrit la partie architecture des dispositifs de filtrage dédiés aux réseaux optiques. Nous avons vu, qu'à la différence de la réception, une architecture particulière est nécessaire aux nœuds, pour l'implémentation des routeurs ROADM. Une architecture de WSS basée sur le TMBF a donc été proposée. Nous avons ensuite testé le TMBF en réception et au nœud, en le plaçant dans une transmission *back-to-back*. Les résultats obtenus en taux d'erreur binaire nous ont permis de constater les bonnes performances de notre filtre en réception d'une part, et de montrer ses limitations en configuration ROADM d'autre part. De plus, étant donné que la technologie des filtres biréfringents n'a jamais été utilisée dans les réseaux optiques, l'étude système a permis de comparer les performances de cette technologie avec un filtre commercial déjà utilisé dans les réseaux. Ceci nous a permis de voir que, du point de vue des performances, cette technologie peut très bien convenir aux réseaux, lorsqu'elle est utilisée en réception. Par ailleurs, grâce aux deux premières parties de ce chapitre, nous avons pu identifier les limitations du TMBF. Nous avons présenté ensuite une solution pour ces limitations, en utilisant l'approche d'implémentation des filtres biréfringents décrite par Harris et la méthode d'approximation introduite par Tchebychev. Ces approches, qui sont brièvement expliquées dans ce manuscrit, permettent de lever le verrou lié au gabarit de la fonction de filtrage et constituent alors une réelle alternative pour l'utilisation des filtres biréfringents dans les réseaux optiques.

Conclusion et Perspectives

Ce travail a été initié suite à la croissance rapide des réseaux optiques, et le besoin d'avoir des dispositifs dans le réseau qui peuvent permettre l'exploitation des performances offertes par la fibre optique, en l'occurrence sa bande passante et son débit. Un des dispositifs clés dans le réseau, et par lequel un maximum d'information transite, est le filtre optique. Dans ce contexte, nous avons vu dans le premier chapitre toutes les exigences des réseaux sur cette fonctionnalité, qui diffèrent selon l'emplacement du filtre, et nous avons décliné notamment les deux positions sur lesquelles porte notre intérêt : les nœuds et la réception. Après avoir fait un état de l'art sur les différentes technologies d'implémentation des filtres optiques, nous avons fixé l'objectif de ce travail, qui consiste en l'exploitation d'une technologie très peu utilisée jusqu'à présent dans les réseaux. C'est ainsi que nous avons présenté les filtres interférentiels en polarisation dans le deuxième chapitre, en détaillant notamment la physique des milieux biréfringents et les types de matériaux utilisés. Une partie importante a donc été consacrée aux cristaux liquides, partie dans laquelle nous avons détaillé d'une part la fabrication du support permettant l'utilisation du matériau, et d'autre part leur principe de fonctionnement et leurs propriétés exploitées dans le cadre de notre travail : les effets électro-optiques. Après avoir conclu le deuxième chapitre en montrant un exemple de reconfiguration d'un des paramètres des filtres biréfringents en utilisant des lames à cristaux liquides accordables, nous avons dédié le troisième volet à l'étude du filtre de Lyot, et son positionnement par rapport au cahier des charges exigé par les applications télécoms. En identifiant le contraste du filtre comme une des caractéristiques représentant un obstacle à l'utilisation du filtre dans les réseaux optiques, nous avons ainsi pu l'améliorer significativement en introduisant le principe du passage multiple. Ce dernier est d'autant plus important, qu'il nous a permis aussi d'améliorer la finesse, ce qui s'est avéré profitable dans la mesure où un gain d'un étage, par rapport à une configuration de Lyot conventionnelle, a été observé. Ensuite, nous leur avons adjoint deux fonctionnalités nécessaires dans les réseaux optiques : l'égalisation des canaux et l'accordabilité de la largeur de bande à mi-hauteur de la fonction de filtrage. Les différentes performances de ces deux fonctionnalités ont été étudiées, en comparant celles-ci aux performances des dispositifs actuellement utilisés dans les réseaux. Nous avons abordé enfin la question des standards ITU en proposant une architecture, regroupant l'ensemble des fonctionnalités étudiées tout en gardant de bonnes

performances en termes de contraste et de finesse, qui respecte les bandes passantes de cette grille.

Par ailleurs, un des avantages qu'offrent les filtres biréfringents par rapport aux autres technologies est la possibilité d'étendre la bande utile du filtre aux autres longueurs d'onde. Effectivement, en restant dans le domaine des télécoms en utilisant la bande S, ou en élargissement le domaine d'application en allant vers les bandes du visible par exemple, cette technologie sera toujours fonctionnelle. Ensuite, une des perspectives de ce travail concerne la succession d'interféromètres. En effet, le fait de travailler sur une structure basée sur l'interférométrie rend le principe de fonctionnement de cette structure complètement transposable d'une technologie à une autre. Ceci signifie que toutes les approches démontrées dans le troisième chapitre ne sont pas exclusives aux filtres biréfringents, et peuvent être utilisées par une autre technologie. Dans ce cadre, quelques travaux ont été effectués dans le but d'implémenter des interféromètres en utilisant des lignes à retard reconfigurable [139], ou encore un filtre de Lyot dans l'optique intégrée, en utilisant l'interféromètre de Mach-Zehnder gravé dans du Niobate de Lithium [140].

Le quatrième et dernier volet de ce manuscrit a été consacré à l'architecture WSS et à l'étude du filtre dans un système de transmission. Nous avons d'abord identifié une limitation de notre dispositif, dans le fait qu'il n'était pas possible d'implémenter un module WSS dédié aux canaux express, dans une architecture ROADM. Ensuite, nous avons pu effectuer des tests dans une chaîne de transmission back-to-back, en simplifiant celle-ci au maximum pour ne mettre en évidence que les effets de filtrage. Ainsi, en réception, nous avons pu observer que le dispositif présentait des résultats similaires à des fonctions de filtrage théoriques utilisées dans les réseaux, mais aussi à un dispositif commercial. En revanche, une deuxième limitation du filtre a été identifiée, lors du test de cascabilité, celui-ci étant propre à l'emplacement du nœud dans les réseaux. Grâce aux tests effectués sur les autres fonctions de filtrage, nous avons pu conclure que cette limitation était liée uniquement au gabarit du filtre, et que celui-ci devait avoir des flancs raides, le gabarit rectangulaire représentant le cas idéal pour les cascades. Nous avons donc proposé quelques solutions aux deux limitations identifiées, dans la troisième partie. Une autre approche a ainsi été décrite, démontrant la possibilité de lever ces limitations grâce aux filtres biréfringents. Nous avons pu constater que l'approche Harris apportait même une nouvelle dimension, en offrant une grande liberté sur la fonction de filtrage et la possibilité de compenser la dispersion. Cette nouvelle approche représente donc une autre perspective très intéressante aux filtres biréfringents, bien qu'elle manifeste une grande complexité dans la réalisation. Ces complexités se résument sur deux points. Le premier concerne l'utilisation d'un grand nombre de lames biréfringentes, et nous avons pu montrer, en utilisant la méthode

d'approximation de Tchebychev, qu'il y avait des possibilités d'optimisation. Le deuxième consiste en l'orientation des angles qui est complètement aléatoire. Par ailleurs, quelques travaux sur le remplacement des lames biréfringentes dans ce type de configuration ont été menés, en utilisant notamment les propriétés biréfringentes de la fibre monomode [141].

Pour conclure, plusieurs perspectives très intéressantes se présentent à nous. La première consiste en la possibilité d'utilisation d'autres technologies basées sur la succession d'interféromètres, ce qui met en valeur tout l'intérêt de l'approche basée sur l'interférométrie présentée dans ce manuscrit. La deuxième quant à elle repose sur l'approche Harris. Celle-ci montre des résultats théoriques très intéressants, et ouvre la porte à une large réflexion, à une nouvelle vision et un énorme centre d'intérêt pour les filtres biréfringents. Elle offre ainsi une grande liberté sur l'amplitude et la phase d'une fonction de filtrage, et son optimisation et son implémentation en utilisant les filtres biréfringents ou une autre technologie représente non seulement des pistes mais aussi un véritable challenge pour des travaux ultérieurs. Enfin, de par l'augmentation considérable des performances des filtres biréfringents que nous avons présentés dans ce manuscrit, il serait intéressant d'étendre le domaine d'application à d'autres où la fonction de filtrage représente un des éléments clés. Nous pouvons retrouver, entre autres, l'imagerie médicale [142, 143, 144], l'accroductibilité des lasers [145], la télédétection [146] ou encore le filtrage dans le visible et l'affichage [147].

Bibliographie

- [1] D. Colladon, «Sur les réflexions d'un rayon de lumière à l'intérieur d'une veine liquide parabolique,» *Comptes rendus*, vol. 15, n° 1800, 1842.
- [2] R. G. Gould, «The Laser, Light Amplification by Stimulated Emission of Radiation,» chez *The Annual Arbor Conference on Optical Pumping, University of Michigan, Michigan, USA, 1959.*
- [3] T. H. Maiman, «Stimulated Optical Radiation in Ruby,» *Nature*, vol. 187, pp. 493-494, 1960.
- [4] K. C. Kao et G. A. Hockman, «Dielectric-Fibre Surface Waveguides for Optical Frequencies,» *Proceedings of the Institution of Electrical Engineers*, vol. 113, n° 17, pp. 1151-1158, 1966.
- [5] F. P. Kapron, D. B. Keck et R. D. Maurer, «Radiation Losses in Glass Optical Waveguides,» *Applied Physics Letters*, vol. 17, n° 110, 1970.
- [6] W. G. French, J. B. MacChesney, P. B. O'Conner et G. W. Tasker, «Optical Waveguides With Very Low Losses,» *Bell System Technical Journal*, vol. 35, n° 15, pp. 951-954, 1974.
- [7] T. Miya, Y. Terunuma, T. Hosaka et T. Miyashita, «Ultimate Low-Loss Single-Mode Fiber at 1,55 m,» *Electronics Letters*, vol. 15, n° 14, pp. 106-108, 1979.
- [8] W. J. Tomlinson et C. Lin, «Optical Wavelength-Division Multiplexer for the 1-1.4 Micron Spectral Region,» *Electronics Letters*, vol. 14, pp. 345-347, 1978.
- [9] R. J. Mears, L. Reekie, S. B. Poole et D. N. Payne, «Low-threshold Tunable CW and Q-Switched Fiber Laser Operating at 1.55 μm ,» *Electronics Letters*, vol. 22, pp. 159-160, 1986.
- [10] R. J. Mears, L. Reekie, I. M. Jauncey et D. N. Payne, «Low-Noise Erbium-Doped Fiber Amplifier at 1.54 μm ,» *Electronics Letters*, vol. 23, pp. 1026-1028, 1987.

- [11] E. Desuivre, J. Simpson et P. C. Becker, «High-Gain Erbium-Doped Traveling-Wave Fiber Amplifier,» *Optics Letters*, vol. 12, n° 111, pp. 888-890, 1987.
- [12] M. Fukutoku, T. Ohara, A. Kadohata, A. Hirano, T. Kawai, T. Komukai, M. Suzuki, S. Aisawa, T. Takahashi, M. Tomizawa, O. Ishida et S. Matsuoka, «Optimized Multi-Layer Optical Network Using In-Service ODU / Wavelength Path Re-Grooming,» chez *Optical Fiber Communication Conference*, Los Angeles, USA, 2011.
- [13] D. Lee, K. Lee, S. Yoo et J.-K. K. Rhee, «Efficient Ethernet Ring Mesh Network Design,» *Journal of Lightwave Technology*, vol. 29, n° 118, pp. 2677-2683, 2011.
- [14] N. A. Peters, P. Toliver, T. E. Chapuran, R. J. Runser, S. R. McNown, C. G. Peterson, D. Rosenberg, N. Dallmann, R. J. Hughes, K. P. McCabe, J. E. Nordholt et K. T. Tyagi, «Quantum Communications in Reconfigurable Optical Networks: DWDM QKD through a ROADM,» chez *Optical Fiber Communication Conference*, San Diego, USA, 2010.
- [15] A. M. Clarke, A. Borghesani, D. W. Smith, P. Ossieur, P. D. Townsend, R. Jensen et N. Parsons, «Demonstration of Wavelength Agile Metro Node Using Reflective Colorless Component,» chez *Optical Fiber Communication Conference*, Los Angeles, USA, 2011.
- [16] S. Tibuleac et M. Filer, «Trends in Next-Generation ROADM Networks,» chez *European Conference on Optical Communication*, Genève, Suisse, 2011.
- [17] Y. Ji, J. Zhang, Y. Sun, W. Gu, B. Ye et Y. Zhao, «Research and Realization of OADM Technology in Metro Optical Network,» *Proceedings of SPIE*, vol. 4583, pp. 159-170, 2001.
- [18] J. K. Rhee, I. Tomkos et M. J. Li, «A Broadcast-and-Select OADM Optical Network with Dedicated Optical-Channel Protection,» *Journal of Lightwave Technology*, vol. 21, n° 11, pp. 25-31, 2003.
- [19] A. Tzanakaki, I. Zacharopoulos et I. Tomkos, «Optical Add/Drop Multiplexers and Optical Cross-Connects for Wavelength Routed Networks,» *Proceedings of 5th IEEE International Conference on Transparent Optical Networks*, vol. 1, pp. 41-46, 2003.
- [20] L. Eldada, «Optical Add/Drop Multiplexing Architecture for Metro Area Networks,» *Optoelectronics & Communications, SPIE Newsroom*, 2008.
- [21] C. A. Al Sayeed, A. Vukovic, O. Yang et H. Hua, «Hybrid Low Loss Architecture for Reconfigurable Optical Add/Drop Multiplexer,» chez *Global Telecom. Conference*, San

- Francisco, CA, USA, 2006.
- [22] P. Colbourne et B. Collings, «ROADM Switching Technologies,» chez *Optical Fiber Comm. Conference*, Los Angeles, USA, 2011.
- [23] C.-M. Tsai, H. Taga, C.-H. Yang, Y.-L. Lo et T.-C. Liang, «Demonstration of a ROADM Using Cyclic AWGs,» *Journ. of Lightwave Techn.*, vol. 29, n° 118, pp. 2780-2784, 2011.
- [24] M. Shen, F. Xiao, S. Ahderom et K. Alameh, «An Opto-VLSI-based reconfigurable optical add/drop multiplexer employing an off-axis 4-f imaging system,» *Optics Express*, vol. 17, n° 116, pp. 14015-14022, 2009.
- [25] J. Ertel, R. Helbing, C. Hoke, O. Landolt, K. Nishimura, P. Robrish et R. Trutna, «Design and Performance of a Reconfigurable Liquid-Crystal-Based Optical Add/Drop Multiplexer,» *Journ. of Lightwave Techn.*, vol. 24, n° 14, pp. 1674-1680, 2006.
- [26] L. Eldada, «ROADM Architectures and Technologies for Agile Optical Networks,» *Proceedings of SPIE, the International Society for Optical Engineering*, vol. 6476, pp. 647605.1-647605.12, 2007.
- [27] R. Ryf, Y. Su, L. Möller, S. Chandrasekhar, X. Liu, D. T. Neilson et C. R. Giles, «Wavelength Blocking Filter With Flexible Data Rates and Channel Spacing,» *Journ. of Lightwave Techn.*, vol. 23, n° 11, pp. 54-61, 2005.
- [28] B. P. Keyworth, «ROADM Subsystems and Technologies,» chez *Optical Fiber Comm. Conference*, Anaheim, CA, USA, 2005.
- [29] E. B. Basch, R. Egorov, S. Gringeri et S. Elby, «Architectural Tradeoffs for Reconfigurable Dense Wavelength-Division Multiplexing Systems,» *IEEE Journ. of Slect. Topics in Quantum Electron.*, vol. 12, n° 14, pp. 615-626, 2006.
- [30] L. Eldada, J. Fujita, A. Radojevic, T. Izuhara, R. Gerhardt, S. Jiandong, D. Pant, F. Wang et A. Malek, «40-Channel Ultra-Low-Power Compact PLC-Based ROADM Subsystem,» chez *Optical Fiber Comm. Conference*, Anaheim, CA, USA, 2006.
- [31] C. A. Al Sayeed, A. Vukovic et O. Yang, «Performance Optimization of PLC-based ROADM Subsystem in Ring-to-Ring Interconnection,» chez *Proc. of IEEE International Conference on Comm.*, Istanbul, Turkey, 2006.

- [32] JDS Uniphase, «40 Channel Integrated PLC Reconfigurable Optical Add/Drop Multiplexer,» 2011. [En ligne]. Available: <http://www.jdsu.com>. [Accès le 2011].
- [33] JDS Uniphase, «PLC Reconfigurable Optical Add/Drop Multiplexer for C or L Bands (32 Channel),» 2010. [En ligne]. Available: <http://www.jdsu.com>. [Accès le 2010].
- [34] R. Shankar, M. Florjanczyk, T. J. Hall, A. Vukovic et H. Hua, «Multi-degree ROADM Based on Wavelength Selective Switches: Architectures and Scalability,» *Optics Comm.*, vol. 279, n° 11, pp. 94-100, 2007.
- [35] M. Allen, C. Liou, S. Melle et V. Vusirikala, «Digital Optical Network Using Photonic Intergrated Circuits (PICs) Address the Challenges of Reconfigurable Optical Networks,» *IEEE Comm. Magazine*, Vols. 1 sur 20163-6804, pp. 35-43, 2008.
- [36] T. Kawai, T. Kobayashi, T. Inui, T. Komukai, T. Kataoka, M. Fukutoku, M. Tomizawa, Y. Ishii, E. Hashimoto, Y. Kawajiri et T. Watanabe, «Multi-degree ROADM Based on Massive Port Count WSS with Integrated Colorless Ports,» chez *Optical Fiber Comm. Conference*, Los Angeles, USA, 2011.
- [37] R. Jensen, A. Lord et N. Parsons, «Colourless, Directionless, Contentionless ROADM Architecture Using Low-Loss Optical Matrix Switches,» chez *European Conference on Optical Comm.*, Torino, Italie, 2010.
- [38] Y. Sakurai, M. Kawasugi, Y. Hotta et S. Khan, «LCOS-Based 4x4 Wavelength Cross-Connect Switch For Flexble Channel Management in ROADMs,» chez *Optical Fiber Comm. Conference*, Los Angeles, USA, 2011.
- [39] T. Watanabe, K. Suzuki, T. Goh, K. Hattori, A. Mori, T. Takahashi et T. Sakamoto, «Compact PLC-based Transponder Aggregator for Colorless and Directionless ROADM,» chez *Optical Fiber Comm. Conference*, Los Angeles, USA, 2011.
- [40] R. Hirako, K. Ishii, H. Hasegawa, K. Sato, H. Takahashi et M. Okuno, «Compact Hierarchical Optical Cross-Connect Utilizing Newly Designed Waveband Selective Switch with Extra Ports for Grooming,» chez *European Conference on Optical Comm.*, Genève, Suisse, 2011.
- [41] S. Mitsui, H. Hasegawa, K. Sato, S. Kamei, H. Takahashi et M. Okuno, «Demonstration of Compact Hierarchical Optical Path Cross-Connect Utilizing Wavelength/Waveband Selective Switches,» chez *Optical Fiber Comm. Conference*, San Diego, USA, 2010.

- [42] A. Rohit, A. Albores-Mejia, J. Bolk, X. Leijtens et K. Williams, «Multi-path Routing in an Monolithically Integrated 4x4 Broadcast and Select WDM Cross-Connect,» chez *European Conference on Optical Comm.*, Genève, Suisse, 2011.
- [43] Y. Sakamaki, T. Kawai, T. Komukai, M. Fukutoku, T. Kataoka, T. Watanabe et Y. Ishii, «Experimental Demonstration of Colourless, Directionless, Contentionless ROADM Using 1x43 WSS and PLC-based transponder Aggregator for 127-Gbit/s DP-QPSK System,» chez *European Conference on Optical Comm.*, Genève, Suisse, 2011.
- [44] R. Jensen, «Optical Switch Architectures for Emerging Colorless/Directionless/Contentionless ROADM Networks,» chez *Optical Fiber Comm. Conf.*, Los Angeles, USA, 2011.
- [45] K. Ishii, H. Hasegawa et K. Sato, «Impacts of Waveband Capacity and Waveband Add/Drop Ratio on the Performance of ROADM-Ring Connecting Hierarchical Optical Path Cross-Connects,» chez *Optical fiber Comm. Conference*, San Diego, USA, 2010.
- [46] Y. Yamada, H. Hasegawa et K. Sato, «Novel Hierarchical Optical Cross-Connect Architecture Utilizing Dedicated Add/Drop Switches that Effectively Offer Colorless and Directionless Capability,» chez *Optical Fiber Comm. Conference*, Los Angeles, USA, 2011.
- [47] A. Rohit, A. Albores-Mejia, N. Calabretta, X. Leijtens, D. Robbins, M. Smit et K. Williams, «Fast Remotely Reconfigurable Wavelength Selective Switch,» chez *Optical Fiber Comm. Conference*, Los Angeles, USA, 2011.
- [48] S. Nakamura, S. Takahashi, M. Sakauchi, T. Hino, M.-B. Yu et G.-Q. Lo, «Wavelength Selective Switching with one-chip silicon photonic circuit including 8x8 matrix switch,» chez *Optical Fiber Comm. Conference*, Los Angeles, USA, 2011.
- [49] S. Frisken, G. Baxter, D. Abamoukov, H. Zhou, I. Clarke et S. Poole, «Flexible and Grid-less Wavelength Selective Switch using LCoS Technology,» chez *Optical Fiber Comm. Conference*, Los Angeles, USA, 2011.
- [50] D. M. Marom, D. T. Neilson, D. S. Greywall, C.-S. Pai, N. R. Basavanhally, V. A. Aksyuk, D. O. Lopez, F. Pardo, M. E. Simon, Y. Low, P. Kolodner et C. a. Bolle, «Wavelength-Selective 1 x K Switches Using Free-Space Optics and MEMS Micromirrors : Theory, Design, and Implementation,» *Journ. of Lightwave Techn.*, vol. 23, n° 14, pp. 1620-1630, 2005.

- [51] JDS Uniphase, «Wavelength Selective Switch (WSS) 5x1,» 2010. [En ligne]. Available: <http://www.jdsu.com>. [Accès le 2010].
- [52] JDS Uniphase, «Wavelength Selective Switch (WSS) 1x9,» 2010. [En ligne]. Available: <http://www.jdsu.com>. [Accès le 2010].
- [53] G. Baxter, S. Frisken, D. Abakoumov, H. Zhou, I. Clarke, A. Bartos et S. Poole, «Highly Programmable Wavelength Selective Switch Based on Liquid Crystal on Silicon Switching Elements,» chez *Optical Fiber Comm. Conference*, California, USA, 2006.
- [54] S. Frisken, H. Zhou, D. Abamoukov, G. Baxter, S. Poole, H. Ereifej et P. Hallemeier, «High Performance 'Drop and Continue' Functionality in a Wavelength Selective Switch,» chez *Optical Fiber Comm. Conference*, California, USA, 2006.
- [55] Finisar, «DWP 100 Wavelength Selective Switch,» 2011. [En ligne]. Available: <http://www.finisar.com>. [Accès le 2011].
- [56] Finisar, «DWP 50 Wavelength Selective Switch,» 2011. [En ligne]. Available: <http://www.finisar.com>. [Accès le 2011].
- [57] A. Vukovic, «Low Loss Reconfigurable Add/Drop Modules,» chez *Optimization of Optical Networks*, Montreal, Canada, 2007.
- [58] E. H. W. Chan, «High-Order Infinite Impulse Response Microwave Photonic Filters,» *Journal of Lightwave Technology*, vol. 29, n° 112, pp. 1775-1782, 2011.
- [59] O. S. Ahmed, M. A. Swillam, M. H. Bakr et X. Li, «Efficient Design Optimization of Ring Resonator-Based Optical Filters,» *Journal of Lightwave Technology*, vol. 29, n° 118, pp. 2812-2817, 2011.
- [60] F. Hu et Z. Zhou, «Wavelength Filtering and Demultiplexing Structure Based on Aperture-Coupled Plasmonic Slot Cavities,» *Journal of Optical Society of America B*, vol. 28, n° 110, pp. 2518-2523, 2011.
- [61] A. Wise, M. Tur et A. Zadok, «Sharp Tunable Optical Filters Based on the Polarization Attributes of Stimulated Brillouin Scattering,» *Optics Express*, vol. 19, n° 122, pp. 21945-21955, 2011.
- [62] L. Wei, T. T. Alkeskjold et A. Bjarklev, «Electrically Tunable Bandpass Filter Based on

- Liquid Crystal Photonic Bandgap Fibers,» chez *Optical Fiber Comm. Conference*, San Diego, USA, 2010.
- [63] S. Ibrahim, L. W. Luo, S. S. Djordjevic, C. B. Poitras, L. Zhou, N. K. Fontaine, B. Guan, S. Cheung, Z. Ding, K. Okamoto, M. Lipson et S. J. B. Yoo, «Fully Reconfigurable Silicon Photonic Lattice Filters with Four Cascaded Unit Cells,» chez *Optical Fiber Comm. Conference*, San Diego, USA, 2010.
- [64] E. Hamidi, D. E. Leaird et A. M. Weiner, «Tunable Microwave Photonic Filter with Programmable Apodization Based on Optical Comb,» chez *Optical Fiber Comm. Conference*, San Diego, USA, 2010.
- [65] M. Song, C. M. Long, R. Wu, D. Seo, D. E. Leaird et A. M. Weiner, «Reconfigurable and Tunable Flat-Top Microwave Photonic Filters Utilizing Optical Frequency Combs,» *Photonics Techn. Letters*, vol. 23, n° 121, pp. 1618-1620, 2011.
- [66] P. Prabhathan, V. M. Murukeshan, Z. Jing et P. V. Ramana, «Broadband Tunable Bandpass Filters Using Phase Shifted Vertical Side Wall Grating in a Submicrometer Silicon-on-Insulator Waveguide,» *Applied Optics*, vol. 48, n° 129, pp. 5598-5603, 2009.
- [67] Z. Zheng, G. Yang, H. Li et X. Liu, «Three-Stage Fabry-Perot Liquid Crystal Tunable Filter With Extended Spectral Range,» *Optics Express*, vol. 19, n° 13, pp. 2158-2164, 2011.
- [68] L.-S. Yan, J. Ye, H.-Y. Jiang, W. Pan, B. Luo, A.-L. Yi, Y.-H. Guo et X. S. Yao, «A Photonic Comb Filter With Independently and Digitally Tunable Bandwidth and Frequency Spacing,» *Photonics Techn. Letters*, vol. 23, n° 113, pp. 857-859, 2011.
- [69] H. Y. Jiang, L. S. Yan, J. Ye, W. Pan, B. Luo et X. S. Yao, «Comb Filter With Independently Tunable Wavelength Spacing and Bandwidth Using Cascaded Variable Differential Group Delay Elements,» *Optics Letters*, vol. 36, n° 112, pp. 2305-2307, 2011.
- [70] Finisar, «Waveshaper 100S Channel Selector,» 2010. [En ligne]. Available: <http://www.finisar.com>. [Accès le 2012].
- [71] Finisar, «Waveshaper 1000S Programmable Optical Filter,» 2010. [En ligne]. Available: <http://www.finisar.com>. [Accès le 2012].
- [72] Finisar, «Waveshaper 4000S Multiport Optical Processor,» 2010. [En ligne]. Available:

- <http://www.finisar.com>. [Accès le 2012].
- [73] Finisar, «Waveshaper M Series OEM Programmable Optical Processors,» 2010. [En ligne]. Available: <http://www.finisar.com>. [Accès le 2012].
- [74] Alnair Labs, «Bandwidth-Variable Tunable Filter CVF-220CL,» 2010. [En ligne]. Available: <http://www.alnair-labs.com>. [Accès le 2012].
- [75] Alnair Labs, «High Power Bandwidth-Variable Tunable Filter BVF200-HPCL,» 2010. [En ligne]. Available: <http://www.alnair-labs.com>. [Accès le 2012].
- [76] Alnair Labs, «Wavelength Tunable Optical Filter WTF-200,» 2010. [En ligne]. Available: <http://www.alnair-labs.com>. [Accès le 2012].
- [77] Yenista, «XTA-50 Highly Selective Tunable Filter,» 2009. [En ligne]. Available: <http://www.yenista.com>. [Accès le 2012].
- [78] Yenista, «WS160 Flat-Top Tunable Filter with Adjustable Bandwidth,» 2009. [En ligne]. Available: <http://www.yenista.com>. [Accès le 2012].
- [79] Telecommunication Standardization Sector of ITU, «Series G: Transmission Systems and Media, Digital Systems and Networks,» p. G.694.1, 2002.
- [80] B. E. A. Saleh et M. C. Teich, *Fundamentals of photonics*, John Wiley & Sons, Inc., 1991.
- [81] S. Huard, *Polarisation de la lumière*, Masson, 1994.
- [82] A. Yariv et P. Yeh, *Optical Waves in Crystals*, John Wiley & Sons Inc., 1984.
- [83] S. S. Ballard, J. S. Browder et J. F. Ebersole, *American Institute of Physics Handbook*, MacGraw-Hill, New York, USA: D. E. Gray, 1982.
- [84] I. Solc, «Birefringent Chain Filters,» *Journal of Optical Society of America*, vol. 55, pp. 621-625, 1965.
- [85] B. Lyot, «The Birefringent Filter and its Application in Solar Physics,» *Ann. Astrophys.*, vol. 7, pp. 31-36, 1944.
- [86] O. Lehmann, «Über Fließende Krystalle,» *Zeitschrift für Physikalische Chemie*, vol. 4, pp. 462-472, 1889.

- [87] T. J. Sluckin, D. A. Donmur et H. Stegemeyer, *Crystals that Flow*, Taylor and Francis, 2004.
- [88] G. Friedel, «Les Etats Méomorphes de la Matière,» *Annales de Physique*, vol. 18, pp. 273-474, 1922.
- [89] A. Parish, S. Gauza, S.-T. Wu, J. Dziaduszek et R. Dabrowski, «New Fluorinated Terphenyl Isothiocyanate Liquid Crystal Single Compounds and Mixtures,» *Mol. Cryst. Liq. Cryst.*, vol. 489, pp. 348-365, 2008.
- [90] M. Mitov, *Les Cristaux Liquides, Que Sais-Je?*, PUF, 2000.
- [91] N. Ishida, Y. Takanishi, J. Yamamoto et A. Yoshizawa, «Amphiphilic Liquid Crystal Exhibiting the Smectic A to Smectic C Phase Transition without Layer Contraction,» *Appl. Phys. Express*, vol. 4, 2011.
- [92] M. V. Gorkunov, F. Giesselmann, J. P. F. Lagerwall, T. J. Sluckin et M. A. Osipov, «Molecular Model for de Vries Type Smectic A-Smectic C Phase Transition in Liquid Crystals,» *Physical Review*, vol. 75, 2007.
- [93] J. C. Roberts, N. Kapernaum, F. Giesslmann, M. D. Wand et R. P. Lemieux, «Fast Switching Organosiloxane Ferroelectric Liquid Crystal,» *Jour. Mater. Chem.*, vol. 18, pp. 5301-5306, 2008.
- [94] M. V. Vasnetsov, V. A. Pas'ko et D. S. Kasyanyuk, «Observation of Polarization Conflict Caused by Geometrical Phase in a Twisted Nematic Liquid Crystal Cell,» *Optics Letters*, vol. 36, pp. 2134-2136, 2011.
- [95] N. Vieweg, M. K. Shakfa et M. Koch, «BL037 : A Nematic Mixture with High Terahertz Birefringence,» *Optics Comm.*, vol. 284, pp. 1887-1889, 2011.
- [96] Y. Okuno, H. Fukunaga, M. Ichihashi et H. Toyoki, «Angle Dependence of Nematic Liquid Crystal Dynamics with Conical Boundary Condition,» *Jap. Journ. of Appl. Phys.*, vol. 47, pp. 4643-4650, 2008.
- [97] S. Gauza, S.-T. Wu, A. Spadlo et R. Dabrowski, «High Performance Room Temperature Nematic Liquid Crystals Based on Laterally Fluorinated Isothiocyanato-Tolanes,» *Journ. of Disp. Tech.*, vol. 2, pp. 247-253, 2006.
- [98] S. Gauza, A. Parish, S.-T. Wu, A. Spadlo et R. Dabrowski, «Fast Switching in the Vicinity of

- Smectic-to-Nematic Phase Transition in High Birefringence Isothiocyanate Mixtures,» *Jap. Journ. of Appl. Phys.*, vol. 48, 2009.
- [99] Q. Song, S. Gauza, H. Xianyu, S. T. Wu, Y.-M. Liao, C.-Y. Chang et C.-S. Hsu, «High Birefringence Lateral Difluoro Phenyl Tolane Liquid Crystals,» *Liquid Crystals*, vol. 37, pp. 139-147, 2010.
- [100] C. O. Catanescu, S.-T. Wu et L.-C. Chien, «Tailoring the Physical Properties of some High Birefringence Isothiocyanato-based Liquid Crystals,» *Liquid Crystals*, vol. 31, pp. 541-555, 2004.
- [101] S. Gauza, C.-H. Wen, S.-T. Wu, N. Janarthanan et C.-S. Hsu, «Super High Birefringence Isothiocyanato Biphenyl-Bistolane Liquid Crystals,» *Jap. Journ. of Appl. Phys.*, vol. 43, pp. 7634-7638, 2004.
- [102] S. Gauza, P. Kula, X. Liang, S.-T. Wu et R. Dabrowski, «High Birefringence and Low Viscosity Liquid Crystal with Negative Dielectric Anisotropy,» *Mol. Cryst. Liq. Cryst.*, vol. 509, pp. 789-801, 2009.
- [103] S. Gauza, M. Jiao, S.-T. Wu, P. Kula, R. Dabrowski et X. Liang, «High Birefringence and Low Viscosity Negative Dielectric Anisotropy Liquid Crystals,» *Liquid Crystals*, vol. 35, pp. 1401-1408, 2008.
- [104] M. Miesowicz, «The Three Coefficients of Viscosity of Anisotropic Liquids,» *Nature*, vol. 158, 1946.
- [105] F. C. Frank, «I. Liquid Crystals. On the Theory of Liquid Crystals,» *Discuss. Faraday Soc.*, vol. 25, pp. 19-28, 1958.
- [106] S.-T. Wu, U. Efron et L. D. Hess, «Birefringence Measurements of Liquid Crystals,» *Applied Optics*, vol. 23, pp. 3911-3915, 1984.
- [107] S.-T. Wu, «Absorption Measurements of Liquid Crystals in the Ultraviolet, Visible, and Infrared,» *Journ. of Applied Physics*, vol. 84, pp. 4462-4465, 1998.
- [108] S.-T. Wu, «Infrared Properties of Nematic Liquid Crystals: an Overview,» *Optical Engineering*, vol. 26, pp. 120-128, 1987.
- [109] B.-E. Benkelfat, Q. Zou et B. Vinouze, «Low-Voltage Continuous Tunable Hybrid Filter for

- Tailored Optical-Bandwidth Operation,» *IEEE Photonic Technology Letters*, vol. 16, pp. 1098-1100, 2004.
- [110] D. T. H. Tan, K. Ikeda, S. Zamek, A. Mizrahi, P. Nezhad, A. V. Krishnamoorthy, K. Raj, J. E. Cunningham, X. Zheng, I. Shubin, Y. Luo et Y. Fainman, «Wide Bandwidth, Low Loss 1 by 4 Wavelength Division Multiplexer on Silicon for Optical Interconnects,» *Optics Express*, vol. 19, n° 13, pp. 2401-2409, 2011.
- [111] D. F. Bendimerad, B.-E. Benkelfat, Y. Gottesman, O. Seddiki, B. Vinouze et R. Hamdi, «Contrast and Finesse Enhancement in a Birefringent Filter,» *IEEE Photonics Technology Letters*, vol. 23, n° 122, pp. 1721-1723, 2011.
- [112] D. F. Bendimerad, B.-E. Benkelfat, Y. Gottesman, O. Seddiki et R. Hamdi, «Performances of a Tunable Birefringent Filter for High Density Multi-Wavelength Applications,» chez *Photonics North Conference*, Ottawa, Canada, 2011.
- [113] R. Hamdi, B.-E. Benkelfat, B. Vinouze et M. Benslama, «Multi-Channel Amplitude Equalization Based on Liquid Crystal Polarization Interference Filters,» *Journal of Optics A : Pure and Applied Optics*, vol. 11, 2009.
- [114] D. F. Bendimerad, B.-E. Benkelfat, R. Hamdi, Y. Gottesman, O. Seddiki et B. Vinouze, «Channel Equalization and Bandwidth Tuning Using a LC-Based Tunable Hybrid Birefringent Filter,» *Journal of Lightwave Technology*, vol. 30, n° 113, pp. 2103-2109, 2012.
- [115] R. Hamdi, B.-E. Benkelfat, Q. Zou et Y. Gottesman, «Bandwidth Tuning of Hybrid Liquid-Crystal Solc Filters Based on an Optical Cancelling Technique,» *Optics Communications*, vol. 269, pp. 64-68, 2007.
- [116] S. S. Ballard, J. S. Browder et J. F. Ebersole, *American Institute of Physics Handbook*, McGraw-Hill, New York, USA: D. E. Gray, 1982.
- [117] G. Ghosh, «Dispersion-Equation Coefficients for the Refractive Index and Birefringence of Calcite and Quartz Crystals,» *Optics Communications*, vol. 163, pp. 95-102, 1999.
- [118] P. J. Winzer, G. Raybon, H. Song, A. Adamiecki, S. Corteselli, A. H. Gnauck, D. A. Fishman, C. R. Doerr, S. Chandrasekhar, L. L. Buhl, T. J. Xia, G. Wellbrock, W. Lee, B. Basch, T. Kawanishi, K. Higuma et Y. Painchaud, «100-Gb/s DQPSK Transmission: From Laboratory Experiments to Field Trials,» *Journal of Lightwave Technology*, vol. 26, n° 120, pp. 3388-

3402, 2008.

- [119] Y. Cai, J.-X. Cai, C. R. Davidson, D. G. Foursa, A. J. Lucero, O. V. Sinkin, Y. Sun, A. N. Pilipetskii, G. Mohs et N. S. Bergano, «Ultra-Long-Haul WDM Transmission with High Spectral Efficiency,» *IEICE Transactions on Communications*, Vols. 1 sur 2E94-B, n° 12, pp. 392-399, 2011.
- [120] D. Lavery, S. Liu, Y. Jeong, J. Nilsson, P. Petropoulos, P. Bayvel et S. J. Savory, «Realizing High Sensitivity at 40 Gbit/s and 100 Gbit/s,» chez *Optical Fiber Communications Conference*, Los Angeles, USA, 2012.
- [121] S. Chandrasekhar, X. Liu, T. H. Wood et R. W. Tkach, «High Sensitivity Modulation Formats,» chez *Optical Fiber Communications Conference*, Los Angeles, USA, 2012.
- [122] A. Seck, J. Vuong, P. Ramantanis, D. F. Bendimerad, Y. Frignac, C. Lepers et B.-E. Benkelfat, «Numerical Investigation of Performance Variability for WDM Transmission Systems using PDM-QPSK Channels,» chez *Optical Fiber Communications Conference*, Los Angeles, USA, 2012.
- [123] E. Agrell et M. Karlsson, «Power-Efficient modulation formats in coherent transmission systems,» *Journal of Lightwave Technology*, vol. 27, n° 122, pp. 5115-5126, 2009.
- [124] M. Karlsson et E. Agrell, «Which is the most Power-Efficient Modulation Format in Optical Links?,» *Optics Express*, vol. 17, n° 113, pp. 10814-10819, 2009.
- [125] P. J. Winzer et R.-J. Essiambre, «Advanced Modulation Formats for High-Capacity Optical Transport Networks,» *Journal of Lightwave Technology*, vol. 24, n° 112, pp. 4711-4728, 2006.
- [126] I. P. Kaminow, T. Li et A. E. Willner, *Optical Fiber Telecommunications*, Academic Press Inc, 2008.
- [127] G. Bosco et P. Poggiolini, «On the Joint Effect of Receiver Impairments on Direct-Detection DQPSK Systems,» *Journal of Lightwave Technology*, vol. 24, n° 13, pp. 1323-1333, 2006.
- [128] I. Lyubomirsky, «Coherent Detection for Optical Duobinary Communications Systems,» *IEEE Photonics Technology Letters*, vol. 18, n° 17, pp. 868-870, 2006.
- [129] E. Ip, A. P. T. Lau, D. J. F. Barros et J. M. Kahn, «Coherent Detection in Optical Fiber

- Systems,» *Optics Express*, vol. 16, n° 12, pp. 753-791, 2008.
- [130] M. G. Taylor, «Coherent detection Method using DSP for Demodulation of Signal and Subsequent Equalization of Propagation Impairments,» *IEEE Photonics Technology Letters*, vol. 16, n° 12, pp. 674-676, 2004.
- [131] T. Okoshi et K. Kikuchi, *Coherent Optical Fiber Communications*, Boston, USA: Kluwer Academic Publishers, 1988.
- [132] D. Chang, F. Yu, Z. Xiao, Y. Li, N. Stojanovic, C. Xie, X. Shi, X. Xu et Q. Xiong, «FPGA Verification of a Single QC-LDPC Code for 100 Gb/s Optical Systems without Error Floor down to BER of 10⁻¹⁵,» chez *Optical Fiber Communications Conference*, Los Angeles, USA, 2011.
- [133] F. Yu, N. Stojanovic, F. N. Hauske, D. Chang, Z. Xiao, G. Bauch, D. Pflueger, C. Xie, Y. Zhao, L. Jin, Y. Li, L. Li, X. Xu et Q. Xiong, «Soft-Decision LDPC Turbo Decoding for DQPSK Modulation in Coherent Optical Receivers,» chez *European Conference on Optical Communications Conference*, Genève, Suisse, 2011.
- [134] F. Heismann et P. Mamyshev, «43-Gb/s NRZ-PDPSK WDM Transmission with 50-GHz Channel Spacing in Systems with Cascaded Wavelength-Selective Switches,» chez *Optical Fiber Communication Conference (OFC)*, San Diego, USA, 2009.
- [135] F. Heismann, «System Requirements for WSS Filter Shape in Cascaded ROADMs Networks,» chez *Optical Fiber Communication Conference (OFC)*, San Diego, USA, 2010.
- [136] R. J. Pegis, «An Exact Design Method for Multilayer Dielectric Films,» *Journal of Optical Society of America*, vol. 51, n° 111, pp. 1255-1264, 1961.
- [137] S. E. Harris, E. O. Ammann et I. C. Chang, «Optical Network Synthesis Using Birefringent Crystals. I. Synthesis of Lossless Networks of Equal-Length Crystals,» *Journal of Optical Society of America*, vol. 54, n° 110, pp. 1267-1279, 1964.
- [138] A. J. Jerri, *The Gibbs Phenomenon in Fourier Analysis, Splines and Wavelet Approximations*, New York, USA: Springer-Verlag New York Inc, 1998.
- [139] J. Li, K. Worms, R. Maestle, D. Hillerkuss, W. Freude et J. Leuthold, «Free-Space Optical Delay Interferometer With Tunable Delay and Phase,» *Optics Express*, vol. 19, n° 112, pp.

11654-11666, 2011.

- [140] X. Rejeunier, S. Calvez, P. Mollier, H. Porte et J. P. Goedgebuer, «A Tunable Mode-Locked Erbium-Doped Fibre Laser Using a Lyot-Type Tuner Integrated in Lithium Niobate,» *Optics Communications*, vol. 185, pp. 375-380, 2000.
- [141] M. Johnson, «Single-Mode-Fiber Birefringent Filters,» *Optics Letters*, vol. 5, n° 14, pp. 142-144, 1980.
- [142] S. J. Woltman, G. D. Jay et G. P. Crawford, «Liquid-Crystal Materials Find a New Order in Biomedical Applications,» *Nature Materials*, vol. 6, pp. 929-938, 2007.
- [143] O. Aharon et I. Abdulhalim, «Tunable Optical Filter Having a Large Dynamic Range,» *Optics Letters*, vol. 34, pp. 2114-2116, 2009.
- [144] O. Aharon et I. Abdulhalim, «Liquid Crystal Lyot Tunable Filter with Extended Free Spectral Range,» *Optics Express*, vol. 17, pp. 11426-11433, 2009.
- [145] B.-E. Benkelfat, Y. Gottesman, R. Hamdi et M. Cheikhbled, «Continuously Tunable Single-Frequency Fiber Laser Based on Novel Hybrid Solc Filter,» *Proceedings SPIE*, vol. 5840, pp. 774-80, 2005.
- [146] P. Foukal, P. Miller et C. Hoyt, «Liquid Crystal Tunable Light Filters for Surveillance and Remote Sensing Applications,» *Proceedings SPIE*, vol. 1952, pp. 168-177, 1993.
- [147] D. D. Huang, X. J. Yu, H. C. Huang et H. S. Kwok, «Design of Polarizing Color Filters With Double-Liquid-Crystal Cells,» *Applied Optics*, vol. 41, pp. 4638-4644, 2002.

Bibliographie de l'auteur

- [111] D. F. Bendimerad, B.-E. Benkelfat, Y. Gottesman, O. Seddiki, B. Vinouze et R. Hamdi, «Contrast and Finesse Enhancement in a Birefringent Filter,» *IEEE Photonics Technology Letters*, vol. 23, n° 122, pp. 1721-1723, 2011.
- [112] D. F. Bendimerad, B.-E. Benkelfat, Y. Gottesman, O. Seddiki et R. Hamdi, «Performances of a Tunable Birefringent Filter for High Density Multi-Wavelength Applications,» chez *Photonics North Conference*, Ottawa, Canada, 2011.
- [114] D. F. Bendimerad, B.-E. Benkelfat, R. Hamdi, Y. Gottesman, O. Seddiki et B. Vinouze, «Channel Equalization and Bandwidth Tuning Using a LC-Based Tunable Hybrid Birefringent Filter,» *Journal of Lightwave Technology*, vol. 30, n° 113, pp. 2103-2109, 2012.

Annexes

Performances of a tunable birefringent filter for high density multi-wavelength applications

D. F. Bendimerad, B.-E. Benkelfat, Y. Gottesman, O. Seddiki, and R. Hamdi

(Presented in: Photonics North conference, 16-18 may 2011, Ottawa, Canada)

Abstract

One of the most important functionality in any optical network is the filtering function. High performances devices dedicated to this function are desirable, especially for DWDM (Dense wavelength Division Multiplexing) configurations. The optical filters must be adapted to the high density spectrum, and so, have a high contrast (over 40dB) and a Full Width at Half Maximum (FWHM) which respect the ITU grid (0,4 and 0,8nm). In addition, this kind of filters must ensure another function: the channel equalization. Many technologies are used to implement this kind of devices.

In this paper, we propose the use of an alternative technology to implement the optical filters dedicated for high density multi-wavelength applications: the Polarization Interference Filters (PIFs) and particularly the Lyot filters, which constitute a very interesting solution owing to their simplicity. To reach the optical network application requirements, in term of contrast, FWHM, and equalization function, we introduce a modified Lyot filter.

The proposed device is a simple N-interferometer Lyot filter placed between two mirrors, to let the light beam pass through the structure back and forth. Two other interferometers, similar to the first Lyot filter interferometer, are added at the input of the filter, before the mirror. Each interferometer is composed by a retarder (calcite birefringent plate) held between two parallel polarizers. Each retarder is associated to a Liquid Crystal Cell (LCC), dedicated to the tuning function.

The adequate contrast and FWHM of optical networks are attained by let the light beam passes through the filter several time and choosing judiciously the opto-geometrical characteristics of the retarders and the LCCs, respectively. The final simulation results of the filter, in the C-band (1530-1565nm), are 79,59dB and 0,84nm for the contrast and the FWHM, respectively. The equalization function is achieved continuously by changing the central-wavelength of the two additional interferometers, for continuous values of the LCCs birefringence. The dynamic is between 0 and 57,32dB (normalized values).

Contrast and Finesse Enhancement in a Birefringent Filter

Djalal Falih Bendimerad, Badr-Eddine Benkelfat, *Senior Member, IEEE*, Yaneck Gottesman, Omar Seddiki, Bruno Vinouze, and Rachid Hamdi

Abstract—We propose and demonstrate a novel optical implementation to simultaneously improve the contrast and increase the finesse of a classical N -stage Lyot filter. The new device based on the multiple-passage concept uses two mirrors placed at the extremities of the filter. The light beam passes through the structure back and forth and each passage has a significant influence in reducing the sidelobes and the bandwidth of the filter transmittance. We show that for a two-stage Lyot filter, the contrast is increased by 100% after each passage and the finesse is improved by over 50% after four passages and more. Such a device is highly desirable in a wide field where the filtering function requires high performances in term of contrast and finesse.

Index Terms—Birefringent filter, liquid crystal, Lyot filter.

I. INTRODUCTION

POLARIZATION interference filters (also called birefringent filters) are key elements in many fields of modern science, such as biomedical imaging [1]–[3], solar physics [4], color filtering and displays [5], remote sensing [6], wavelength laser tuning [7], and applications for wavelength-division multiplexing (WDM) optical networks [8], [9]. Lyot and Solc filters, which are the most popular versions of this kind of filters are formed by a set of retarders (birefringent plates) and polarizers [4], [10]. The contrast, defined as the ratio between the transmission maxima and the first side-lobe levels, improves slightly when the number of retarders increases while the finesse, which represents the ratio between the free spectral range (FSR) and the full width at half maximum (FWHM), increases when the number of retarders increases. However, implementing a highly selective filter requires both an improved

contrast and a large finesse. High birefringent filter performances have already been reported [11], [12], but the methods used involve complex structure configuration because of the angle orientations of the birefringent plates. Another method, introduced by Harris [13], consists in the implementation of a structure with arbitrary azimuthal angles to reach an arbitrary output function. This method is particularly interesting because filters with huge contrast and high finesse can thus be achieved. Nevertheless, the orientations of the angles make very difficult the structure feasibility and a high number of birefringent plates is generally needed to reach good performances. In this letter, we focus on the Lyot filter and propose a simple method to reduce side-lobes and decrease the FWHM and hence achieve both a theoretical high contrast and a better finesse.

II. PRINCIPLE OF OPERATION

A. Theory

An N -stage Lyot filter is based on the succession of N interferometers. Each interferometer is composed of a retarder held between two parallel polarizers. The retarders have thicknesses $e, 2e, 4e, \dots, 2^{N-1}e$, respectively. Their optic axes are oriented azimuthally at 45° with respect to the polarizer axis. The transmittance of the N -stage Lyot filter is given by [14].

$$I_{\text{Lyot}} = I_0 \left[\frac{\sin \left(2^N \frac{\delta\varphi}{2} \right)}{2^N \sin \left(\frac{\delta\varphi}{2} \right)} \right]^2 \quad (1)$$

where $\delta\varphi = (2\pi/\lambda)\Delta_e$ is the phase retardation introduced by the thinnest retarder, N is the number of the filter stages, I_0 is the intensity of the incident light beam and Δ_e is the optical path difference (OPD) of the thinnest retarder.

The FWHM which is plotted in Fig. 1(b) as a function of the number N of stages is given with a good approximation by [14]

$$\text{FWHM}_{\text{Lyot}} = \frac{\lambda_{\text{peak}}^2}{2^N \Delta_e} \quad (2)$$

The filter finesse F is given by the ratio [14]

$$F = \frac{\text{FSR}}{\text{FWHM}} \quad (3)$$

where FSR is the free spectral range of the structure. In logarithmic mode, the filter contrast (CTR) is given by

$$\text{CTR}_{\text{Lyot}} = \log \left[\frac{I_{\text{Lyot}}(\lambda_{\text{peak}})}{I_{\text{Lyot}}(\lambda_{\text{first-sidelobe}})} \right] \quad (4)$$

Note that by increasing the number of filter stages, the FSR does not change, but the FWHM decreases and, so the finesse is

Manuscript received May 30, 2011; revised July 14, 2011; accepted September 01, 2011. Date of publication September 15, 2011; date of current version October 28, 2011.

D. F. Bendimerad is with the Institut Télécom – Télécom SudParis, SAMOVAR UMR INT-CNRS 5157, Département Electronique et Physique, 91011 Evry Cedex France, and also with the Université Abou Bekr Belkaid, Département de Génie Electrique, Laboratoire de Télécommunications, Tlemcen, Algeria (e-mail: djalal_falih.bendimerad@it-sudparis.eu).

B.-E. Benkelfat, Y. Gottesman, and R. Hamdi are with Institut Télécom – Télécom SudParis, SAMOVAR UMR INT-CNRS 5157, Département Electronique et Physique, 91011 Evry Cedex, France (e-mail: badr-eddine.benkelfat@it-sudparis.eu; yaneck.gottesman@it-sudparis.eu; rachidah@yahoocom).

O. Seddiki is with the Université Abou Bekr Belkaid, Département de Génie Elctrique et Electronique, Laboratoire de Télécommunications, Tlemcen 13000, Algeria (e-mail: omar_seddiki@yahoo.fr).

B. Vinouze is with Institut Telecom – Telecom Bretagne, Departement d'Optique, CNRS UMR 6082 Foton, 29238 Brest Cedex 3, France (e-mail: bruno.vinouze@telecom-bretagne.eu).

Color versions of one or more of the figures in this letter are available online at <http://ieeexplore.ieee.org>.

Digital Object Identifier 10.1109/LPT.2011.2168202

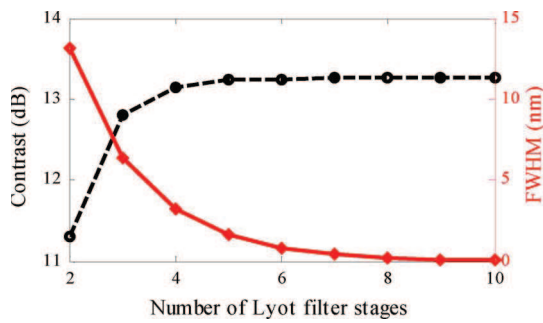


Fig. 1. Graph of the evolution of (a) contrast (dashed line) and (b) FWHM (solid line) versus stages number of a Lyot filter.

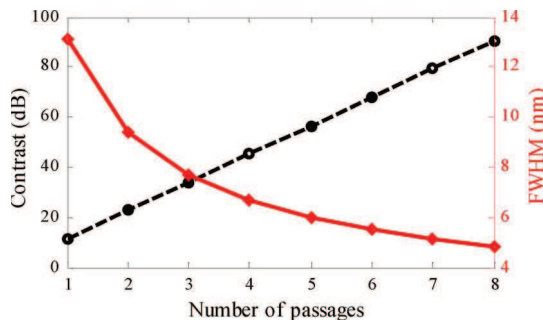


Fig. 2. Variations of (a) contrast (dashed line) and (b) FWHM (solid line) versus number of two-stages Lyot filters placed in series.

improved. This is the classical method to improve the finesse of such filters. Furthermore, from (4), the contrast does not depend on the opto-geometrical characteristics (e , δn) of the retarders and, as shown in Fig. 1(a), does not change significantly when varying the number of filter stages.

B. Device Structure

In order to increase the contrast and the finesse, we introduce a new method based on the observation described as follows.

Consider a set of several identical N -stage Lyot filters in series. This configuration increases the theoretical Lyot filter contrast and decreases its finesse. Let us show the whole structure behavior when several other identical filters are added in series, to a two-stages Lyot filter.

The resulting contrast for a set of two identical two-stage Lyot filters in series equals twice that of the individual theoretical Lyot filter (an increase from 11.3 dB for one filter to 22.6 dB for a set of two) and the resulting FWHM is narrower than that of the individual theoretical structure (a decrease from 13.1 nm for one filter to 9.4 nm for a set of two filters).

For a set of three identical Lyot filters in series, the individual Lyot filter contrast is multiplied by three (an increase from 22.6 dB for a set of two filters to 33.9 dB for a set of three), and the FWHM is narrower than that in the previous case (a decrease from 9.4 nm for a set of two filters to 7.7 nm for a set of three).

If we continue adding more filters in series, then we continue improving contrast and finesse. The contrast and FWHM variations are shown in Fig. 2(a) and (b), respectively.

Note that the resulting contrast equals the individual theoretical Lyot filter contrast multiplied by the number of filters added in series. In addition, the FWHM decreases by 50% when the light beam passes through a set of four filters (from 13.1 nm

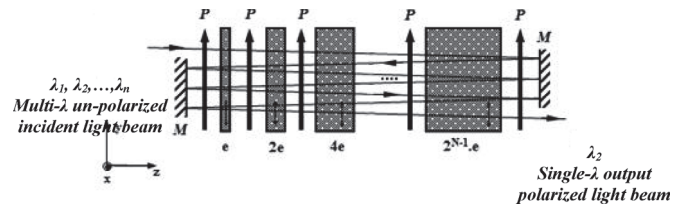


Fig. 3. N -stage multiple passages Lyot filter (MPLF).

to 6.7 nm) and consequently increases the filter finesse by 50% ((3)).

Furthermore, even if the contrast is increased linearly by this method, the improvement of the finesse is not as effective as that obtained by the classical method, as shown in Fig. 1.

Moreover, because the Lyot filter is a reciprocal device, then exchanging its output and input ports leads to the same filter response. Consequently, to simplify the set of several identical Lyot filters placed in series, we add two mirrors at the ends of an individual Lyot filter to let the light beam pass through the structure back and forth. The new structure called Multiple-passage Lyot filter (MPLF) is shown in Fig. 3.

The transfer function of the MPLF is given by

$$I_{\text{MPLF}} = [I_{\text{Lyot}}]^M = I_0 \left[\frac{\sin\left(2^N \frac{\delta\varphi}{2}\right)}{2^N \sin\left(\frac{\delta\varphi}{2}\right)} \right]^2 \quad (5)$$

where N is the number of the filter stages and M the number of the beam passages through the filter. The first-sidelobes of the structure are linearly reduced as shown in Fig. 2(a), and the contrast equation is given by

$$\text{CTR}_{\text{MPLF}} = \log \left[\frac{I_{\text{Lyot}}(\lambda_{\text{peak}})}{I_{\text{Lyot}}(\lambda_{\text{first-sidelobe}})} \right]^M \quad (6)$$

We finally obtain the MPLF contrast as a function of the individual Lyot filter contrast as

$$\text{CTR}_{\text{MPLF}} = M \times \text{CTR}_{\text{Lyot}} \quad (7)$$

The FSR of the new device remains the same as that of the individual Lyot filter, and the new FWHM is given, depending on the number of the MPLF stages N and passages M , by

$$\text{FWHM}_{\text{MPLF}} = \left[\frac{4 \cdot \text{ArC} \cos\left(\frac{1}{2^{1/2M}}\right)}{2^{N-1}} \right] \frac{\lambda^2}{2\pi\Delta} \quad (8)$$

An example of the variation of the FWHM versus the number of passages is shown in Fig. 2(b). Moreover, as can be seen from Fig. 3, the light beam passing through the retarders is tilted, and the optical path difference seen by the optical wave deviates from its nominal value. A correction, which is explained in Section III, is then required for each retarder.

III. EXPERIMENTAL RESULTS

To show the feasibility of the MPLF, experimental tests, using as a source the fluorescence power spectrum of an erbium doped fiber pumped at 980 nm, were carried out on a two-hybrid-stage Lyot filter placed between two mirrors as shown in Fig. 3. Each hybrid stage is composed of a quartz birefringent plate ($\delta n = 0.0088$ at $\delta = 1550$ nm) and a tunable thin liquid-crystal cell

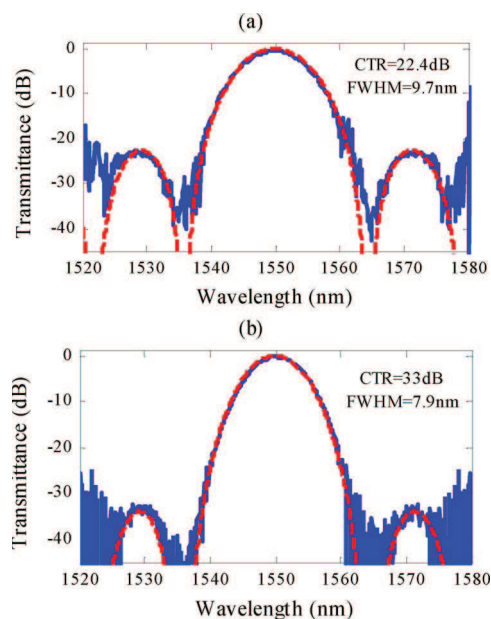


Fig. 4. Simulated (dashed line) and measured (solid line) wavelength-dependence of the transmission of (a) two passages and (b) three passages MPLF.

(LCC) whose fast and slow axes are parallel to each other. The optic axes of the stages are azimuthally oriented at 45° with respect to the polarizer axis. The tunable LCC enables us to correct the optical path difference affected by the light beam tilt and the small variations in the quartz thicknesses. The quartz birefringent plates and LCC thicknesses are $4444 \mu\text{m}$ and $8 \mu\text{m}$ respectively for the first stage, and $8888 \mu\text{m}$ and $16 \mu\text{m}$ respectively for the second one. The applied voltages (and the corresponding LCC birefringences) to the first and second LCC are 3.5 V ($\delta n = 0.16$) and 5 V ($\delta n = 0.15$) respectively.

Fig. 4 shows the preliminary experimental results of the MPLF transmittance for (a) two and (b) three passages. These results fully agree with the simulation results, where, for two and three passages, the contrast was 22.6 dB and 33.9 dB respectively, and the FWHM was 9.4 nm and 7.7 nm respectively.

If we need to improve the contrast without varying the FWHM, then, using (8) and the number M of passages extracted from Fig. 2, we only have to adjust the optical path difference of the retarders by tuning the liquid crystal cells [8].

Note that, due to the source power which is highly attenuated outside the $[1530\text{--}1565 \text{ nm}]$ interval, the side-lobes appear rather noisy.

IV. CONCLUSION

We have demonstrated a novel optical implementation to improve the contrast and the finesse of a classical N -stage Lyot filter, and have reported the first implementation of this kind of filters using the multiple passages concept, with the use of two mirrors at the two extremities of the filter. The light beam passes

through the structure back and forth and each passage has a significant influence in reducing the side-lobes and the bandwidth. Moreover, compared to the theoretical Lyot filter, this implementation allows achieving a cost-effective device owing to its compactness and reduced retarder absorption losses. However, it is important to note that the multiple passages may involve losses at the light throughput. To avoid this, the used retarders must be antireflection coated, the polarizers of high quality, and the LCCs indium tin oxide (ITO) must exhibit very small absorption losses. We have shown that for a two-stage Lyot filter, the contrast is increased by 100% after each passage and the finesse is improved by 50% and more after 4 passages and over. This contrast is only limited by the type of polarizers used, retarders and sources. Moreover, to compensate for small variations in the retarder optical path difference, due to the small variations in the quartz thicknesses and/or the light beam tilt, a tunable thin liquid crystal cell is associated to each retarder. Investigations are being carried out in order to improve the filter performances. Finally, although the numerical and experimental study carried out in this letter uses the infrared wavelength window; other windows can readily be addressed for specific filter applications.

REFERENCES

- [1] S. J. Woltman, G. D. Jay, and G. P. Crawford, "Liquid-crystal materials find a new order in biomedical applications," *Nat. Mater.*, vol. 6, pp. 929–938, 2007.
- [2] O. Aharon and I. Abdulhalim, "Tunable optical filter having a large dynamic range," *Opt. Lett.*, vol. 34, pp. 2114–2116, 2009.
- [3] O. Aharon and I. Abdulhalim, "Liquid crystal Lyot tunable filter with extended free spectral range," *Opt. Express*, vol. 17, pp. 11426–11433, 2009.
- [4] B. Lyot, "The birefringent filter and its application in solar physics," *Ann. Astrophys.*, vol. 7, pp. 31–36, 1944.
- [5] D. D. Huang, X. J. Yu, H. C. Huang, and H. S. Kwok, "Design of polarizing color filters with double-liquid-crystal cells," *Appl. Opt.*, vol. 41, pp. 4638–4644, 2002.
- [6] P. Foukal, P. Miller, and C. Hoyt, "Liquid crystal tunable light filters for surveillance and remote sensing applications," *Proc. SPIE*, vol. 1952, pp. 168–177, 1993.
- [7] B.-E. Benkelfat, Y. Gottesman, R. Hamdi, and M. Cheikhbled, "Continuously tunable single-frequency fiber laser based on novel hybrid Solc filter," *Proc. SPIE*, vol. 5840, pp. 774–80, 2005.
- [8] B.-E. Benkelfat, Q. Zou, and B. Vinouze, "Low voltage continuous tunable hybrid filter for tailored optical-bandwidth operation," *IEEE Photon. Technol. Lett.*, vol. 16, no. 4, pp. 1098–100, Apr. 2004.
- [9] R. Hamdi, B.-E. Benkelfat, and B. Vinouze, "Multi-channel amplitude equalization based on liquid crystal polarization interference filters," *J. Opt. A, Pure Appl. Opt.*, vol. 11, pp. 105402–105406, 2009.
- [10] I. Solc, "Birefringent chain filters," *J. Opt. Soc. Amer.*, vol. 55, pp. 621–625, 1965.
- [11] A. M. Title, "Improvement of birefringent filters," *Solar Phys.*, vol. 33, pp. 521–523, 1973.
- [12] G. Yang, Z. Zheng, H. Li, and X. Liu, "Method to reduce sidelobes of multistage Lyot filters," *Appl. Opt.*, vol. 49, no. 8, pp. 1280–1287, 2010.
- [13] S. E. Harris, E. O. Ammann, and I. C. Chang, "Optical network synthesis using birefringent crystals. I. Synthesis of lossless network of equal-length crystals," *J. Opt. Soc. Amer.*, vol. 54, pp. 1267–1279, 1964.
- [14] A. Yariv and P. Yeh, *Optical Waves in Crystals*. Hoboken, NJ: Wiley, 1984.

Channel Equalization and Bandwidth Tuning Using a LC-Based Tunable Hybrid Birefringent Filter

D. F. Bendimerad, B.-E. Benkelfat, *Senior Member, IEEE*, R. Hamdi, Y. Gottesman, O. Seddiki, and B. Vinouze

Abstract—We propose and demonstrate a new modified Lyot filter to independently ensure the channel amplitude equalization and the bandwidth tuning functions. The device consists of hybrid liquid crystal interferometers. We show numerically and experimentally that for a modified four-stage Lyot filter, the two first interferometers ensure equalization function with a maximum extinction ratio, while the last interferometer allows full-width at half-maximum tuning function by using, in particular, the optical canceling approach. Such a device is highly desirable in optical telecommunications, especially where in the core network the optical filters must perform several other functions in addition to their basic amplitude filtering action.

Index Terms—Amplitude equalization function, bandwidth tuning function, liquid crystal (LC), polarization interference filter (PIF).

I. INTRODUCTION

TUNABLE optical filters are key elements in many fields of modern science, such as biomedical imaging [1]–[3], solar physics [2], color filtering and display [3], wavelength laser tuning [4], and applications for wavelength division multiplexing optical networks [5]–[7]. In this last field, in addition to the basic filtering function, two of the highly desirable functions are channel amplitude equalization and full-width at half-maximum (FWHM) tuning [8], [9]. Among several existing optical filters, polarization interference filters (PIFs) also called birefringent filters, which are well known by their most popular versions, the Lyot and Šolc filters [10]–[12], are very interesting solutions owing to their simplicity and the great freedom in the synthesis procedures [13]–[16] which allows the increase of their performances [17], [18]. On the other hand, several

works have been made to ensure both amplitude equalization and FWHM tuning functions by using this kind of filters. A particular structure is demonstrated to ensure the multichannel equalization function [19], and a Solc-based filter is presented as a structure which tunes the bandwidth by using the optical canceling technique [20].

This paper focuses on the Lyot filter, which represents a very simple design and can reach very good performances, as shown in [21]–[24]. We demonstrate a new method to achieve both equalization and FWHM tuning functions based on a modified Lyot filter, called tunable hybrid equalizer Lyot filter (THELF). This paper is organized as follows. In Section II, the principle of operation is presented and, equalization and bandwidth tuning functions are mathematically demonstrated. Then, in Section III, the new device is presented and the spectral response of a four-stage THELF is provided, showing both functions. In Section IV, we show the preliminary experimental results and the structure feasibility. Finally we conclude in Section V.

II. PRINCIPLE OF OPERATION

We initially consider an N -stage Lyot filter, which consists of the succession of N interferometers. Each interferometer is composed of a retarder (birefringent plate), set between two parallel polarizers, and oriented azimuthally at 45° with respect to the polarizer axis [11]. The retarders have multiple thicknesses ($e, 2e, 4e, \dots, 2^{N-1}e$). Since the N interferometers are in cascade, the device transfer function is a multiplication of N cosine functions and can be written as

$$I_{\text{Lyot}} = I_0 \left(\cos \frac{\varphi_1}{2} \right)^2 \left(\cos \frac{\varphi_2}{2} \right)^2 \left(\cos \frac{\varphi_3}{2} \right)^2 \cdots \left(\cos \frac{\varphi_N}{2} \right)^2 \quad (1)$$

where φ_N is the phase retardation accumulated when passing through the N th retarder, and is defined as $\varphi_N = 2\pi\Delta_N/\lambda$, where Δ_N represents the optical path difference (OPD) of the interferometer given by $\Delta_N = 2^{N-1}e \cdot \delta n_{\text{BP}}$, with δn_{BP} the retarder birefringence.

The free spectral range (FSR) and the bandwidth (FWHM) of the device are given by [25] $\text{FSR} = \lambda_c^2/\Delta_1$ and $\text{FWHM} = \lambda_c^2/2^N \Delta_1$, respectively, where λ_c is the transmitted-peak wavelength and Δ_1 the OPD of the first interferometer. Since the used retarders are full wave-plates, the OPD can also be written as $\Delta_N = \lambda_c \cdot k_N$, where k_N is the integer transmitted peak order.

To be able to reconfigure the Lyot filter response, a dynamically tunable birefringent element is added to each interferometer. This element consists of an electro-optic liquid crystal cell (LCC). The resulting interferometer OPD is the sum of the OPDs introduced by the retarder and the LCC, respectively. An

Manuscript received January 20, 2012; revised March 19, 2012; accepted March 24, 2012. Date of publication April 03, 2012; date of current version April 27, 2012.

D. F. Bendimerad is with Institut Telecom—Telecom SudParis, SAMOVAR UMR INT-CNRS, 91011 Evry Cedex, France, and also with the Département de Génie Electrique, Laboratoire de Télécommunications, Université Abou Bekr Belkaid, 13000 Tlemcen, Algeria (e-mail: djalal_falih.bendimerad@it-sudparis.eu).

B.-E. Benkelfat, Y. Gottesman, and R. Hamdi are with Institut Telecom—Telecom SudParis, SAMOVAR UMR INT-CNRS, 91011 Evry Cedex, France (e-mail: badr-eddine.benkelfat@it-sudparis.eu; yaneck.gottesman@it-sudparis.eu; rachidah@yaho.com).

O. Seddiki is with the Département de Génie Elctrique, Laboratoire de Télécommunications, Université Abou Bekr Belkaid, 13000 Tlemcen, Algeria (e-mail: omar_seddiki@yahoo.fr).

B. Vinouze is with Institut Telecom—Telecom Bretagne, Département d'Optique, CNRS UMR, 29238 Brest, France (e-mail: bruno.vinouze@telecom-bretagne.eu).

Color versions of one or more of the figures in this paper are available online at <http://ieeexplore.ieee.org>.

Digital Object Identifier 10.1109/JLT.2012.2192715

example of the filter response reconfiguration is given by [5], where the tuned parameter is the transmitted peak wavelength.

A. Equalization Function

Consider a Lyot filter configuration. Another interferometer, having the same OPD of the first stage, is added at the input of this device. The retarders thicknesses order of the whole structure becomes $(e, e, 2e, 4e, \dots, 2^{N-2}e)$. An LCC is added to the first interferometer and its optics axis is oriented parallel to the retarder optics axis. Note that the FSR and FWHM of this structure remain the same as those of the original Lyot filter.

Then, we can vary the OPD of the first interferometer. Note that the other interferometers are only composed of single retarders without LCCs. The OPD of the first interferometer becomes

$$\Delta_1 = \lambda_c \cdot k_1 = e \cdot \delta n_{BP} + e' \cdot \delta n_{LCC} \quad (2)$$

where e' and δn_{LCC} are the added LCC thickness and birefringence, respectively.

The amplitude equalization function is achieved by changing the LCC birefringence, and so changing the central wavelength of the first interferometer. The transmitted peak of the other interferometers remains centered on the filter central wavelength. Because of the continuous variation of the first interferometer central wavelength, the result is a continuous attenuation of the transmitted peak of the filter, until its total extinction.

To demonstrate this function, we study first its two main states. The first state is described as a maximum peak transmission where the intensity at the output must be the same as that of the input. Therefore, each of the cosine function in (1) must equal to 1. Consequently, we can write for the first interferometer

$$I_{\max} = I_0 \Rightarrow \cos \frac{\varphi_{1(1)}}{2} = \pm 1 \Rightarrow \varphi_{I_{\max}} = 2\pi k. \quad (3)$$

From the definition of the phase retardation, the OPD of the first interferometer is

$$\Delta_{I_{\max}} = k \cdot \lambda_c \quad (4)$$

The second state is described as a maximum attenuated peak; so, the intensity at the output must be equal to zero. This implies

$$I_{\min} = 0 \Rightarrow \cos \frac{\varphi_{1(2)}}{2} = 0 \Rightarrow \varphi_{I_{\min}} = (2k + 1)\pi. \quad (5)$$

In this case, the first interferometer OPD becomes

$$\Delta_{I_{\min}} = \frac{2k + 1}{2} \lambda_c. \quad (6)$$

The difference between initial and final OPD is

$$\delta \Delta_1 = |\Delta_{I_{\max}} - \Delta_{I_{\min}}| = \frac{\lambda_c}{2}. \quad (7)$$

This implies that the interferometer OPD changes by a half-wave from initial to final state of the amplitude equalization function. From (2), we can write

$$\begin{cases} \Delta_{I_{\max}} = e \cdot \delta n_{BP} + e' \cdot \delta n_{LCC(\min)} = k\lambda_c \\ \Delta_{I_{\min}} = e \cdot \delta n_{BP} + e' \cdot \delta n_{LCC(\max)} = k\lambda_c + \frac{\lambda_c}{2}. \end{cases} \quad (8)$$

The LCC birefringence takes only positive values; so, it is clear that $\delta n_{LCC(\max)} > \delta n_{LCC(\min)}$. To reach the two OPD values, the LCC birefringence is changed from a minimal to a maximal value. If the minimal value of the LCC birefringence is zero (in reality, this value is near zero), this means that to attain the attenuation value, the condition given in the following must be respected

$$e' \cdot \delta n_{LCC(\max)} \geq \frac{\lambda_c}{2}. \quad (9)$$

From this equation, we can obtain the condition for the first LCC thickness to span the equalization tuning range as

$$e' \geq \frac{\lambda_c}{2 \cdot \delta n_{LCC(\max)}}. \quad (10)$$

Furthermore, between the two main states of the equalization process, intermediate states can be reached. In this case, and according to the derivation of the LCC birefringence, the equation of the derivation of the first interferometer central wavelength is given from (2) by

$$\delta \lambda_c = \frac{\lambda_c}{\delta n_{LCC}} \delta(\delta n_{LCC}). \quad (11)$$

The corresponding intermediate values of the LCC birefringence are given by

$$\delta n_{LCC(\min)} \leq \delta(\delta n_{LCC}) \leq \delta n_{LCC(\max)}. \quad (12)$$

Note that the first interferometer central wavelength moves toward longer wavelengths.

On the other hand, as shown earlier, in terms of OPD, the first interferometer central wavelength moves by a half-wave, but in terms of FSR, the central wavelength moves by a half-FSR. So, the variation of the first interferometer central wavelength between two values is given by

$$0 \leq \delta(\lambda_c) \leq \left(\frac{\text{FSR}}{2} = \frac{\lambda_c}{2 \cdot k} \right). \quad (13)$$

Fig. 1 shows the wavelength dependence of the filter transmitted peak and the variation of the first interferometer central wavelength for a given opto-geometrical characteristics of the retarders and the LCC, according to the variation of the LCC birefringence.

It is clear from Fig. 1(b) that the transmitted peak undergoes a shift during the attenuation. The shift is in the same direction as the variation of the first interferometer central wavelength. Consequently, to compensate for this, another interferometer, similar to the first one, is added at the input of the filter, and the filter retarder thicknesses order becomes $(e, e, e, 2e, 4e, \dots, 2^{N-3}e)$. As shown in Fig. 2, all interferometers, except the two first ones, are composed only of single retarders. The first interferometer also incorporates a retarder associated with an LCC whose thickness is e' , but with an ordinary axis parallel to the retarder extraordinary axis [see Fig. 2(b)]. The results of the subtraction between the retarder and LCC OPDs for the first interferometer is given by

$$\Delta_1 = \lambda_c \cdot k_1 = e \cdot \delta n_{BP} - e' \cdot \delta n_{LCC}. \quad (14)$$

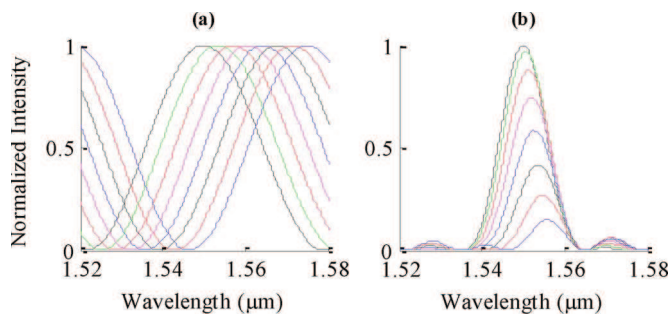


Fig. 1. (a) First interferometer spectral transmission response and (b) amplitude equalization of the filter transmitted peak, for several values of the first interferometer OPD.

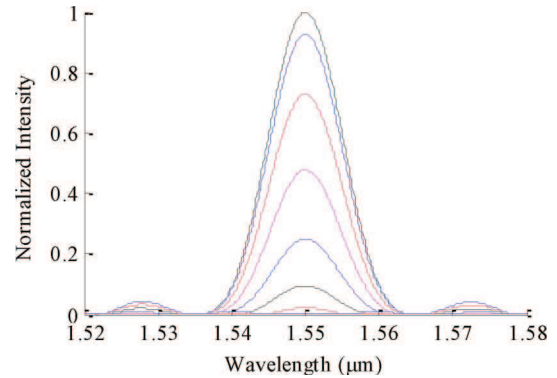


Fig. 3. Amplitude equalization function, spectral transmission response of the filter transmitted peak, showing different amplitude levels.

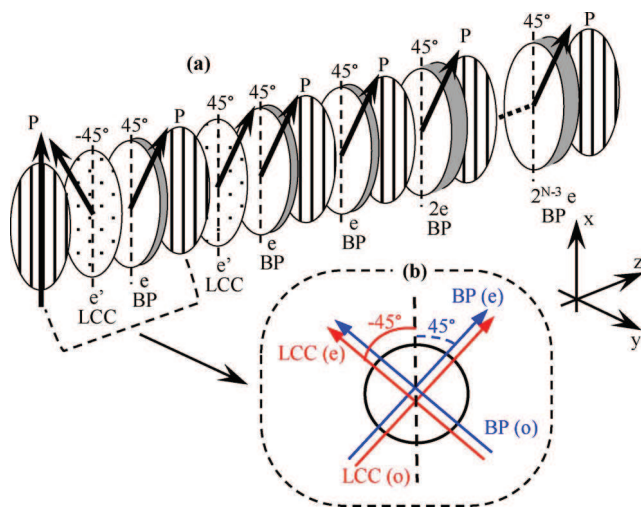


Fig. 2. (a) N -stage structure ensuring the amplitude equalization function. (b) Orientation of ordinary and extraordinary axes of the first interferometer (BP and LCC).

The final structure dedicated to the amplitude equalization function is shown in Fig. 2(a).

Since the opto-geometrical parameters of the two first interferometers are identical, the variation of the first interferometer central wavelength is the same as that of the second studied earlier, but the central wavelength shifts in the other direction toward shorter wavelengths because of the optic axis orientations. Hence, assuming a simultaneous variation of the two first interferometers transmitted peaks, these two peaks achieve an equal variation in opposite directions. It is apparent in this case that the shift during the attenuation of the filter transmitted peak disappears, and the attenuation is carried out correctly and remains centered on the filter central wavelength λ_c . Fig. 3 shows the amplitude equalization function carried out by the two first interferometers of the structure shown in Fig. 2(a).

Note that for the two first interferometers the central-wavelength variations according to the LCC birefringence are governed by the same equations. The only difference is in the OPD, which is subtracted for the first interferometer, and added for the second. This implies that the same voltage is applied to the two LCC of the two interferometers (see Section IV).

As a conclusion of this section, we can say that the amplitude equalization function can be reached only by adding two hybrid interferometers (BP and LCC) to a classical Lyot filter.

B. Bandwidth Tuning Function

To tune the filter bandwidth, a particular method based on the OPD reconfiguration of hybrid interferometers is used. This method, called the optical canceling technique, was previously performed for the Šolc filter, and uses a physical principle based on the wave polarization [20]. In our case, the FWHM tuning function is described as follows. Consider an N -stage Lyot filter. It is known that the number of the filter stage determines the FWHM of the filter. Furthermore, by replacing (2) in the FWHM definition, it is clear that the peak order also determines the bandwidth of the filter, as shown in the following equation:

$$\text{FWHM} = \frac{\lambda_c^2}{2^N \Delta_1} = \frac{\lambda_c^2}{2 \Delta_N} = \frac{\lambda_c}{2 \cdot k_N} \quad (15)$$

where Δ_1 and Δ_N are the first and last interferometer OPDs, respectively, and k_N is the transmitted peak order of the last interferometer (integer number).

According to (15), there are two different ways to vary the filter bandwidth. First, we can vary the last interferometer peak order, and so the last interferometer OPD. Second, we can vary the number of the filter stages. Our choice is to achieve both variations by using a particular configuration of hybrid interferometers. An LCC, with appropriate thickness, is associated with each retarder of the filter, except for the first one. The optic axis of each LCC is oriented at -45° with respect to the polarizer axis, so as to have the LCC ordinary axis parallel to the retarder extraordinary axis, as shown in Fig. 2(b). Furthermore, each LCC is tuned independently starting from the last interferometer. This configuration allows a subtraction between the retarder and the LCC OPDs of the last filter interferometer, and so, several peak orders can be reached. Moreover, by judiciously choosing the LCC thicknesses, we can have an LCC OPD equal to the retarder OPD, and in this case, make the whole interferometer OPD equal to zero. At this step, the number of the filter stages changes from N to $(N - 1)$, and the last interferometer of the filter becomes the number $(N - 1)$. We can repeat the same method for the interferometer number N . This operation

is repeated $(N - 1)$ times, until arriving to the first interferometer. Consequently, the bandwidth tuning function is achieved by varying the transmitted peak order of the last interferometer and the number of the filter stage.

Furthermore, the notation optical canceling technique is based on the physical phenomenon which allows a cancellation of an interferometer even if it remains physically present in the structure (the interferometer OPD equals zero, so there is no phase retardation introduced). It is important to note that the technique used in [20] is based on a totally different principle and the appellation does not describe the physical principle but describes the physical phenomenon.

The interferometer OPDs are given by

$$\begin{cases} \Delta_1 = e \cdot \delta n_{BP} \\ \Delta_i = 2^{i-2} \cdot (2 \cdot e \cdot \delta n_{BP} - e'' \cdot \delta n_{LCC(i)}) \end{cases} \quad (16)$$

where $i = 2, \dots, N$. Note that, initially, all LCCs birefringence equals zero so that all interferometer OPDs are equal to the retarders OPDs.

According to this, the last interferometer OPD has two main states. The first one corresponds to the maximum OPD value, which equals to the retarder OPD. The second one corresponds to the optically canceled state, resulting in an interferometer OPD equal to zero. This is given by (17), shown at the bottom of the page.

Between these two main values which correspond to two bandwidth values, we can have intermediate ones, which correspond to the transmitted peak order variation. From (15), the FWHM variation according to the peak order variation is given by

$$\Delta(\text{FWHM}) = \frac{\lambda_c}{2 \cdot k_N^2} \Delta(k_N) = \frac{\lambda_c}{2 \cdot k_N^2} \quad (18)$$

where $\Delta(k_N)$ is the difference between two consecutive interference orders. Hence, this equation highlights the precision of the bandwidth tuning function.

To have the necessary dynamic range to cancel an interferometer, the LCC OPD must equal the retarder OPD. The necessary condition for the LCC thickness, according to (17), is

$$e'' = \frac{2 \cdot e \cdot \delta n_{BP}}{\delta n_{LCC(\max)}} \quad (19)$$

Fig. 4 shows the variation of the filter bandwidth according to the variation of the number of the filter stages, and the intermediate peak orders, for given opto-geometrical characteristics of the retarders and the LCCs.

We have seen up to this point that beginning by a classical Lyot structure, we can modify it to perform some other functions besides the basic filtering function. First, a particular configuration has been made up to continuously equalize the transmitted peak amplitude of the filter. We show, using a theoret-

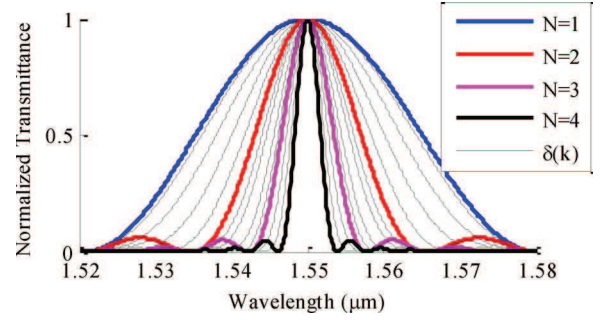


Fig. 4. FWHM tuning function. Spectral transmission response of the filter according to the peak order and number of filter stage variations.

ical approach, how to take advantage of the two-wave interferometers succession to attenuate the central wavelength, without changing the filter characteristics like the bandwidth, the central wavelength, or the peak shape. Then, the FWHM tuning function has been ensured for discrete bandwidth values of the filter transmitted peak.

III. NEW DEVICE STRUCTURE AND SIMULATION RESULTS

A. THELF Structure

In this section, we combine the two structures previously presented in order to obtain the new device which provides both amplitude equalization and bandwidth tuning function. The new structure, illustrated in Fig. 5, is called THELF, and highlights two major parts, where each part performs independently a specific function. In addition, as can be seen in Fig. 5, four interferometers are required for the structure to operate.

The OPDs of the filter interferometers are given by

$$\begin{cases} \Delta_1 = e \cdot \delta n_{BP} - e' \cdot \delta n_{LCC(1)} \\ \Delta_2 = e \cdot \delta n_{BP} + e' \cdot \delta n_{LCC(1)} \\ \Delta_3 = e \cdot \delta n_{BP} \\ \Delta_4 = 2 \cdot e \cdot \delta n_{BP} - e'' \cdot \delta n_{LCC(4)} \\ \Delta_5 = 2 \cdot (2 \cdot e \cdot \delta n_{BP} - e'' \cdot \delta n_{LCC(5)}) \\ \Delta_6 = 2^2 \cdot (2 \cdot e \cdot \delta n_{BP} - e'' \cdot \delta n_{LCC(6)}) \\ \vdots \\ \Delta_N = 2^{N-4} \cdot (2 \cdot e \cdot \delta n_{BP} - e'' \cdot \delta n_{LCC(N)}) \end{cases} \quad (20)$$

Note that the two first LCC have the same birefringence values. Using (1) and (20), the THELF transmission function is written as

$$I_{\text{THELF}} = I_0 \left(\cos \frac{\varphi_1}{2} \right)^2 \left(\cos \frac{\varphi_2}{2} \right)^2 \left(\cos \frac{\varphi_3}{2} \right)^2 \times \left(\cos \frac{\varphi_4}{2} \right)^2 \cdots \left(\cos \frac{\varphi_N}{2} \right)^2 \quad (21)$$

where $\varphi_i = (2\pi/\lambda)\Delta_i$ and $i = 1, \dots, N$. Equation (21) highlights first the succession of the two-wave interferometers, with

$$\begin{cases} \Delta_{N(\min)} = 2^{N-1} \cdot e \cdot \delta n_{BP} - 2^{N-2} \cdot e'' \cdot \delta n_{LCC(\max)} = 0 \\ \Delta_{N(\max)} = 2^{N-1} \cdot e \cdot \delta n_{BP} - 2^{N-2} \cdot e'' \cdot \delta n_{LCC(\min)} = 2^{N-1} \cdot e \cdot \delta n_{BP} \end{cases} \quad (17)$$

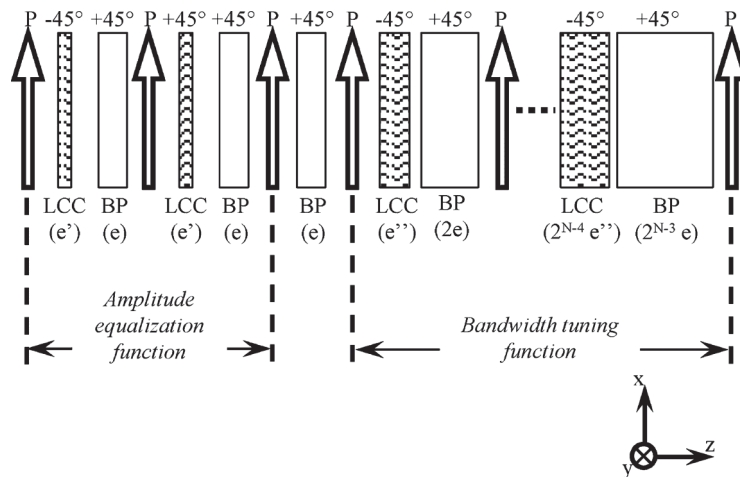


Fig. 5. N -stage THELF, highlighting two sets of interferometers, which are dedicated to perform both amplitude and bandwidth tuning functions.

fixed and variable interferometer OPDs, and second the fact that each interferometer is optically modified independently.

The FSR of the device remains equal to that of a Lyot filter. It is then interesting to introduce a parameter which measures the performance of the FWHM tuning function and highlights the function tuning range. This parameter called the bandwidth tuning range is given as the difference between the maximum and the minimum FWHM values that the THELF can reach. For an N -stage THELF, as shown in Fig. 5, the maximum and minimum bandwidths are, respectively, attained by the last and the third interferometers, and given by

$$\begin{cases} \text{FWHM}_{\min} = \frac{\lambda_c^2}{2^{N-3} \Delta_3} \\ \text{FWHM}_{\max} = \frac{\lambda_c}{\Delta_3} \end{cases} \quad (22)$$

where Δ_3 is the OPD of the third interferometer. Note that the FWHM_{\min} defines also the FWHM of the whole THELF device. Consequently, the bandwidth tuning range is defined as

$$\Delta(\text{FWHM}) = \frac{\lambda_c^2}{\Delta_1} \left(1 - \frac{1}{2^{N-3}} \right). \quad (23)$$

B. Simulation Results of a Four-Stage THELF

A four-stage THELF is used to show both amplitude equalization and FWHM tuning functions. The retarders are quartz birefringent plates ($\delta n_{\text{BP}} = 0.0088$ @ $\lambda_c = 1.55 \mu\text{m}$) with elementary thickness $e = 4444 \mu\text{m}$. The LCC thicknesses are $e' = 18 \mu\text{m}$ and $e'' = 400 \mu\text{m}$. The maximum value of the LCCs birefringence is $\delta n_{\text{LCC}(\max)} = 0.2$ which corresponds to a specific liquid crystal used in Section IV of this paper.

To achieve the equalization function, the LCC birefringence of the fourth two-wave interferometer is initially equal to zero and that of the two first has a particular value: $0.066 \leq \delta n_{\text{LCC}(1,2)} \leq 0.109$. The equalization function is performed, and the results are shown in Fig. 6.

The central wavelength of the third interferometer does not move, and remains centered at the filter central wavelength λ_c . If the equalization function is carried out without the third interferometer, a peak appears at half-FSR during the transmitted

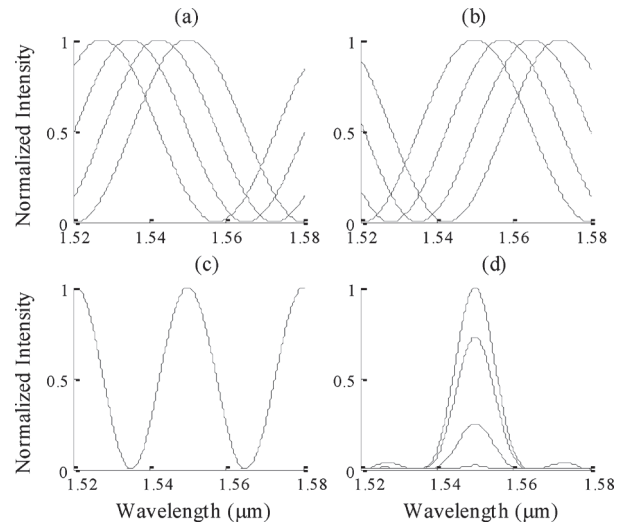


Fig. 6. Amplitude equalization function of the THELF, Spectral transmission response of (a) the first, (b) the second, and (c) the fourth interferometer, and (d) the four stages.

peak attenuation. The peak which appears corresponds to the left [$@\lambda = 1.52 \mu\text{m}$ in Fig. 6(c)] or the right [$@\lambda = 1.58 \mu\text{m}$ in Fig. 6(c)] fourth interferometer peaks, according to the filter transmitted peak ($@\lambda_c = 1.55 \mu\text{m}$). Hence, the third interferometer is placed to avoid that the new peak appears in the filter FSR.

Besides amplitude equalization function, the THELF is designed to ensure the FWHM tuning function. The LCC birefringence of the two first interferometers is fixed to a constant value $\delta n_{\text{LCC}(1,2)} = 0.066$ and the LCC birefringence of the fourth interferometer varies from a minimal to a maximal value: $0 \leq \delta n_{\text{LCC}(3)} \leq 0.2$. When $\delta n_{\text{LCC}(3)} = 0$, the OPD of the fourth interferometer equals its maximal value and so the smallest filter bandwidth is reached. Then, when $\delta n_{\text{LCC}(3)} = 0.2$, the third interferometer OPD equals to zero and so the interferometer is optically canceled. At this step, the bandwidth obtained is the highest one. Obviously, intermediate bandwidths of the filter can be reached, for discrete variations of the LCC birefringence values. This is shown in Fig. 7.

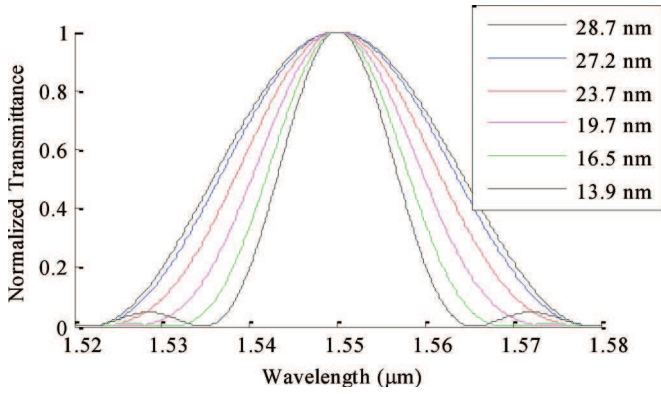


Fig. 7. Spectral transmission response of a four-stage THELF showing the bandwidth tuning function, showing several bandwidths.

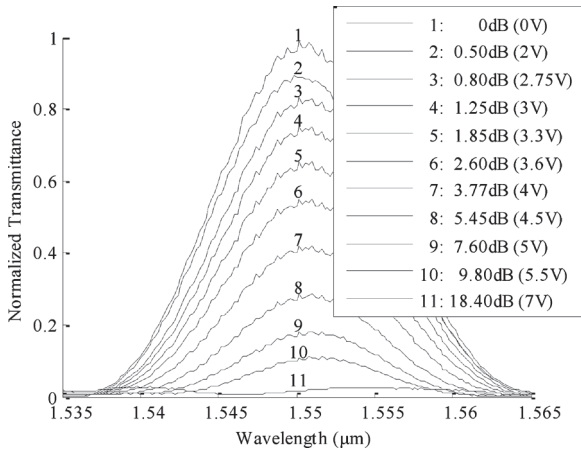


Fig. 8. Amplitude equalization function feasibility. Experimental wavelength dependence of the transmission of a three-stage filter showing several amplitude levels.

As mentioned in the previous section, to reach smallest bandwidths than that obtained by the four-stage THELF filter, we can add more than two-wave hybrid interferometers, and, so, attain greater peak orders.

IV. DEVICE FEASIBILITY AND EXPERIMENTAL RESULTS

In this section, the device feasibility is proven by showing the experimental results of both functions previously presented. The opto-geometrical characteristics of the retarders (quartz waveplates) and the LCCs (E65 nematic LC from E. Merck Chemicals, Germany) are the same than those given in Section III. Due to the small variations in the thicknesses of the quartz birefringent plates, we add another LCC to each interferometer, which is tuned by an individual fixed voltage. The experimental results of the equalization function are plotted in Fig. 8. Note that the two LCCs of the two first interferometers are connected to the same variable voltage.

The attenuation is made for continuous applied voltage values to the LCCs, and the amplitude equalization function is achieved around the telecommunication wavelength ($\lambda_c = 1.55 \mu\text{m}$). The legend of Fig. 8 shows the attenuated-peak values in decibel

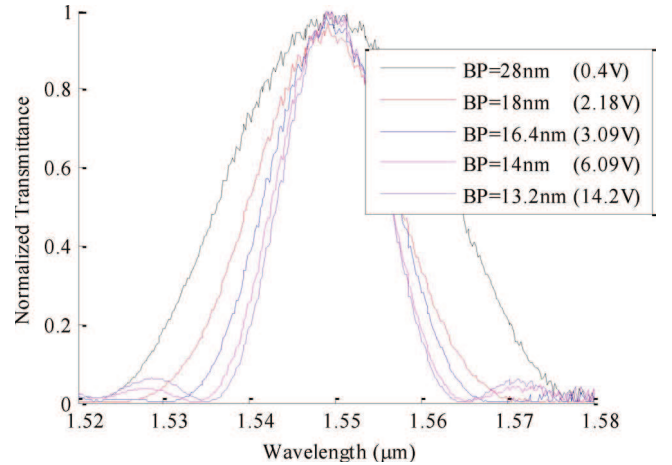


Fig. 9. Bandwidth tuning function principle. Experimental wavelength dependence of the transmission of a two-stage filter showing several bandwidths.

and between brackets the corresponding voltage values. Furthermore, we remind that the amplitude attenuation is made continuously for continuous voltage values. In Fig. 8, several discrete voltage values are given as an example.

On the other hand, to demonstrate the bandwidth tuning function feasibility, we focus on the last hybrid interferometer of the device. Like the LCC with a thickness e'' , we use eight LCCs with $50 \mu\text{m}$ thickness for each one. The same OPD corrections made for the first experiment are reported here. The transmitted peak is also located in the infrared spectrum, and is around $\lambda_c = 1.55 \mu\text{m}$. The experimental results, for discrete voltage values applied to the LCC, are plotted in Fig. 9.

The LCC applied voltage has specific values corresponding to specific values for the LCC birefringence, with respect to the last interferometer peak-order variation (which has integer values), as shown in the following equation:

$$\begin{cases} \delta n_{LCC(4)} = \frac{2 \cdot e \cdot \delta n_{BP} - k'_4 \cdot \lambda_c}{e''} \\ 0 \leq k'_4 \leq k_4 \end{cases} \quad (24)$$

where k_4 and $\delta n_{LCC(4)}$ are, respectively, the peak-order and the LCC birefringence of the fourth interferometer. The smaller and the larger bandwidths are 13.2 and 28 nm, respectively. These two experimental values fully agree with those given by simulation, when the smaller and the larger values are 13.9 and 28.7 nm, respectively. The small differences between experimental and simulation results can be explained by the small variations of the whole interferometers OPDs, and the fact that the LCCs cannot reach a perfect zero value for a maximum applied voltage, as shown in Fig. 10.

Fig. 10 presents the variation of the LCCs' OPDs and shows the fact that, experimentally, a perfect optical canceling approach cannot be achieved. One solution to overcome this difficulty is to increase the LCC thickness.

As a conclusion for this section, we have shown the proposed structure feasibility, and demonstrate experimentally the two desired functions, independently. We have shown that the experimental results agree with the numerical results, and the small variations are due to the small variations on the used

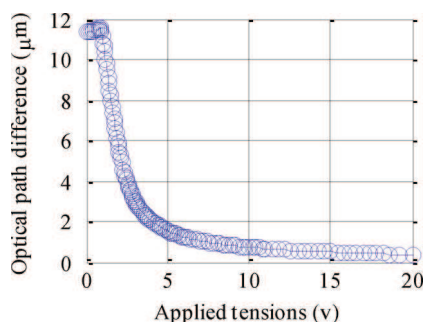


Fig. 10. Measured variation of the OPD of the 50 μm thickness' LCC versus the applied voltage.

quartz plates. LCCs have a huge tuning range and so any bandwidths reached numerically can be obtained experimentally by increasing only the LCC thickness and so increase their tuning range, as shown in Fig. 10.

V. CONCLUSION

We have proposed the design of a THELF to ensure both amplitude equalization and bandwidth tuning functions. Each function is achieved independently by the two main parts of the filter, as described previously. We have numerically shown that association between fixed birefringent plates (quartz) and variable birefringent plates (liquid crystals) offers the possibility to achieve two functions with a very high dynamics, and relaxes manufacturing constraints of the birefringence plates by offering the possibility to correct all small variations in their thicknesses.

Furthermore, we have shown the device feasibility and demonstrate that the experimental results fully agree with the simulation results. It is important to note that the equalization function is made for continuous applied voltage values and the bandwidth tuning function is achieved for discrete applied voltage values. Besides, the structure experimentally exhibits an equalization rate of 2.63 dB/V, a maximum attenuation range of 18.4 dB, a bandwidth tuning rate of 1.07 nm/V, and a maximum bandwidth tuning range of 14.8 nm. Besides, the attenuation range can be increased by using structures having a huge contrast and described in [21].

In addition, the whole principle of operation demonstrated in this study is achieved for an interferometer succession. This means that instead of PIFs, the principle of operation remains the same for any other technology, and consequently, both functions can be implemented and operate by the same method. This allows easy optical implementations using another kind of technology as integrated optics, where the Mach-Zehnder interferometer can be used to achieve the filtering function in addition to both amplitude and bandwidth tuning functions.

Finally, because the wavelengths used belong to the international telecommunications unit grid, the device can present a very interesting solution to realize important optical functionalities in modern reconfigurable optical networks, where the amplitude equalization and bandwidth tuning are high desirable functions.

ACKNOWLEDGMENT

The authors would like to thank Prof. R. Ramdane for his enlightening discussions and suggestions.

REFERENCES

- [1] N. Gat, "Imaging spectroscopy using tunable filters: A review," in *Proc. SPIE*, 2000, vol. 4056, pp. 50–64.
- [2] G. A. Kopp, J. Derks, D. F. Elmore, D. M. Hassler, J. C. Woods, J. L. Streete, and J. G. Blankner, "Tunable liquid-crystal filter for solar imaging at the Hel 1083-nm line," *Appl. Opt.*, vol. 36, pp. 291–296, 1997.
- [3] S. Saeed and P. J. Bos, "Multispectrum, spatially addressable polarization interference filter," *J. Opt. Soc. Amer. A*, vol. 19, pp. 2301–2312, 2002.
- [4] B.-E. Benkelfat, Y. Gottesman, R. Hamdi, and M. Cheikhbled, "Continuously tunable single-frequency fiber laser based on novel hybrid Solc filter," in *Proc. SPIE*, 2005, vol. 5840, pp. 774–780.
- [5] B.-E. Benkelfat, Q. Zou, and B. Vinouze, "Low voltage continuous tunable hybrid filter for tailored optical-bandwidth operation," *IEEE Photon. Technol. Lett.*, vol. 16, no. 4, pp. 1098–1100, Apr. 2004.
- [6] R. Hamdi, B.-E. Benkelfat, Q. Zou, B. Vinouze, and M. Benslama, "A novel 1×2 wavelength routing switch based on tunable hybrid liquid-crystal Solc filter," in *Proc. Int. Conf. Photon. Switching*, Greece, 2006, pp. 1–3.
- [7] I. Abdulhalim, "Optimized guided mode resonant structure as thermo-optic sensor and liquid crystal tunable filter," *Chin. Opt. Lett.*, vol. 7, no. 8, pp. 667–670, 2009.
- [8] T. Loukina, R. Chevallier, J. L. de Bourgrenet de la Tocnaye, and M. Barge, "Dynamic spectral equalizer using free-space dispersive optics combined with a polymer-dispersed liquid crystal spatial light attenuator," *J. Lightw. Technol.*, vol. 21, no. 9, pp. 2067–2073, Sep. 2003.
- [9] P. T. Neves, Jr., F. Kuller, H. J. Kalinowski, J. L. Fabris, and A. A. P. Pohl, "Two-channel CWDM OADM based on large bandwidth fibre Bragg gratings," in *Proc. 8th Int. Conf. Transparent Opt. Netw.*, U.K., 2006, pp. 198–201.
- [10] J. W. Evans, "The birefringent filter," *J. Opt. Soc. Amer.*, vol. 39, pp. 229–242, 1949.
- [11] B. Lyot, "The birefringent filter and its application in solar physics," *Ann. Astrophys.*, vol. 7, pp. 31–36, 1944.
- [12] I. Solc, "Birefringent chain filters," *J. Opt. Soc. Amer.*, vol. 55, pp. 621–625, 1965.
- [13] I. Will and G. Klemz, "Generation of flat-top picosecond pulses by coherent pulse stacking in a multicrystal birefringent filter," *Opt. Exp.*, vol. 16, no. 19, pp. 14922–14937, 2008.
- [14] R. H. Chu and G. Town, "Birefringent filter synthesis by use a digital filter design algorithm," *Appl. Opt.*, vol. 41, no. 17, pp. 3412–3418, 2002.
- [15] M. Wen and J. Yao, "Birefringent filter design by use of a modified genetic algorithm," *Appl. Opt.*, vol. 45, no. 17, pp. 3940–3950, 2006.
- [16] S. E. Harris, E. O. Ammann, and I. C. Chang, "Optical network synthesis using birefringent crystals. I. Synthesis of lossless network of equal-length crystals," *J. Opt. Soc. Amer.*, vol. 54, pp. 1267–1279, 1964.
- [17] C. Ye, "Low-loss birefringent spectral filters comprising three identical retarders," *Appl. Opt.*, vol. 45, no. 31, pp. 8044–8051, 2006.
- [18] A. M. Title, "Improvement of birefringent filters," *Solar Phys.*, vol. 33, pp. 521–523, 1973.
- [19] R. Hamdi, B.-E. Benkelfat, and B. Vinouze, "Multi-channel amplitude equalization based on liquid crystal polarization interference filters," *J. Opt. A: Pure Appl. Opt.*, 2009.
- [20] R. Hamdi, B.-E. Benkelfat, Q. Zou, and Y. Gottesman, "Bandwidth tuning of hybrid liquid-crystal Solc filters based on an optical cancelling technique," *Opt. Commun.*, vol. 269, pp. 64–68, 2007.
- [21] D. F. Bendimerad, B.-E. Benkelfat, Y. Gottesman, O. Seddiki, B. Vinouze, and R. Hamdi, "Contrast and finesse enhancement in a birefringent filter," *IEEE Photon. Technol. Lett.*, vol. 23, no. 22, pp. 1721–1723, Nov. 2011.
- [22] O. Aharon and I. Abdulhalim, "Tunable optical filter having a large dynamic range," *Opt. Lett.*, vol. 34, pp. 2114–2116, 2009.
- [23] O. Aharon and I. Abdulhalim, "Liquid crystal Lyot tunable filter with extended free spectral range," *Opt. Exp.*, vol. 17, pp. 11426–11433, 2009.
- [24] H. J. Masterson, G. D. Sharp, and K. M. Johnson, "Ferroelectric liquid-crystal tunable filter," *Opt. Lett.*, vol. 14, no. 22, pp. 1249–1251, 1989.
- [25] A. Yariv and P. Yeh, *Optical Waves in Crystals*. New York: Wiley, 1984.

Author biographies not included at authors' request due to space constraints.