

REPUBLIQUE ALGERIENNE DEMOCRATIQUE ET POPULAIRE

MINISTERE DE L'ENSEIGNEMENT SUPERIEUR ET DE LA RECHERCHE
SCIENTIFIQUE

UNIVERSITE ABOU BAKR BELKAID-TLEMEN



FACULTE DE TECHNOLOGIE
DEPARTEMENT DE GENIE ELECTRIQUE ET
ELECTRONIQUE
LABORATOIRE DE TELECOMMUNICATIONS



MEMOIRE

Présenté pour l'obtention du

DIPLOME DE MASTER EN TELECOMMUNICATIONS

Option : Photonique Réseaux Optiques de Télécommunications

(PROTONS)

Thème

*Etude des filtres à cristaux photoniques à une seule
dimension accordables avec une couche défaut de
Niobate de Lithium*

Présenté par :

M^{elle} Sidi Yekhlef Asma

Soutenu le 22 Juin 2014 devant le jury composé de :

Président :	Mr SEDDIKI. O.	Pr. Université de Tlemcen
Examineurs :	Mr BORSALI. A. R.	MC. Université de Tlemcen
	Mr BELAID. A.	MAA Université de Tlemcen
Encadreur :	Mr KARIM. F.	MC. Université de Tlemcen

Année Universitaire 2013/2014

Remerciement

En préambule à ce mémoire je remercie ALLAH de m'avoir aidé et de m'avoir donné la patience et le courage durant ces longues années d'étude.

Je souhaite adresser mes remerciements les plus sincères aux personnes qui m'ont apporté leur aide et qui ont contribué à l'élaboration de ce mémoire ainsi qu'à la réussite de cette formidable année universitaire.

Ces remerciements vont tout d'abord au corps professoral et administratif de la Faculté de technologie, université ABOU BEKR BELKAID, pour la richesse et la qualité de leur enseignement et qui déploient de grands efforts pour assurer à leurs étudiants une formation actualisée.

*Je tiens à remercier sincèrement mon encadreur Monsieur, **FETHALLAH KARIM**, maitre de conférences à l'université de Tlemcen, qui s'est toujours montrés à L'écoute et très disponible tout au long de la réalisation de ce mémoire, ainsi pour l'inspiration, l'aide et le temps qu'il a Bien voulu me consacrer.*

*Je remercie vivement Mr **O. SEDDIKI**, professeur à l'Université de Tlemcen, pour m'avoir fait l'honneur de présider le jury.*

*J'exprime mes vifs remerciements à Mr **R.BORSALI**, maitre de conférences à l'Université de Tlemcen, et Mr **A.BELAID** maitre Assistant à l'Université de Tlemcen, pour avoir bien voulu accepter d'être membres de jury.*

Que tous les enseignants qui ont contribué à notre formation trouvent ici l'expression de mon profonde reconnaissance.

Enfin, j'adresse mes plus sincères remerciements à tous mes proches et amis, qui m'ont toujours encouragée au cours de la réalisation de ce mémoire.

Merci à tous et à toutes.

Dédicaces

*A l'aide de DIEU tout puissant, qui trace le chemin de ma vie, j'ai pu arriver
à réaliser ce modeste travail que je dédie à:*

*Celle qui m'a donné la vie, le symbole de tendresse, qui s'est sacrifiée
pour mon bonheur et ma réussite, à ma mère ...A mon père, école de mon
enfance, qui a été mon ombre durant toutes les années des études et qui a
veillé tout au long de ma vie à m'encourager, à me donner l'aide et à me
protéger. Que dieu les gardes et les protèges.*

A mon grand père que dieu le protège

A mes chères frères Abdallah, Amine et Marwane

A mon fiancé Yassine

A mes copines

A toute la promo Master proton 2014

A tous ceux qui me sont chères.

Résumé

L'objectif de ce mémoire est l'étude des filtres à cristaux photoniques à une seule dimension qui sont des structures à multicouches alternées, en montrant l'impact de l'insertion d'une couche défaut du matériau du Niobate de Lithium (LiNbO_3) au milieu d'un cristal photonique $(\text{SiO}_2/\text{TiO}_2)^s$ en utilisant l'effet électro-optique. Nous allons montrer dans ce travail qu'un canal défaut sera déplacé vers les hautes longueurs d'onde dans l'intervalle spectral [1200 nm-1400 nm], quand un champ électrique positif est appliqué sur le matériau biréfringent. L'environnement MATLAB sera utilisé pour représenter le module du coefficient de transmission de ce filtre en fonction de la longueur d'onde.

Mots clés: filtre, cristal photonique à une seule dimension, l'effet électro-optique, matériau biréfringent, coefficient de transmission.

Abstract

The purpose of this dissertation is the study of photonic crystals filters with one dimension, which are alternating multilayer structures, by showing the insertion impact of a default layer with a Lithium Niobate material (LiNbO_3) in the middle of a crystal photonic configuration of $(\text{SiO}_2/\text{TiO}_2)^s$ using the electro-optic effect. We will show in this work that a default channel will be moved to higher wavelengths in the spectral interval (1200 nm-1400 nm), when a positive electric field is applied on the birefringent material. The MATLAB environment will be used to represent the transmission coefficient intensity of this filter as a function of the wavelength.

Key words: filter, photonic crystals with one dimension, the electro-optic effect, birefringent material, transmission coefficient.

Table des matières

Introduction générale	1
Chapitre I: Présentation des différents filtres optiques et ses applications	3
I.1 Introduction.....	4
I.2 Les caractéristiques des filtres optiques.....	5
I.3 Filtres diélectriques.....	7
I.3.1 Introduction.....	7
I.3.2 Les filtres interférentiels.....	7
I.3.2.1 Introduction.....	7
I.3.2.2 Principes de fonctionnement.....	8
I.3.2.3 Théorie des filtres interférentiels.....	10
I.3.2.3.1 Introduction.....	10
I.3.2.3.2 Filtres multi couches Anti Réflexion.....	10
I.3.2.3.3 Filtres multi couches avec Haute Réflexion (HR).....	11
I.3.2.3.4 Filtre passe bande.....	13
I.4 Filtres Fabry-Perot ou à base de réseau de Bragg.....	14
I.5 Filtre de Lyot.....	15
I.6 Filtres optiques accordables.....	18
I.6.1 Filtres accordables à base de cristaux liquides.....	19
I.6.2 Filtres accordables par voie acousto-optique.....	20
I.7 Conclusion.....	21
Chapitre II: Etude de l'effet électro-optique dans les matériaux anisotrope	22
II.1 Introduction.....	23
II.2 Milieux anisotropes.....	23
II.3 Propriétés optiques tensorielle.....	23
II.3.1 Permittivité diélectrique.....	23
II.3.2 Imperméabilité diélectrique.....	24
II.3.3 Ellipsoïde des indices.....	25
II.4 Effet électro-optique.....	26
II.4.1 Introduction.....	26
II.4.1.1 Biréfringence.....	27

II.4.1.2 Effet Pockels.....	27
II.4.1.2.1 Effet Pockels longitudinal.....	27
II.4.1.2.2 Effet Pockels transversal.....	28
II.4.2 Définition.....	29
II.4.2.1 Tenseurs électro-optiques.....	29
II.4.3 Représentation matricielle des tenseurs.....	31
II.4.3.1 Symétries thermodynamiques.....	31
II.4.3.1.1 Effet Pockels.....	32
II.4.4 Effet électro-optique dans le K.D.P (KH_2PO_4).....	33
II.4.4.1 Equation de l'ellipsoïde des indices.....	33
II.5 Conclusion.....	34
Chapitre III: Etude et simulation des filtres à cristaux photoniques à une seule dimension accordables avec une couche défaut de Niobate de Lithium.....	35
III.1 Introduction.....	36
III.2 Définition d'un Cristal photonique à une dimension (réseau de Bragg).....	36
III.2.1.2 Généralités sur les réseaux de Bragg.....	37
III.3 Simulations et interprétations.....	38
III.3.1 Analyse d'un cristal photonique 1D avec la configuration $(AB)^8$	40
III.3.2 Analyse d'un cristal photonique accordable, avec la configuration $(AB)^4\text{LiNbO}_3(AB)^4$	41
III.3.3 La comparaison par les deux filtres.....	42
III.3.4 Simulation d'un cristal photonique avec la configuration $(ABBA)^8$	46
III.4 Conclusion.....	50
Conclusion générale.....	51
Bibliographie.....	52

Liste des figures

Chapitre I: Présentation des différents filtres optiques et ses applications

I-1	Les différentes catégories de filtres en longueur d'onde.....	4
I-2	Filtrage au moyen d'un multicouche diélectrique.....	5
I-3	Mise en cascade de deux Pérot-Fabry accordables, intégrés sur niobate de lithium.....	8
I-4	Transmittance de deux Pérot-Fabry de longueurs différentes.....	9
I-5	(a) principe de fonctionnement de l'interféromètre de Mach-Zehnder.....	9
	(b) intégration de trois Mach-Zehnder en cascade, sur silicium	9
I-6	Spectres de réflectivité d'un multi couches.....	11
I-7	Réponse spectrale d'un filtre passe bande avec différents nombres de cavités.....	13
I-8	Filtre interférentiel multicouche avec épaisseur des couches variable selon l'axe x.....	15
I-9	Filtre de Lyot à n étages.....	16
I-10	Concept de base d'un filtre optique accordable.....	18

Chapitre II: Etude de l'effet électro-optique dans les matériaux anisotrope

II-1	Ellipsoïde des indices.....	25
II-2	Cellule Pockels en configuration longitudinale.....	28
II-3	Cellule Pockels en configuration transversale.....	29
II-4	Effet Pockels dans le KDP.....	33
II-5	Rotation des axes de l'ellipsoïde des indices.....	34

Chapitre III: Etude et simulation des filtres à cristaux photoniques à une seule dimension accordables avec une couche défaut de Niobate de Lithium

III-1	Schéma d'un empilement périodique.....	37
III-2	Représentation de l'interférence des ondes réfléchies par chaque dioptr.....	37
III-3	Miroir de Bragg, cristal photonique unidimensionnel.....	37

III-4	Représentation de deux cristaux photoniques: (a) $(AB)^8$; (b) $(ABBA)^8$	38
III-5	Cristal photonique $(AB)^8$	40
III-6	La transmittance de $(AB)^8$ en fonction de la longueur d'onde.....	41
III-7	Principe de fonctionnement de filtre $(AB)^8$	41
III-8	La transmittance de $(\text{SiO}_2/\text{TiO}_2)^4 \text{LiNbO}_3(\text{SiO}_2/\text{TiO}_2)^4$ en fonction de la longueur d'onde.....	42
III-9	La comparaison entre $(\text{SiO}_2/\text{TiO}_2)^8$ et $(\text{SiO}_2/\text{TiO}_2)^4 \text{LiNbO}_3(\text{SiO}_2/\text{TiO}_2)^4$	43
III-10	Représentation des courbes de différentes valeurs de E_z	44
III-11	(a) la longueur d'onde en fonction du champ électrique;.....	45
	(b) la bande passante en fonction du champ électrique.....	46
III-12	Coefficient de transmission en fonction de la longueur d'onde $(ABBA)^8$	46
III-13	Principe de fonctionnement de filtre $(ABBA)^8$	47
III-14	La transmittance de $(ABBA)^8$ pour 6 valeurs de θ	48
III-15	Principe de fonctionnement de base d'un filtre.....	48
III-16	Comparaison entre la transmittance et la longueur d'onde en fonction de l'angle θ ...49	

Introduction générale

Introduction générale

Les photons sont apparus comme des vecteurs d'information performants. C'est dans ce contexte qu'Eli Yablonovitch suggéra, dans un article fondateur daté de 1987, d'étendre les concepts de structure de bandes et de bande interdite. En structurant artificiellement la matière, il est possible de contrôler la lumière. Yablonovitch souhaitait initialement appliquer cette idée au problème de contrôle de l'émission spontanée, mais rapidement le caractère le plus général de ce concept est apparu : les cristaux photoniques (CPs) étaient nés.

Le développement de ce nouveau type de matériau dit à bandes interdites photoniques (BIP), encore appelé cristal photonique (CP), ouvre des perspectives nouvelles pour le confinement de la lumière ou son émission et la réalisation de briques de base nécessaires aux communications optiques intra-puces, ou dans les systèmes intégrés sur puce (SoC : System on Chip), ou dans les télécommunications optiques.

Le cristal photonique peut être à une dimension (empilement de couches minces, réseau de Bragg), à deux dimensions (réseau de trous sur une surface) ou à trois dimensions (empilement de couches formées de billes de silices auto assemblées).

Le filtrage d'un signal lumineux est une fonction très importante dans une liaison optique, car en télécommunications nous nous intéressons aux sources lasers monochromatiques d'où la nécessité de concevoir et optimiser des filtres optiques avec des spectres étroits. Les filtres à cristaux photoniques à une seule dimension est un exemple de filtres optiques qui produisent plusieurs canaux simultanément, et qui permettent de sélectionner plusieurs longueurs d'onde, et en même temps de diminuer le bruit du signal multiplexé, avant de passer à l'étape de démodulation. Une telle fonction consiste à améliorer le facteur de qualité et le taux d'erreur binaire d'une chaîne de transmission haut débit.

L'objet de ce mémoire est l'étude des filtres à cristaux photoniques à une seule dimension accordables, avec insertion d'une couche défaut de Niobate de Lithium. Ce mémoire est divisé en trois chapitres. Le premier chapitre présente une généralité sur les différents filtres optiques appliqués en télécoms, dont les filtres diélectriques, les filtres Fabry-Pérot, les réseaux de Bragg, le filtre de Lyot et les filtres accordables seront présentés et discutés. Le second chapitre sera consacré à l'étude de l'effet électro-optique sur les matériaux anisotropes qui dépend de la propagation de la lumière à travers un milieu soumis à

un champ électrique externe. Enfin, le troisième chapitre comprend une étude et simulation des cristaux photoniques à une seule dimension en utilisant une couche défaut qui est utilisée pour illustrer l'apparition et le déplacement d'un canal supplémentaire à l'intérieur d'un intervalle de bande vide.

Chapitre I

Présentation des différents filtres optiques et ses applications

I.1 Introduction

Les filtres en longueur d'onde ont connu une évolution assez importante durant ces dernières années. La première génération utilise des éléments discrets, tels que prisme, réseau et couches diélectriques, dont la juxtaposition permet d'obtenir la fonction de filtrage désirée. Puis, les composants à ondes guidées sont apparus, tout d'abord à base de guides plans [I-1], puis à partir de guides canaux. Les recherches restent nettement orientées vers ces composants à guides canaux, intéressants soit par leurs possibilités d'intégration, soit par leur faible coût. Les performances s'orientent vers de très faible bande passante de filtrage grâce aux progrès sur les lasers mono-fréquence à spectre d'émission stabilisé [I-2].

Une liaison multi-longueurs d'onde, appelée classiquement liaison WDM, est caractérisée par le nombre de canaux disponibles, l'espacement entre les canaux et le taux d'isolation des canaux. La sélectivité en longueur d'onde du filtre et la largeur spectrale du signal modulant déterminent la largeur des canaux. L'espacement en longueur d'onde ou en fréquences entre signaux est défini par la largeur des canaux et le taux de réjection du filtre, pour un taux d'isolation donné. Les performances des lasers et des filtres doivent concorder et être ajustées aux caractéristiques des liaisons mises en œuvre [I-2].

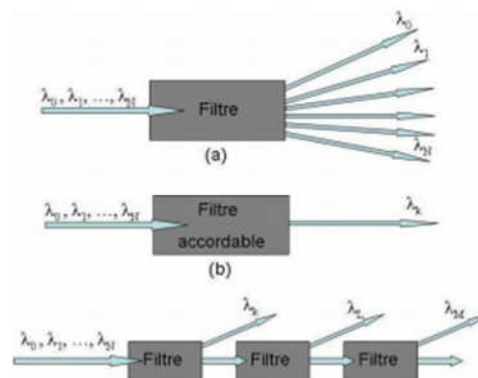


Figure I-1: Les différentes catégories de filtres en longueur d'onde [I-2].

Les filtres en longueur d'onde peuvent sélectionner plusieurs canaux. On distingue entre les filtres séparant spatialement les différentes longueurs d'onde (Figure I-1-a), qui peuvent être détectées simultanément, et les filtres passe-bande en longueur d'onde qui permettent d'avoir accès à un seul canal à la fois, et qui sont, soit accordables en longueur d'onde sur une plage suffisante (Figure I-1-b), soit mis en cascade avec d'autres filtres (Figure I-1-c).

De nombreuses études sont menées pour mettre au point des composants optiques permettant de faire du démultiplexage à très haut débit. Ces composants doivent être capables de séparer les différentes longueurs d'onde, c'est à dire de filtrer de façon extrêmement

sélective avec une grande précision la porteuse dédiée qui se propage dans la fibre. Il existe pour cela différents types de filtres [I-2].

Le filtre est constitué d'un empilement de couches diélectriques dont les indices de réfraction optique, alternativement haut et bas, et les épaisseurs sont en accord de phase avec la longueur d'onde filtrée (Figure I-2). Celle-ci peut être couplée dans une fibre distincte [I-2].

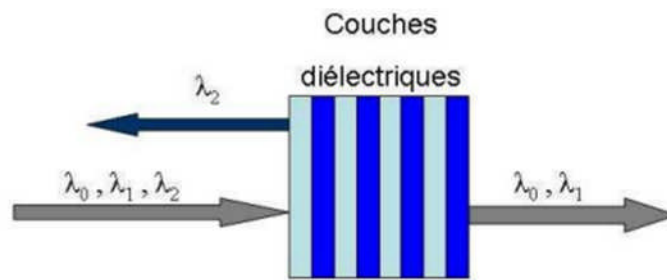


Figure I-2: Filtrage au moyen d'un multicouche diélectrique [I-2].

I.2 Les caractéristiques des filtres optiques

Un filtre idéal est un quadripôle qui permet la transmission sans pertes dans des plages de fréquences données et une réjection infinie dans toutes les autres plages de fréquences. De telles caractéristiques idéales ne peuvent pas être obtenues; le but de la conception de filtres est donc d'approcher les spécifications avec une tolérance acceptable. Quatre catégories de filtres peuvent être répertoriées [I-24]:

- les filtres passe-bas qui ne laissent passer que les fréquences inférieures à la fréquence de coupure f_c et qui rejettent les fréquences supérieures à f_c ;
- les filtres passe-haut qui rejettent les fréquences inférieures et transmettent les fréquences supérieures à f_c ;
- les filtres passe-bande qui permettent la transmission uniquement dans une bande de fréquences Δf centrée sur la fréquence centrale f_0 et qui interdisent la transmission hors de cette bande passante;
- les filtres coupe-bande ou réjecteurs qui sont le complément des filtres passe-bande [1-24].

Le tableau suivant présente les différents composants intégrés [I-3]:

N	Nombre de canaux pouvant être adressés.
Taux	Taux d'accord; variation de la longueur de réglage pour déplacer la longueur d'onde filtrée de $\delta\lambda$ (mA, V, /canal)
Réjection	Taux de réjection minimal entre canaux (dB)
λ_0	Longueur d'onde centrale du filtre.
$\Delta\lambda$	Plage d'accord (nm).
$\delta\lambda$	Bande passante à mi-hauteur
Polarisation	Sensibilité à la polarisation (faible, moyenne, forte).
τ	Temps de commutation entre canaux (ns).
Pertes	Pertes optiques (dB).
Robustesse/ contraintes mécaniques, thermiques,...	(Faible, moyenne, forte).
Simplicité d'utilisation	(Simple, moyenne, forte).
Simplicité de fabrication	(Simple, moyenne, forte).

Tableau I-1 Spécifications d'un filtre optique [I-3].

La plupart des caractéristiques retenues s'expliquent d'elles-mêmes, dans le cadre, par exemple, de l'utilisation du filtre dans une liaison par WDM. Cependant nous allons détailler quelques points qui nous semblent le mériter. Le taux de réjection du filtre (reject.) est défini comme le rapport entre l'amplitude maximale de la transmittance du filtre en dehors d'une bande de largeur $2\delta\lambda$ centrée sur la longueur d'onde centrale du filtre (tout en restant dans la plage d'accord ($\Delta\lambda$), et l'amplitude du maximum de la transmittance. Il représente fréquemment le rapport entre l'amplitude maximale des lobes latéraux que présentent la transmittance et le maximum de cette transmittance [I-3].

La longueur d'onde centrale du filtre (λ_0) est prise par référence autour de $1.5 \mu\text{m}$. C'est en effet cette longueur d'onde que tendent à utiliser les opérateurs de télécommunications, afin de profiter du minimum d'atténuation dans les fibres en silice. De plus, si la spécification vraiment importante du filtre est le nombre de canaux que l'on peut adresser (N), il ne faut cependant pas négliger l'importance individuelle des deux paramètres qui permettent son

évaluation (i. e. $N = \Delta\lambda/\delta\lambda$). En effet, la plage d'accord du filtre ($\Delta\lambda$) doit être assez étroite pour permettre l'utilisation d'amplificateur optique dans la liaison [I-3].

I.3 Filtres diélectriques

I.3.1 Introduction

Les filtres multi couches diélectriques étaient les premiers types de filtres qui ont été largement déployés dans les systèmes de transmission multiplexés en longueurs d'onde dès le début des années 1990 [I-4]. Ces filtres diélectriques ont été utilisés au début dans des systèmes de multiplexeur de division en longueur d'onde (MDL) à 200 GHz (1.6 nm), ils ont été améliorés après pour fonctionner sur un espacement fréquentiel de 100 GHz. Ces filtres multi couches se retrouvaient dans beaucoup d'applications comme les filtres à aplanissement de gain (gain-flattening filters, en anglais) pour les amplificateurs à fibres dopées Erbium, les filtres de division de bande (band splitting filters, en anglais), et plus récemment pour l'implémentation des modules à faibles coûts de filtres avec gros espacements en longueurs d'onde (coarse filters, en anglais) utilisés généralement dans les réseaux locaux [I-4].

Les filtres multi couches diélectriques sont largement utilisés dans les réseaux optiques grâce à leur bonne rentabilité et leur stabilité à long terme. Ces filtres sont conçus pour avoir une excellente stabilité en longueurs d'onde, une caractéristique qui les rend des candidats idéals pour des composants passifs. Alors, ce type de filtres est parfois utilisé pour une stabilisation en longueurs d'onde dans des composants actifs. Les filtres multi couches utilisés dans un multiplexage en longueurs d'onde dense sont caractérisés par des pertes d'insertion faibles, des pertes dépendantes de polarisation faibles et une bonne isolation. Les filtres diélectriques sont utilisés dans des architectures modulaires où on commence avec un petit nombre de canaux [I-4].

I.3.2 Les filtres interférentiels

I.3.2.1 Introduction

Ce type de filtre est le premier qui ait été mis en œuvre dans des systèmes de télécommunications expérimentaux, en utilisant des dispositifs massifs du marché, comme les filtres de Pérot-Fabry accordables. Cependant, l'accord de ces filtres est souvent assuré de manière mécanique, ce qui ne permet pas leur intégration directe [I-3].

I.3.2.2 Principes de fonctionnement

L'intégration d'un filtre interférentiel est passée par l'application d'un principe connu depuis longtemps, la mise en cascade d'interféromètres. Ainsi, si on accole deux interféromètres à ondes multiples, des Fabry- Pérot intégrés par exemple, on obtient la réalisation de la figure (I-3). [I-3]

La fonction d'appareil d'un tel dispositif devient intéressante si les deux Fabry- Pérot ont un intervalle spectral libre (ISL) voisin. On obtient alors un effet de vernier [1.3], comme le montre la figure (I-4).

On obtient ainsi un filtre ayant un ISL important tout en assurant une faible largeur de raie. Par exemple, si les deux Fabry-Pérot ont des ISL différents de 10%, l'ISL du filtre résultant sera 10 fois plus important que celui d'un filtre utilisé seul. En somme, on augmente très fortement la finesse (i. e. le rapport $F = ISL/\Delta\lambda$) du Fabry-Pérot, qui devient quasi-indépendante de la réflectance des miroirs. L'accord du filtre est obtenu en faisant varier la longueur optique des cavités par modification de leurs indices [I-3].

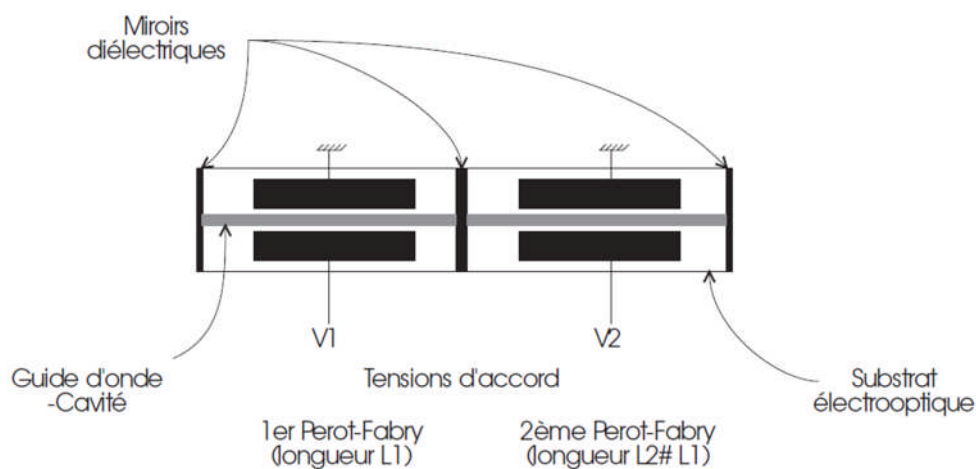


Figure I-3: Mise en cascade de deux Fabry-Pérot accordables, intégrés sur Niobate de Lithium.

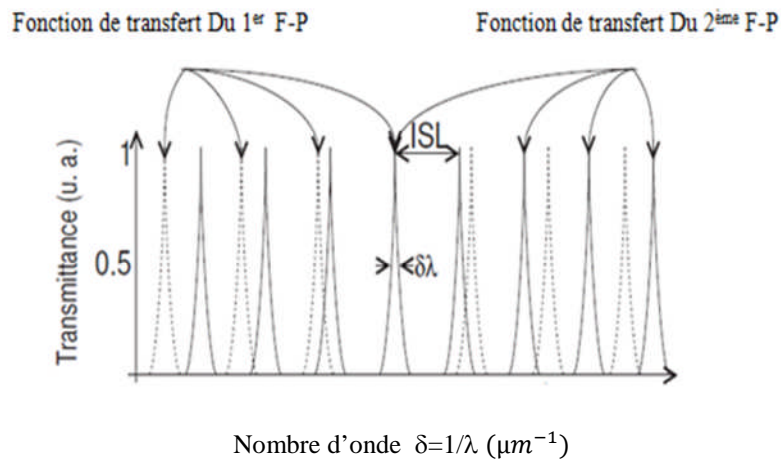
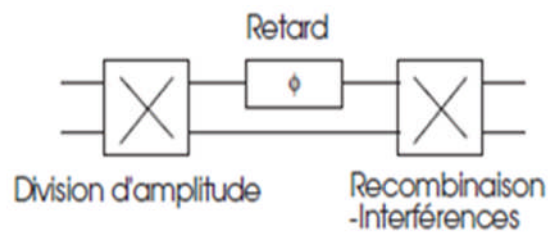
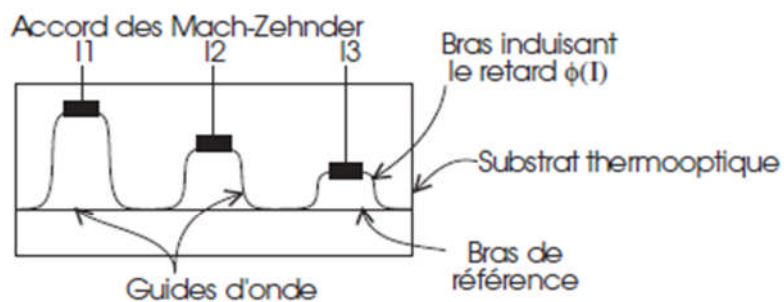


Figure I-4: transmittance de deux Pérot-Fabry de longueurs différentes ;

Le principe de mise en cascade peut s'appliquer à des filtres basés sur des interféromètres à deux ondes, comme l'interféromètre de Mach-Zehnder. D'ailleurs, ces filtres étant beaucoup moins sélectifs (finesse très petite). On obtient ainsi le schéma de la figure (I-5).



(a)



(b)

Figure I-5: (a) principe de fonctionnement de l'interféromètre de Mach-Zehnder [I-3];

(b) intégration de trois Mach-Zehnder en cascade, sur silicium [I-3]

Ici le retard supplémentaire introduit sur l'un des bras de l'interféromètre, est créé par l'allongement du trajet parcouru par la lumière.

L'accord du filtre est obtenu par la modulation des retards de chacun des filtres afin de déplacer leurs maxima de transmission [I-3].

I.3.2.3 Théorie des filtres interférentiels

I.3.2.3.1 Introduction

Un filtre diélectrique consiste en plusieurs couches minces avec une épaisseur et un indice contrôlés. L'épaisseur de chaque couche est typiquement une fraction d'une longueur d'onde. Les ondes réfléchies à chaque surface de couche interagissent d'une manière cohérente pour générer un spectre de réflexion. La théorie des interactions d'ondes planes a été décrite dans plusieurs références. Tout en dépend de chaque application, ce filtre peut être composé d'un petit nombre de couches comme il peut avoir de centaines de couches, de deux ou plusieurs types de matériaux différents pour générer une forme quelconque d'une réponse spectrale. Les types de filtres couramment utilisés en télécommunications sont les filtres multi couches anti réflexion (AR), les hauts réflecteurs et les filtres passe-bande. Dans les sections suivantes, nous allons présenter le principe de base de chacun de ces types de filtres [I-5].

I.3.2.3.2 Filtres multi couches Anti Réflexion

Lorsque la lumière franchit une interface, une fraction est réfléchi en raison d'une désadaptation entre les indices de réfraction. Les multi couches AR minimisent le facteur de réflexion par l'insertion de couches additionnelles dans le but de créer une interférence destructive des ondes réfléchies. Ces filtres sont importants pour deux raisons ; la première est qu'ils augmentent au maximum la capacité d'un système, la deuxième est qu'ils minimisent les réflexions non désirées. Une suppression insuffisante de la réflexion, ou une faible minimisation des pertes de retour (return loss, en anglais), peut créer une diaphonie dans un canal de communication ou une répercussion non désirée dans une source laser [I-4].

Beaucoup de références ont déjà décrit les différentes approches de conception, en commençant par un design d'un multi couches AR simple pour arriver à d'autres types plus complexes [I-6, I-7]. La complexité d'un filtre diélectrique AR est devenue flagrante avec l'augmentation de la largeur de bande de fonctionnement et aussi avec l'augmentation des pertes de retour. Les multicouches AR appliquées dans le domaine des télécommunications

fonctionnent généralement sur une seule longueur d'onde ou sur un spectre étroit. Nous notons que quelques applications exigent des pertes de retour de 40 dB à 50 dB dans des régions de longueurs d'onde étendues [I-8].

I.3.2.3.3 Filtres multi couches avec Haute Réflexion (HR)

La structure de base d'un diélectrique HR consiste à alterner des couches, qui chacune est constituée de deux matériaux différents, un d'entre eux est caractérisé par un indice de réfraction élevé et l'autre est caractérisé par un indice de réfraction bas. L'épaisseur physique de chaque couche est $\lambda_0/4n$, où λ_0 est la longueur d'onde désirée et n est l'indice de réfraction du matériau utilisé. Les couches qui possèdent une épaisseur physique qui s'écrit sous la forme citée précédemment sont appelées des couches quart d'onde. Un multi couches HR est conçu de la manière suivante [I-4]

$$\text{Substrat} | (EB)^p | \text{Ambiant}$$

Où E et B représentent des couches quart d'onde d'indices de réfraction élevé et bas, respectivement. La puissance p détermine combien de fois la période est répétée. La figure (I-6) présente le spectre de réflexion d'un multi couches HR conçu à 5, 10 et 15 périodes.

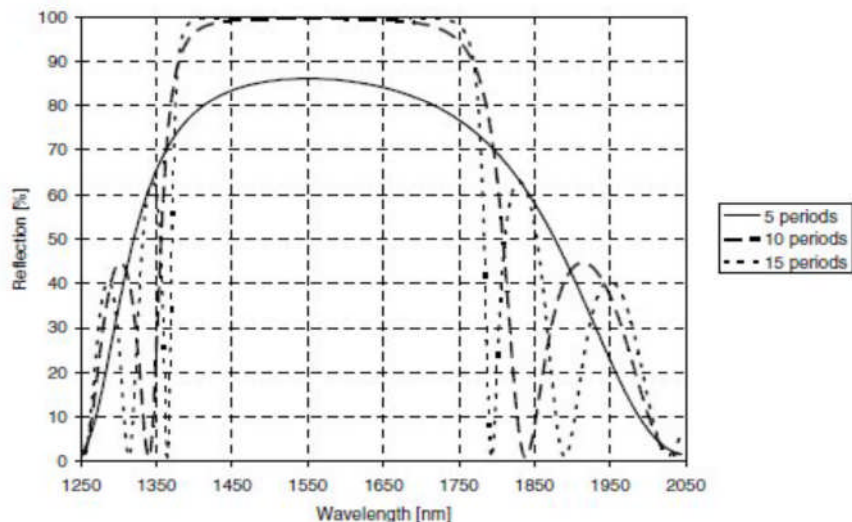


Figure I-6: Spectres de réflectivité d'un multi couches conçu avec 5, 10 et 15 périodes, centrés sur la longueur d'onde 1550 nm, avec $n_B=1.45$ et $n_E=2.1$ [I-4]

La région de haute réflexion est appelée bande d'arrêt du multi couches HR. La largeur de bande d'arrêt, $2\Delta g$, ne dépend pas du nombre de périodes, mais de rapport des indices hauts et bas de réfraction.

Les deux extrémités de bandes de stop sont à $g_{edge}=1\pm\Delta g$ avec Δg qui est décrite comme suit [I-4]

$$\Delta g = \frac{2}{\pi} \sin^{-1} \left(\frac{n_E - n_B}{n_E + n_B} \right) \quad (1)$$

La bande passante devient large pour un rapport d'indice de réfraction élevé. Dans l'exemple présenté sur la figure (I-6), n_B est égal à 1.45 alors que n_E est égal à 2.1. A partir de cette figure (spectre conçu à 15 périodes), nous remarquons que l'intervalle de bande d'arrêt est 1387 1756 nm pour un filtre centré sur 1550 nm.

Le niveau de pique de réflectivité dépend du rapport des indices de réfraction et du nombre de périodes. Un rapport élevé et un grand nombre de périodes rendent le niveau de pique de réflectivité plus haut dans la bande d'arrêt [I-9].

$$R = 1 - 4 \left(\frac{n_B}{n_E} \right)^{2p} \frac{n_S}{n_A} \quad (2)$$

Où n_A est l'indice de réfraction de l'ambient et n_S est l'indice de réfraction du substrat.

D'habitude, il est plus judicieux de choisir deux matériaux avec un rapport d'indice de réfraction élevé. Un petit nombre de couches est nécessaire pour atteindre un niveau de réjection spécifié et une bande passante plus large.

I.3.2.3.4 Filtre passe bande

Un filtre passe bande est constitué d'un ou plusieurs filtres Fabry-Pérot couplés. Un filtre Fabry-Pérot est à son tour constitué d'un étalon mince, appelé espaceur, entouré par des réflecteurs métalliques ou par des diélectriques à haute réflexion (HR). Un filtre passe bande Fabry-Pérot est conçu de la manière suivante [I-4]

$$\text{Substrat} | (BE)^P (2B)^S (BE)^P | \text{Ambiant}$$

Où p décrit le nombre de périodes dans un multi couches HR et s décrit l'ordre (ou nombre de périodes) de couche. L'épaisseur de la couche optique à la longueur d'onde centrale pour le premier ordre (s=1) correspond à une demi-onde, pour le second d'ordre (s=2) elle correspond à deux demi-ondes, etc. Dans un filtre Fabry-Pérot, seulement une petite fraction de lumière pénètre le premier réflecteur, mais dans une gamme de longueurs d'onde résonantes, l'intensité de lumière s'accumule dans la couche de l'étalon jusqu'à atteindre une

fraction considérable. La largeur de filtre passe bande peut être rendue plus étroite en augmentant l'ordre de l'étalon, ce qui va diminuer l'intervalle spectral libre (ISL). Nous rappelons que l'ISL est l'espacement entre deux modes adjacents, il s'écrit comme suit [I-4]

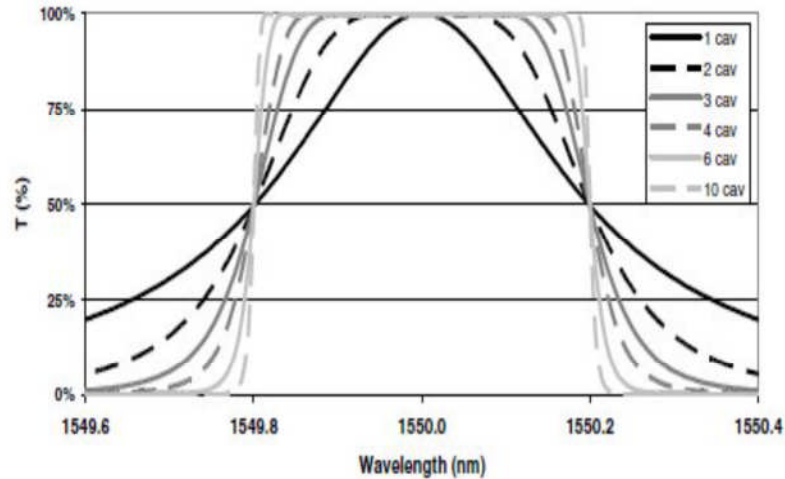


Figure I-7: Réponse spectrale d'un filtre passe bande avec différents nombres de cavités [I-4]

$$\Delta\nu_{ISL} = \frac{c}{2nL \cos\theta} \quad (3)$$

Où θ est l'angle du faisceau relatif à la surface normale de la cavité et L est la longueur de la cavité.

Dans la figure (I-7), la courbe en ligne solide (avec la légende 1 cav) montre la réponse spectrale d'un filtre Fabry-Pérot. Il est possible de mettre une multitude de structures Fabry-Pérot chacune au sommet sur l'autre pour former un filtre multi-cavité couplé. La figure (I-7) montre aussi le spectre de transmission des différents filtres constitués de 2 à 10 cavités. Nous remarquons que le maximum de transmittance des différents filtres avoisine les 100 % en bande passante et 0% dans la bande de réjection.

La notion de couplage de cavités est très importante parce qu'elle permet d'éviter des fluctuations excessives dans la bande passante. Thelen [I-10] et Macleod [I-9] ont donné quelques notions sur la conception d'un filtre passe bande optique [1-3].

I.4 Filtres Fabry-Pérot ou à base de réseau de Bragg

L'interféromètre de Fabry-Pérot est constitué de deux surfaces partiellement réfléchissantes planes à hauts coefficients de réflexion (souvent supérieurs à 95 %) délimitant une cavité résonante. La résonance de la lumière dans cette cavité donne lieu à une figure d'interférence à ondes multiples constituée d'anneaux concentriques fins, dont la taille varie

en fonction de la longueur d'onde et de la distance entre les deux surfaces réfléchissantes. Divers types de surfaces réfléchissantes peuvent être utilisés pour mettre en œuvre ce principe (miroirs métalliques fins, grilles métalliques, réseau de Bragg etc...) [I-11].

Sur le même principe d'interférence à ondes multiples, les filtres interférentiels (réseau de Bragg) basés sur un empilement périodique de couches diélectriques ont été proposés il y a de nombreuses années [I-12, I-18]. On peut modéliser leur principe de fonctionnement par la rencontre de dioptres successifs, sur lesquels une partie de l'onde incidente est réfléchi, et l'autre est transmise. L'onde résultant des transmissions successives sera la somme de toutes les transmissions sur chaque dioptre. Si la transmission (ou la réflexion) de tous les dioptres est en phase, on peut obtenir un pic en transmission (ou un pic en réflexion). Divers types de filtres spectraux peuvent être obtenus ainsi : filtres passe-bande, coupe-bande, passe-haut, passe-bas... Les filtres sont généralement dimensionnés grâce à des algorithmes génétiques sophistiqués, qui renvoient le nombre (jusqu'à une centaine de couches) et l'épaisseur des couches nécessaires à la réalisation du profil spectral souhaité [I-13, I-14].

En ce qui concerne les filtres passe-bande, des améliorations récentes ont été apportées par une équipe de recherche italienne. Ils proposent en premier lieu d'intercaler une fine couche d'argent (d'une cinquantaine de nanomètres) au sein de l'empilement de couches diélectriques. Ce nouveau type d'empilement permet d'obtenir une réjection efficace sur une plus large gamme de longueurs d'onde. Il permet également de réaliser les filtres avec un nombre de couches plus restreint (27 couches) [I-15, I-16]. Les filtres obtenus ont une largeur à mi-hauteur légèrement plus grande que dans le cas des filtres interférentiels tout diélectrique, mais en optimisant l'empilement on peut descendre à des largeurs à mi-hauteur de l'ordre de la dizaine de nanomètres [I-15]. Ils proposent enfin un procédé de fabrication permettant d'obtenir une fonction de filtrage passe-bande accordable linéairement. Plus précisément, il s'agit de fabriquer un filtre dont la longueur d'onde varie lors du déplacement du faisceau incident selon une des directions du détecteur [I-15, I-17]. L'accordabilité en longueur d'onde est obtenue en faisant varier continument l'épaisseur de toutes les couches sauf celle de l'argent, toujours selon une des directions du détecteur (figure I-8). Le gradient d'épaisseur est obtenu en introduisant progressivement un masque obturateur au cours du dépôt. Les différentes parties du substrat sont donc exposées au flux de particules durant des temps différents. Un filtre accordable de 400 à 1000 nm a été réalisé grâce à ce procédé [I-19].

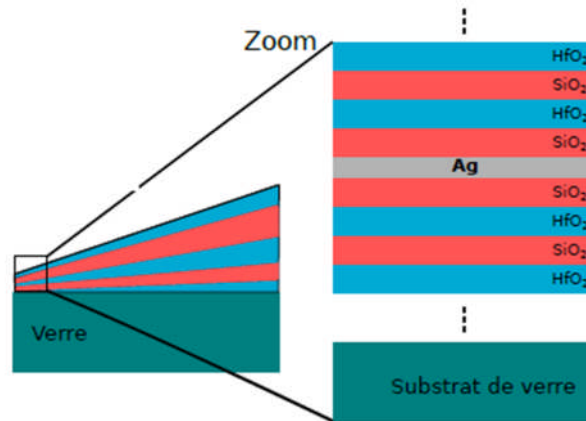


Figure I-8: Filtre interférentiel multicouche avec épaisseur des couches variable selon l'axe x . [I-20]

La réponse spectrale du filtre obtenu est adaptable en longueur d'onde par déplacement de l'axe optique selon l'axe x . La couche d'argent conserve cependant une épaisseur constante [I-19].

I.5 Filtre de Lyot

Les filtres de Lyot doivent leur nom à leur inventeur Bernard Lyot. Ils ont été développés pour l'observation de la couronne solaire et ils sont très utilisés en astronomie. Le Dutch Open Telescope et le Swedish Solar Telescope par exemple contiennent des filtres de Lyot [I-20, I-21]. Ces filtres spectraux utilisent la biréfringence des matériaux pour produire un filtre passe-bande très sélectif en longueur d'onde. Leur principe de fonctionnement repose sur l'interférence de l'onde ordinaire et de l'onde extraordinaire à la sortie d'un cristal biréfringent uniaxe [I-19]. Le filtre est constitué de plusieurs étages comportant chacun un cristal biréfringent compris entre deux polariseurs linéaires. Les axes rapides F et lents S du cristal sont à 45° de l'axe des polariseurs. Chaque étage fournit un spectre en peigne. L'épaisseur des étages double progressivement de telle sorte qu'un pic sur deux s'éteint à chaque étage supplémentaire (Figure I-9). Pour un étage, l'intensité de sortie I est reliée à l'intensité incidente I_0 par la relation [I-19]:

$$I = \frac{I_0}{2} \cos^2 \left(\frac{\delta(\lambda)}{2} \right) \quad (4)$$

Où $\delta(\lambda) = 2\pi \Delta n e / \lambda$; $\Delta n = n_o - n_e$ est la différence entre les indices ordinaire et extraordinaire; e est l'épaisseur de la lame biréfringente. Cette équation conduit bien à un spectre en forme de peigne.

On montre ensuite facilement que pour n étages, l'intensité de sortie I est reliée à l'intensité incidente I_0 par la relation:

$$I = \frac{I_0}{2} \left[\frac{\sin(2^p (\frac{\delta(\lambda)}{2}))}{2^p \sin(\frac{\delta}{2})} \right]^2 \quad (5)$$

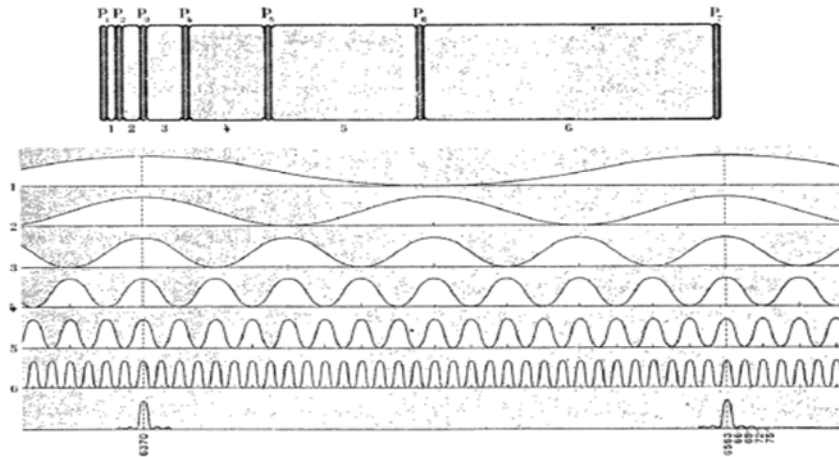


Figure I-9: Filtre de Lyot à n étages [I-20].

- L'épaisseur des lames biréfringentes est de $2^{j-1} e$ (j variant de 1 à p) [I-20]
- L'axe rapide et l'axe lent des lames biréfringentes sont à 45° de l'axe des polariseurs P_j [I-19]
- Les maxima sont situés à $\lambda_{max} = \Delta n e/m$ avec m un entier correspondant à l'ordre d'interférence [I-19].
- La distance D_λ entre deux pics successifs est de $D_\lambda = \Delta n e/m^2$
- La largeur à mi-hauteur, FWHM (Full Width at Half Maximum) est approximativement égale à $FWHM \sim \lambda_{max}^2 / (2^p \Delta n e)$.

On peut par exemple dimensionner un filtre de Lyot dans le moyen infrarouge avec du MgF2 (Fluorure de Magnésium): pour un filtre à 3 étages centré sur $\lambda_{max}=4 \mu\text{m}$, de largeur à mi-hauteur 100 nm, et dont les lames biréfringentes sont des blocs de MgF2 ($\Delta n=0.01$), il faut une épaisseur de 2 mm. Les pics seront alors espacés de 800 nm [I-19].

La tolérance angulaire des filtres de Lyot est liée à la dépendance des indices de réfraction avec l'angle d'incidence. Elle dépend à la fois de l'angle d'incidence i et de l'angle θ . Le décalage spectral $\Delta\lambda$ par rapport à la position du pic sous incidence normale (λ_{0max}) est:

$$\lambda_{0_{max}} \cos^2 \Delta \lambda (i, \theta) = -i^2 (\theta - (n_o/n_e) \sin^2 \theta) / (2n_o^2) \quad (6)$$

Il est possible d'améliorer cette tolérance angulaire, en remplaçant chaque lame par deux lames biréfringentes de demi-épaisseur $e/2$ croisées et séparées par une lame demi-onde qui sert à ajouter les deux demi-retards. On parle alors de filtre de Lyot à grand champ [I-19].

Il existe différentes façons de rendre ces filtres accordables en longueur d'onde. Une première solution consiste à tourner mécaniquement les polariseurs qui précèdent les lames biréfringentes d'un angle proportionnel à l'épaisseur de la lame. Mais il est également possible d'insérer dans le montage des éléments biréfringents adaptables électroniquement [I-19].

Quelle que soit l'application, les filtres de Lyot doivent être thermostatés au dixième de degré, généralement autour de 45°C, pour que les propriétés optiques du matériau biréfringent (indices de réfraction) restent stables. Le principal défaut de ces filtres est leur forte perte en transmission due à la série de polariseurs [I-19]. Théoriquement, la moitié du flux est déjà perdue par le premier polariseur. En pratique un flux encore plus important est perdu car la transmission à travers un polariseur est seulement de 30% à 40% pour de la lumière non polarisée [I-19].

I.6 Filtres optiques accordables

Les filtres optiques dynamiquement accordables dans une certaine bande de fréquence optique sont utilisés pour augmenter la flexibilité d'un réseau MDL (multiplexage de division en longueur d'onde). La plupart des filtres accordables fonctionnent avec les mêmes principes utilisés par les filtres passifs. La seule différence est que dans les composants actifs, au moins une seule branche d'un coupleur est modifiée en changeant sa longueur ou son indice de réfraction en lui appliquant un gradient de température, une tension électrique ou une pression mécanique [I-23].

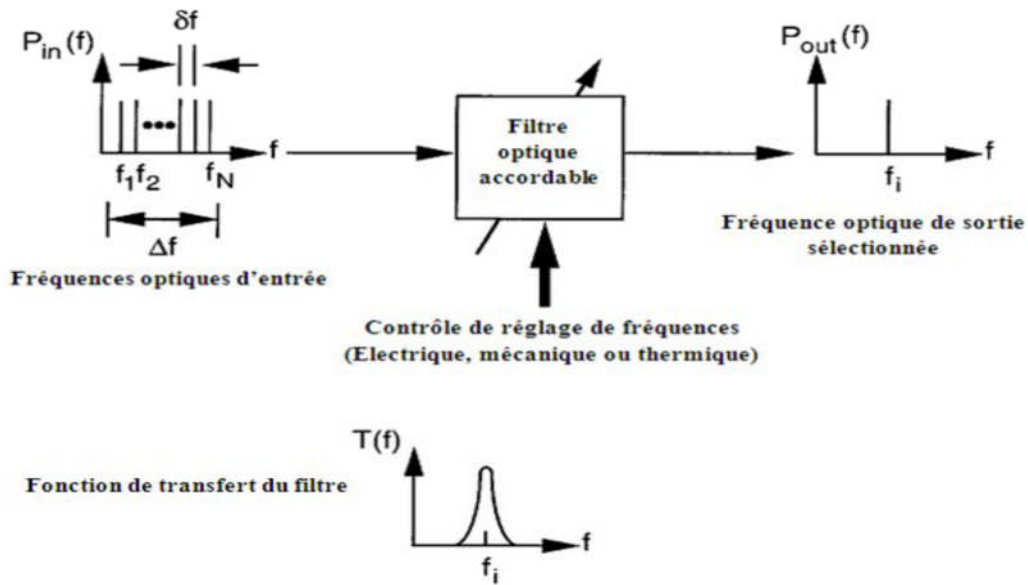


Figure (I-10): Concept de base d'un filtre optique accordable. [I-22]

La figure (I-10) montre le concept de base d'un filtre optique accordable. Ce filtre opère sur une gamme de fréquences Δf et il est réglé électriquement pour permettre de faire passer une seule longueur d'onde. Les paramètres principaux de ce système accordable sont les suivants [I-23]

1 L'intervalle de réglage Δf dans lequel le filtre est accordé. Supposant que ce filtre est réglé sur une de ces deux longueurs d'onde 1300 nm ou 1500 nm, alors une bande de 25 THz ($\Delta\lambda=200$ nm) sera un intervalle de réglage raisonnable pour cette opération.

Dans les réseaux où on utilise des amplificateurs optiques basés sur des fibres, un intervalle maximale de réglage de $\Delta\lambda=35$ nm centré sur 1550 nm (ou $\Delta f=4.4$ THz centré sur 193.1 THz) est utilisé [I-23].

2 L'espacement inter-canal δf , qui est la séparation fréquentielle minimale nécessaire entre les canaux pour garantir une dégradation de diaphonie minimale. Le niveau de signal de la diaphonie par rapport à un canal adjacent est généralement à environ 30 dB au dessous du signal désiré [I-23].

3 Le nombre maximal de canaux N_{ca} est défini par le nombre maximal de canaux équitablement espacés qui peuvent être utilisés dans un intervalle de réglage, à condition de maintenir un bas niveau de diaphonie des canaux adjacents. Le nombre de canaux N_{ca} est défini comme le rapport entre l'intervalle de réglage total Δf et l'espacement inter-canal δf , il est décrit comme suit [I-23]

$$N_{ca} = \frac{\Delta f}{\delta f} \quad (7)$$

4 La vitesse de réglage désigne le temps que va mettre un filtre pour changer une fréquence par une autre. Pour des applications où la durée de réglage d'un canal est relativement longue (quelques minutes à quelques heures), une vitesse de réglage à milliseconde est suffisante. Cependant, si on décide de commuter un paquet d'informations rapidement alors une vitesse de réglage à microseconde est nécessaire [I-23].

Plusieurs technologies ont été déjà étudiées pour concevoir des filtres optiques accordables. Durant l'évolution des méthodologies des systèmes MDL, tout l'intérêt a été focalisé sur des systèmes qui possèdent des espacements inter-canal supérieurs ou égaux à 100 GHz dans la fenêtre de transmission 1550 nm. Les filtres optiques accordables qui possèdent des espacements inter-canal inférieurs ou égaux à 100 GHz incluent les coupleurs directionnels 2×2, les interféromètres de Mach-Zehnder, les filtres Fabry-Pérot basés sur les fibres, les réseaux de guides d'onde assemblés, les filtres Fabry-Pérot à cristaux liquide, les filtres multi réseaux et les filtres accordables acousto-optiques [I-23]. Dans cette section, nous décrivons deux types de filtres optiques accordables.

I.6.1 Filtres accordables à base de cristaux liquides

Les cristaux liquides sont des matériaux organiques liquides qui ont la capacité de s'organiser comme des solides cristallins. Cet état de la matière dépend de la température, de la pression et de la concentration du matériau. Les cristaux liquides, dits thermo-tropes, n'existent que dans une certaine gamme de température. Au contraire, les cristaux liquides lyotropes dépendent du niveau de concentration. Les cristaux liquides sont utilisés aujourd'hui dans divers composants photoniques : filtre optique, modulateur spatial de lumière, laser, guide d'onde, composant d'optique non-linéaire... [I-19]

Dans les applications de filtrage optique, les cristaux liquides sont utilisés comme des lames à retard variable permettant de moduler la polarisation de la lumière incidente. Il est par exemple possible d'adapter le filtre de Lyot présenté précédemment en insérant des lames de cristaux liquides à retard variable à la place des lames biréfringentes. Ici encore l'épaisseur des cellules de cristaux liquides doit varier par puissance de 2. Ainsi, en changeant la tension appliquée à la cellule de cristaux photoniques, on fait varier la position du pic de transmission. D'un étage de Lyot au suivant, les retards sont proportionnels à l'épaisseur de l'étage. Ces dernières années, de nombreux travaux ont été réalisés autour de ce type de filtre pour

détecter l'état de polarisation de la lumière incidente, obtenir des filtres indépendants de la polarisation ou encore élargir les gammes spectrales pouvant être atteintes [I-19].

Une autre catégorie de filtre optique accordable utilisant les cristaux liquides repose sur des polymères holographiques contenant des cristaux liquides dispersés. L'interférence de deux lasers UV avec ce matériau donne naissance à des zones riches en polymère ou en cristaux liquides, créant ainsi un réseau de diffraction accordable [I-19].

I.6.2 Filtres accordables par voie acousto-optique

Les modulateurs acousto-optiques utilisent l'effet acousto-optique pour diffracter la lumière. Plus précisément, une cellule piézo-électrique génère des ondes ultrasonores dans un cristal (de dioxyde de tellure par exemple), créant ainsi des plans de dilatation et de compression se déplaçant périodiquement et venant changer localement l'indice de réfraction du cristal. La diffraction de Bragg qui en résulte permet d'obtenir des filtres passe-bande en transmission. L'interaction peut être pensée comme un mélange quatre ondes de phonons et de photons [I-19].

Ce type de filtre s'accorde à une vitesse bien plus rapide que les filtres à base de cristaux liquides vus précédemment (changement en quelques microsecondes contre quelques millisecondes dans le cas précédent). La gamme de longueurs d'onde sur laquelle ces filtres acousto-optiques fonctionnent (accordables par petits incréments) est également plus large que celle des filtres à base de cristaux liquides: 900 nm à 5 μm contre 400 nm à 2.45 μm pour les cristaux liquides. Les modulateurs acousto-optiques ont en revanche une ouverture faible et leur tolérance angulaire est plus faible que celle des filtres à cristaux liquides qui peuvent recevoir de la lumière arrivant à $\pm 15^\circ$ de la normale. La largeur à mi-hauteur des filtres acousto-optique peut être contrôlée grâce à la largeur du cristal [I-19].

Les filtres présentés dans cette première partie sont très couramment utilisés dans des dispositifs d'imagerie multi spectrale grâce à la qualité de l'image obtenue (meilleure dans le cas des cristaux liquides que dans le cas des modulateurs acousto-optiques) et grâce à leur grande accordabilité spectrale. Ces filtres sont en revanche inadaptés à notre application [I-19].

I.7 Conclusion

Au cours de ce chapitre nous avons rappelé les différents types de filtres et leurs spécifications. Nous avons vu Les filtres interférentiels, par exemple, ayant une faible bande passante (0.01 nm), mais des temps de commutation importants ($\ll 1\mu\text{s}$), sont tout naturellement destinés à des applications de distribution chez l'utilisateur. On imagine très bien leur emploi pour sélectionner un canal de TVHD, ou HI-FI stéréo, sur un réseau multiservices en WDM. nous avons vu aussi les Filtres Fabry-Perot ou à base de réseau de Bragg qui ont un rôle très important dans le secteur des télécommunications optiques, les filtre de Lyot, les filtres accordables parmi eux, les Filtres accordables à base de cristaux liquides et les filtres acousto-optiques qui peuvent gérer un assez grand nombre de canaux.

Cette présentation permis de faciliter la lecture des prochains chapitres qui seront consacrés à l'étude de l'effet électro-optique sur les matériaux anisotropes, et la simulation des filtres à cristaux photoniques.

Chapitre II

Etude de l'effet électro-optique dans les matériaux anisotrope

II.1 Introduction

Il existe un grand nombre de matériaux dont les propriétés optiques dépendent de la direction de propagation. Ils s'appellent milieux optiquement anisotropes et ils sont sujets d'un grand nombre de phénomènes optiques (double réfraction, effets de polarisation etc.) qu'on utilise ensuite dans des éléments optiques variés (polariseurs, filtres biréfringents, lames retardatrices, compensateurs) [II-24].

L'anisotropie manifeste expérimentalement par une biréfringence, c'est à-dire le dédoublement d'un faisceau qui traverse le matériau [II-25].

L'objet de ce chapitre est d'étudier l'effet électro-optique dans les matériaux anisotropes, c'est à dire tels que l'indice de réfraction dépend de la direction de propagation.

II.2 Milieux anisotropes

Du point de vue de la propagation d'une onde électromagnétique, un milieu anisotrope, appelé aussi milieu biréfringent, est un milieu dans lequel la polarisation induite dépend de la direction du champ électrique appliqué, ce qui entraîne que la polarisation et le champ appliqué ne sont pas forcément parallèles [II-26].

II.3 Propriétés optiques tensorielle

II.3.1 Permittivité diélectrique

La permittivité diélectrique est une propriété physique qui d'écrit la réponse d'un milieu donné à un champ électrique appliqué. En électromagnétisme, le champ d'impulsion électrique \vec{D} représente la façon dont le champ électrique \vec{E} influe sur l'organisation des charges électriques dans un matériau donné, notamment le déplacement des charges d'où la notion \vec{D} [II-27].

Dans un milieu linéaire, homogène, isotrope, la relation qui relie le vecteur d'impulsion électrique \vec{D} au vecteur du champ électrique \vec{E} s'écrit sous la forme:

$$\vec{D} = \epsilon * \vec{E} \quad (8)$$

ϵ : désigne la permittivité sous la forme scalaire, alors que dans un milieu plus complexe:

-si le matériau n'est pas isotrope, la permittivité est un tenseur ou bien matrice c'est-à-dire qu'une matrice avec la notation $[\varepsilon]$. Dans ce cas, le champ d'un vecteur \vec{D} n'est pas linéaire.

-si le matériau n'est pas homogène, les coefficients $\varepsilon(i, j)$ de la matrice $[\varepsilon]$ dépendent des coordonnées x, y, z .

$$\text{-soit: } \forall i \in \{x, y, z\}, \vec{D}_i = \sum_{j=x,y,z} \varepsilon_{ij} \vec{E}_j$$

En absence d'absorption, ces tenseurs sont réels et symétriques. Dans le cas général $[\varepsilon]$ est un tenseur de 9 composants qui dans le repère x, y, z , des axes cristallographiques s'écrit: [II-27]

$$[\varepsilon] = \begin{bmatrix} \varepsilon_{xx} & \varepsilon_{xy} & \varepsilon_{xz} \\ \varepsilon_{yx} & \varepsilon_{yy} & \varepsilon_{yz} \\ \varepsilon_{zx} & \varepsilon_{zy} & \varepsilon_{zz} \end{bmatrix} \quad (9)$$

Puisque ce tenseur est réel et symétrique, on peut toujours trouver un système d'axes (dits axes propres) $(\acute{x}, \acute{y}, \acute{z})$ dans le quel le tenseur prend la forme diagonale: [II-27]

$$[\varepsilon] = \begin{bmatrix} \varepsilon_{\acute{x}\acute{x}} & 0 & 0 \\ 0 & \varepsilon_{\acute{y}\acute{y}} & 0 \\ 0 & 0 & \varepsilon_{\acute{z}\acute{z}} \end{bmatrix} \quad (10)$$

Si $\varepsilon_{\acute{x}\acute{x}} \neq \varepsilon_{\acute{y}\acute{y}} \neq \varepsilon_{\acute{z}\acute{z}}$, le milieu est anisotrope et biaxial.

Si $\varepsilon_{\acute{x}\acute{x}} = \varepsilon_{\acute{y}\acute{y}} \neq \varepsilon_{\acute{z}\acute{z}}$, le milieu est anisotrope et uniaxial.

II.3.2 Imperméabilité diélectrique

Si la permittivité diélectrique est une grandeur bien adaptée au traitement électromagnétique de la propagation des ondes lumineuses, en particulier dans le cas des milieux isotropes, il est moins dans celui des milieux anisotropes. Le fait que, dans ces milieux, le vecteur d'induction \vec{D} plutôt que le champ électrique \vec{E} caractérise la propagation d'une onde électromagnétique dans un milieu anisotrope, conduit à définir le tenseur inverse de $[\varepsilon]$, appelé tenseur perméabilité diélectrique $[\eta]$, il est défini par: [II-27]

$$[\eta][\varepsilon] = 1 \quad (11)$$

Ce tenseur perméabilité est aussi réel et symétrique, il s'écrit sous la forme:

$$\vec{E} = \frac{1}{\varepsilon_0} [\eta] \vec{D} \quad (12)$$

II.3.3 Ellipsoïde des indices

De même, et de façon historique, c'est rarement la permittivité diélectrique qui a été utilisée pour définir les modifications de propriétés optiques induites dans un matériau par différentes actions extérieures. C'est dû au fait que ces actions, même lorsqu'elles agissent sur un milieu isotrope, ont le plus souvent pour effet de créer une anisotropie. On a donc pris l'habitude de décrire ces effets comme des modifications de l'ellipsoïde des indices et ce sont les changements des coefficients de cet ellipsoïde, que l'on trouve généralement dans les tables [II.27].

Dans le cas le plus général, les indices de réfraction du milieu, vus par une onde, peuvent être définis à partir de l'ellipsoïde des indices donnés par l'équation mathématique suivante:[II-27]

$$\frac{x^2}{n_x^2} + \frac{y^2}{n_y^2} + \frac{z^2}{n_z^2} = 1 \quad (13)$$

Où les indices principaux son définis par:

$$n_i^2 = \varepsilon_{ij} \quad (14)$$

La figure (II-1) représente une représentation de l'ellipsoïde des indices de réfraction. Cette ellipsoïde est utilisé pour déterminer les directions propres de vibrations \vec{D}_I et \vec{D}_{II} .

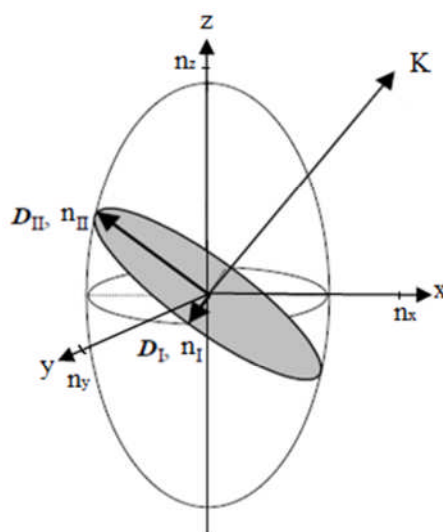


Figure II-1: Ellipsoïde des indices

n_I : Indice ordinaire.

n_{II} : Indice extraordinaire.

$\Delta_n = n_{II} - n_I$: biréfringence.

Pour simplifier le raisonnement, on se place dans le cas où l'ellipsoïde est placé autour de l'axe (oz). Cet axe est appelé axe optique (voir figure II-1).

Pour déterminer les indices de réfractions associés à une direction de propagation \vec{k} , on fait l'intersection de l'ellipsoïde avec le plan d'onde perpendiculaire avec la direction de propagation \vec{k} , cette intersection donne une ellipse caractérisée par deux demi-axes.

Les longueurs des demi-axes représentent les indices de réfraction n_I et n_{II} . On note que les directions propres de vibration \vec{D}_I et \vec{D}_{II} sont portées par n_I et n_{II} , respectivement. Rappelons que si $n_x = n_y \neq n_z$ ($\epsilon_x = \epsilon_y \neq \epsilon_z$) le milieu est dit uniaxial (cas de la figure II-1), et pour ce type de milieu, il existe seulement une seule direction selon laquelle les deux solutions vont se propager avec le même indice de réfraction.

Donc, un seul mode de propagation est toujours porté par l'indice de réfraction n_I . Le demi-axe qui représente l'indice de réfraction n_I appartient au plan (x o y), cet indice est appelé indice ordinaire noté n_o , notons que la vibration \vec{D}_I est perpendiculaire à l'axe optique, et associée au petit axe de l'ellipse, il s'agit de la vibration ordinaire. L'autre indice de réfraction n_{II} obtenu à partir d'un autre demi-axe de l'ellipse, est qui se situe en dehors du plan (x o y), aura une valeur qui dépend de l'orientation du vecteur de propagation en fonction de l'angle θ . Cet indice est appelé indice extraordinaire n_e . La direction de vibration extraordinaire est perpendiculaire à la direction de vibration ordinaire. L'équation (13) est réécrite sous la forme:

$$\frac{x^2}{n_o^2} + \frac{y^2}{n_o^2} + \frac{z^2}{n_e^2} = 1 \quad (15)$$

II.4 Effet électro-optique

II.4.1 Introduction

Certains matériaux voient leurs propriétés optiques changés lorsqu'ils sont soumis à un champ électrique (ou bien tension électrique); on parle alors d'effets électro-optiques. La

possibilité d'une modification des propriétés optiques par le champ électrique lumineux existe aussi. On distingue deux types d'effets électro-optiques:

-l'effet électro-optique linéaire où la variation d'indice est proportionnelle au champ électrique appliqué. On l'appelle souvent: effet Pockels (du nom: Friedrich Pockels qui le découvrit en 1893) [II-27].

-l'effet électro-optique quadratique, où la variation d'indice est proportionnelle au carré du champ électrique (John Keri le découvrit en 1875 dans les milieux optiquement isotropes [II-27].

Les variations d'indices de réfraction induites par effet électro-optique sont généralement très faibles (Biréfringence) $\Delta n = n_e - n_o$, une variation d'indice $\Delta n = 10^{-5} \lambda$ soit environs 5 nm dans le visible, avec $\lambda = 0.5 \times 10^{-6} \text{m}$ (0.5 μm) [II-27].

II.4.1.1 Biréfringence

La biréfringence est une caractéristique des milieux anisotropes. Cette anisotropie est souvent due à la structure même du cristal, qui possède des axes privilégiés, des propriétés optiques vont être différentes suivant la direction de propagation.

L'existence d'une biréfringence va être caractérisée, pour des milieux uniaxiaux, par l'existence de deux indices de réfractons différents selon la polarisation de la lumière. On les appelle indice ordinaire n_o et indice extraordinaire n_e .

II.4.1.2 Effet Pockels

La méthode la plus utilisée et plus développée est celle qui a recours à l'effet Pockels. L'effet Pockels est décrit par une variation linéaire de l'indice de réfraction de certains milieux sous l'effet d'un champ électrique externe [II-28].

Cet effet ne se manifeste que dans certains milieux anisotropes comme (LiNbO_3 , KH_2PO_4) le Niobate de lithium et le phosphate Acide de potassium.

En appliquant un champ électrique, on modifie la valeur d'au moins un des deux indices ordinaire et/ou extraordinaire. L'effet Pockels est un effet linéaire [II-9].

II.4.1.2.1 Effet Pockels longitudinal

Le retard optique introduit par le champ \vec{E} à la traversée du cristal de longueur L est proportionnel à la différence des indices n_x et n_y et vaut:

$$\Delta\theta = \frac{2\pi}{\lambda} n_o^3 r_{63} E L = \frac{2\pi}{\lambda} n_o^3 r_{63} \frac{V}{d} \times L \quad (16)$$

Où V est la tension appliquée aux électrodes pour créer le champ électrique longitudinal. On a donc obtenu un déphasage proportionnel à V [II-29].

Le champ électrique est appliqué parallèlement à la direction de propagation du faisceau (voir figure II-2).

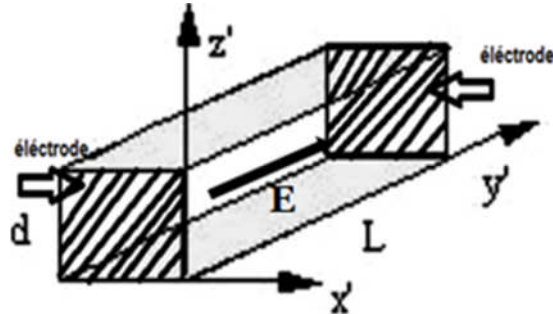


Figure II-2: Cellule Pockels en configuration longitudinale

Les électrodes sont perpendiculaires à la direction de propagation de la lumière, ils doivent être transparentes pour la laisser passer (voir figure II-2).

L'épaisseur traversée par la lumière est égale à la distance ' d ' entre les électrodes. On a alors une différence de phase entre les ondes ordinaires et extraordinaires comme suit:

$$\Delta\varnothing = \frac{2\pi}{\lambda} d(n_e - n_o) = \varnothing_o + \pi \frac{v}{v_\pi} \quad (17)$$

Avec \varnothing_o est la différence de phase naturelle en l'absence du champ électrique et v_π est la tension demi-onde de la cellule Pockels.

Pour $v = v_\pi$, il y a une différence de phase supplémentaire de π , soit une différence de marche supplémentaire de $\frac{\lambda}{2}$.

II.4.1.2.2 Effet Pockels transversal

Cette configuration transversale fait intervenir un facteur de forme d/L dont on peut tirer partie par rapport à la configuration longitudinale précédente [II-29].

Le champ électrique est appliqué perpendiculairement à la direction de propagation (Figure II-3) [II-29].

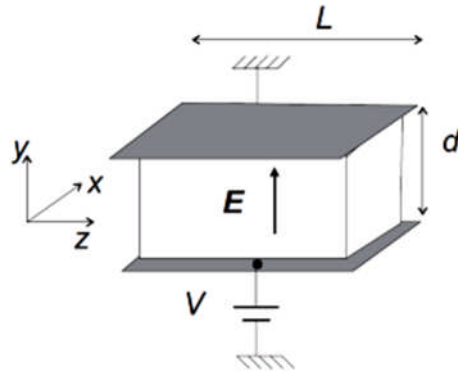


Figure II-3: Cellule Pockels en configuration transversale [II-25]

Les électrodes sont horizontales et distante de 'd'. la lumière se propage horizontalement dans le milieu d'épaisseur 'd' et de longueur 'L' (voir figure II-3). La différence de phase des ondes sortantes s'écrit comme suit:

$$\Delta\theta = \frac{2\pi}{\lambda} L(n_e - n_o) = \theta_0 + \pi \frac{v}{v_\pi} \frac{l}{d} \quad (18)$$

On voit que pour l'effet transversal, un déphasage supplémentaire de π est atteint pour une tension:

$$v = v_\pi \frac{d}{L} \quad (19)$$

II.4.2 Définition

II.4.2.1 Tenseurs électro-optiques

Des modifications du tenseur perméabilité diélectrique peuvent être induites par le champ électrique appliqué. Ces modifications peuvent être décrites par un développement limité en puissance du champ électrique comme suit:[II-27]

$$\eta_{ij}(E) = \eta_{ij}(0) + \sum_K \left(\frac{\partial \eta_{ij}}{\partial E_K} \right)_{(E=0)} E_K + \sum_{K,l} \frac{1}{2} \left(\frac{\partial^2 \eta_{ij}}{\partial E_K \partial E_l} \right)_{(E=0)} E_K E_l + \dots \quad (20)$$

Les termes d'ordre supérieur sont généralement négligés. En effet, cette modification de l'impérabilité résulte d'un champ électrique qui agit comme une perturbation du champ électrostatique E_{at} qui lie les particules chargées qui constituent un cristal. Ce champ de liaison est de l'ordre de $10^8 v \cdot cm^{-1}$. Il définit les propriétés des dipôles qui sont à l'origine des interactions lumière-matière dans le matériau. Le champ électrique appliqué E est

généralement très faible devant E_{at} . Les amplitudes des termes successifs du développement (20) décroissent donc comme les puissances successives de E/E_{at} . L'effet quadratique est le plus souvent négligeable lorsque l'effet linéaire est présent (ce qui n'est pas toujours le cas). [II-27]

En définissant les coefficients: [II-27]

$$r_{ijk} \equiv \left(\frac{\partial \eta_{ij}}{\partial E_K} \right)_{(E=0)} \quad (21)$$

Et

$$s_{ijkl} \equiv \frac{1}{2} \left(\frac{\partial^2 \eta_{ij}}{\partial E_K \partial E_l} \right)_{(E=0)} \quad (22)$$

Qui caractérisent respectivement l'effet électro-optique linéaire et l'effet électro-optique quadratique, on écrit cette relation sous la forme: [II-27]

$$\eta_{ij}(E) = \eta_{ij}(0) + \sum_{K=x,y,z} r_{ijk} E_K + \sum_{K,l=x,y,z} s_{ijkl} E_K E_l + \dots \quad (23)$$

Ou en notation matricielle (tensorielle):

$$[\eta]_{(E)} = [\eta]_{(E=0)} + [r] \cdot \vec{E} + ([S] \cdot \vec{E}) \cdot \vec{E} + \dots \quad (24)$$

Nous utiliserons souvent par la suite une notation contractée (dite sommation implicite d'Einstein) qui permet d'alléger l'écriture des relations telles que dans l'équation(23). Elle est fondée sur la remarque que les sommations portent toujours sur celui ou ceux des indices muets qui sont répétés. On réduira ainsi [II-27]

$$\sum_{K=x,y,z} r_{ijk} E_K \text{ en } r_{ijk} E_K \quad \text{et} \quad \sum_{K,l=x,y,z} s_{ijkl} E_K E_l \text{ en } s_{ijkl} E_K E_l \quad (25)$$

Sauf mention du contraire, nous écrivons donc par la suite les relations du type de (23) sous la forme: [II-27]

$$\eta_{ij}(E) = \eta_{ij}(0) + r_{ijk} E_K + s_{ijkl} E_K E_l + \dots \quad (26)$$

II.4.3 Représentation matricielle des tenseurs

Des symétries d'origine thermodynamique ou images des symétries cristallines permettent de réduire le nombre d'éléments indépendants d'un tenseur. Elles permettent aussi de représenter sous forme matricielle (dite forme contractée), des tenseurs à 3 ou 4 indices.

[II-27]

II.4.3.1 Symétries thermodynamiques

Rappelant que dans un milieu anisotrope, le tenseur permittivité est égal à:

$$[\varepsilon] = \begin{bmatrix} \varepsilon_{11} & \varepsilon_{12} & \varepsilon_{13} \\ \varepsilon_{21} & \varepsilon_{22} & \varepsilon_{23} \\ \varepsilon_{31} & \varepsilon_{32} & \varepsilon_{33} \end{bmatrix} \quad (27)$$

Ce tenseur possède 9 composants, la symétrie thermodynamique permet de réduire le nombre de composants du tenseur permittivité. [II-27]

Ce tenseur est donc symétrique pour des raisons de conservation d'énergie. Il est de même pour le tenseur inverse $[\eta]$

$$\forall i, j \quad \varepsilon_{ij} = \varepsilon_{ji} = \varepsilon_m \text{ et } \eta_{ij} = \eta_{ji} = \eta_m \quad (28)$$

Il paraît possible, puisque les couples ij et ji d'indices sont équivalents, on peut les représenter par un indice unique m [II-27].

On note ainsi:

$$\begin{bmatrix} \varepsilon_1 & = & \varepsilon_{11} \\ \varepsilon_2 & = & \varepsilon_{22} \\ \varepsilon_3 & = & \varepsilon_{33} \\ \varepsilon_4 & = & \varepsilon_{23} = \varepsilon_{32} \\ \varepsilon_5 & = & \varepsilon_{13} = \varepsilon_{31} \\ \varepsilon_6 & = & \varepsilon_{12} = \varepsilon_{21} \end{bmatrix} \quad (29)$$

L'équation (27) est réécrite sous la forme:

$$[\varepsilon_m] = \begin{bmatrix} \varepsilon_{11} \\ \varepsilon_{22} \\ \varepsilon_{33} \\ \varepsilon_{32} \\ \varepsilon_{31} \\ \varepsilon_{21} \end{bmatrix} \quad (30)$$

Le nombre de composants du tenseur $[\varepsilon]$ est réduit à 6.

II.4.3.1.1 Effet Pockels

On rappelle que l'effet Pockels est la modification de l'indice ordinaire et/ou extraordinaire d'un milieu biréfringent quand il est soumis à un champ électrique ou bien une tension électrique. Le tenseur $[r]$ qui décrit l'effet Pockels est défini par la relation (21).

La symétrie du tenseur $[\eta]$, ($\eta_{ij} = \eta_{ji}$), implique donc celle de $[r]$ par rapport aux deux premiers indices

$$r_{ijk} = r_{jik} \quad (31)$$

Avec 'i' variant de 1 à 6; 'j' variant de 1 à 3 et 'k' variant de 1 à 3.

On peut contracter à son tour le tenseur $[r]$ pour en donner une représentation sous forme d'une matrice (6x3). On écrit comme suit [II-27]

$$\eta_{ij} = \eta_{ji} \equiv \eta_m \text{ et } r_{ijk} = r_{jik} \equiv r_m \quad (32)$$

Avec la même correspondance que précédemment. Cette symétrie réduit le nombre de coefficients indépendants de $3 \times 3 \times 3 = 27$ à $6 \times 3 = 18$. Elle permet d'écrire la relation tensorielle (26) avec un développement limité à l'ordre 1 [II-27].

$$\eta_{ij}(E) = \eta_{ij}(0) + r_{ijk} E_k \quad (33)$$

On peut écrire cette relation sous la forme matricielle:

$$\begin{bmatrix} \eta_1 \\ \eta_2 \\ \eta_3 \\ \eta_4 \\ \eta_5 \\ \eta_6 \end{bmatrix}_{(E)} = \begin{bmatrix} \eta_1 \\ \eta_2 \\ \eta_3 \\ \eta_4 \\ \eta_5 \\ \eta_6 \end{bmatrix}_{(0)} + \begin{bmatrix} r_{11} & r_{12} & r_{13} \\ r_{21} & r_{22} & r_{23} \\ r_{31} & r_{32} & r_{33} \\ r_{41} & r_{42} & r_{43} \\ r_{51} & r_{52} & r_{53} \\ r_{61} & r_{62} & r_{63} \end{bmatrix} \cdot \begin{bmatrix} E_1 \\ E_2 \\ E_3 \end{bmatrix} \quad (34)$$

On peut donc diminuer le nombre de coefficient électro-optique du tenseur $[r]$ comme suit:

$$r_{11k} = r_{1k}$$

$$r_{22k} = r_{2k}$$

$$r_{33k} = r_{3k}$$

$$r_{23k} = r_{32k} = r_{4k}$$

$$r_{13k} = r_{31k} = r_{5k}$$

$$r_{12k} = r_{21k} = r_{6k}$$

II.4.4 Effet électro-optique dans le K.D.P (KH_2PO_4)

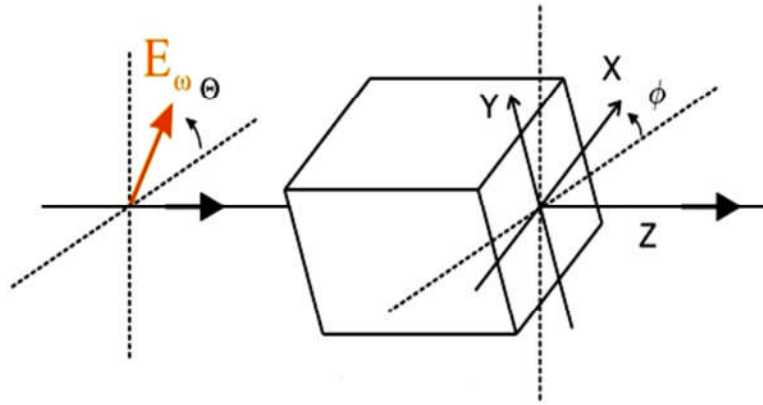


Figure II-4: Effet Pockels dans le KDP

Si le champ \vec{E} est parallèle à l'axe optique Oz, le cristal KDP peut être utilisé suivant effet Pockels longitudinal ou bien effet Pockels transversal.

II.4.4.1 Equation de l'ellipsoïde des indices

Ce cristal de symétrie est uniaxe (axe optique selon x) en l'absence de champ électrique. Son ellipsoïde des indices s'écrit donc (la relation (15)):

$$\frac{x^2}{n_o^2} + \frac{y^2}{n_o^2} + \frac{z^2}{n_e^2} = 1$$

Et son tenseur électro-optique s'écrit sous forme réduite:

$$r_{ij} = \begin{bmatrix} 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \\ r_{41} & 0 & 0 \\ 0 & r_{41} & 0 \\ 0 & 0 & r_{63} \end{bmatrix} \quad (35)$$

On l'appelle symétrie r_{42m} . En présence d'un champ électrique, l'équation mathématique de cet ellipsoïde se transforme en:[II-29]

$$\frac{x^2}{n_o^2} + \frac{y^2}{n_o^2} + \frac{z^2}{n_e^2} + 2r_{41}E_x yz + 2r_{41}E_y xz + 2r_{63}E_z xy = 1 \quad (36)$$

Quand \vec{E} est parallèle a Oz, l'équation de l'ellipsoïde des indices se réduit à: [II-29]

$$\frac{x^2 + y^2}{n_o^2} + \frac{z^2}{n_e^2} + 2r_{63}E_z xy = 1 \quad (37)$$

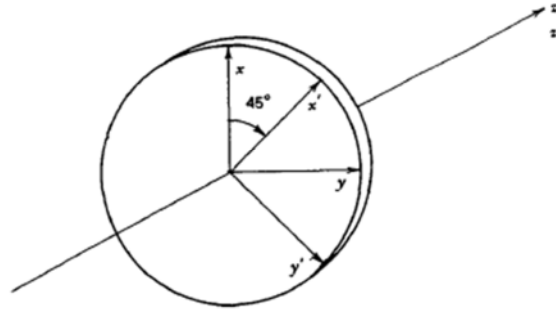


Figure II-5 : Rotation des axes de l'ellipsoïde des indices. [II-29]

Oz reste l'un des axes principaux de l'ellipsoïde des indices. La section par le plan $z=0$ devient une ellipse dont les axes Ox' et Oy' sont à 45° des axes cristallographiques Ox et Oy . En rapportant l'équation de l'ellipsoïde aux axes Ox' , Oy' et Oz , on obtient les indices principaux $n_{x'}$ et $n_{y'}$ Relatifs à Ox' et Oy' : [II-29]

$$\frac{1}{n_{x'}^2} = \frac{1}{n_0^2} + r_{63}E_z \quad (38)$$

$$\frac{1}{n_{y'}^2} = \frac{1}{n_0^2} - r_{63}E_z \quad (39)$$

Soit approximativement puisque $r_{63}E_z \ll n_0^{-2}$: [II-31]

$$n_{x'} = n_0 - \Delta n \quad (40)$$

$$n_{y'} = n_0 + \Delta n \quad (41)$$

Avec:

$$\Delta n = \frac{1}{2}n_0^3 r_{63}E_z \quad (42)$$

II.5 Conclusion

On a présenté dans ce chapitre l'effet électro-optique dans les matériaux anisotropes qui résulte du couplage entre un champ électrique et un champ optique. En d'autres termes, il décrit la variation de l'indice de réfraction d'un milieu sous l'effet d'un champ électrique appliqué. Ceci nécessite la connaissance parfaite des propriétés électro-optiques des matériaux. Nous avons montré dans ce chapitre, le fait que le matériau utilisé est biréfringent, on peut lui modifier l'un de ses deux indices ordinaire ou bien extraordinaire en appliquant un champ électrique dans le but de varier le déphasage d'une onde lumineuse qui se propage à travers ce matériau, pour une application donnée.

Chapitre III

Etude des cristaux photoniques à une seule dimension accordables

III.1 Introduction

Les cristaux photoniques désignent des matériaux à bandes interdites photoniques (BIP), le terme cristal photonique se rapporte directement à la périodicité des structures diélectriques sur une ou plusieurs directions de l'espace. Cette périodicité provoque un changement important des propriétés de dispersion optique d'un milieu, générant des bandes interdites de propagation multidirectionnelles lorsque l'indice de réfraction est modulé d'une manière suffisante. Leurs propriétés de réflexion et de dispersion peuvent être utilisées pour réaliser des fonctions optiques intégrées compactes et originales. C'est le cas pour les fameux miroirs de Bragg qui symbolisent les cristaux photoniques 1D.

L'objectif de ce chapitre est d'étudier les filtres à cristaux photoniques à une seule dimension, et de montrer l'impact de l'insertion d'une couche défaut de Niobate de Litium au milieu d'un cristal photonique en utilisant l'effet électro-optique. L'environnement MATLAB sera utilisé pour représenter le module du coefficient de transmission de ce système à multicouches.

III.2 Définition d'un Cristal photonique à une dimension (réseau de Bragg)

Les cristaux photoniques unidimensionnels sont couramment utilisés sous le nom de réseau de Bragg (figure III-1). Ils sont traditionnellement obtenus par un empilement de couches d'indices diélectriques différents [III-30].

Les miroirs de Bragg sont des successions de couches d'indices de réfraction différents, empilées, de manière périodique. Le comportement du réflecteur de Bragg est expliqué à partir de processus d'interférences multiples. Comme le montre la figure (III-2), une onde qui se propage dans la succession de couches, subit une réflexion à chaque interface. Si l'onde passe d'un milieu faible indice vers un milieu de fort indice la réflexion s'accompagne d'un changement de phase π , dans le cas contraire la réflexion reste en phase [III-30].

Dans le cas particulier où l'épaisseur optique totale des alternances est de $\frac{\lambda}{2}$, les ondes réfléchies par les interfaces d'ordre impair restent en phase pour former des interférences constructives et aboutir à une réflexion totale, ce qui revient à dire que l'onde ne peut se propager et que l'on est en présence d'une bande interdite photonique. Un autre cas particulier où les deux couches de chaque alternance ont même épaisseur optique $\lambda/4$, on observe que les ondes réfléchies par toutes les interfaces sont en phase. Il est alors facile d'imaginer que ce cas correspondra à la bande interdite la plus large [III-30].

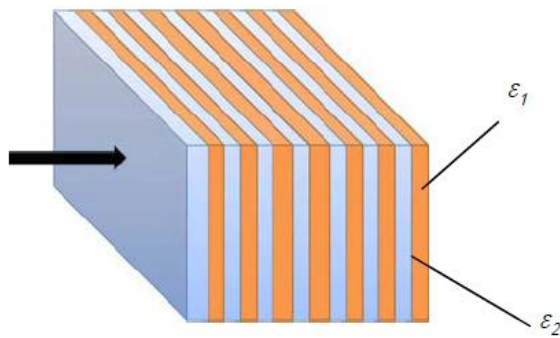


Figure III-1 : Schéma d'un empilement périodique [III-30].

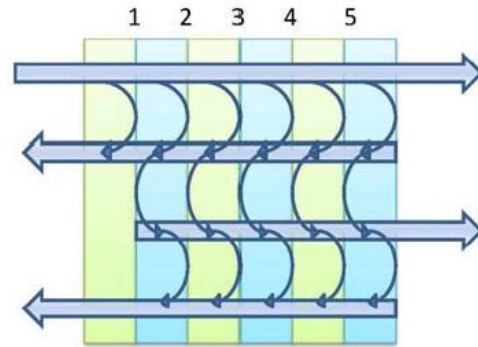


Figure III-2 : Représentation schématique de l'interférence des ondes réfléchies par chaque dioptré [III-30].

III.2.1 Généralités sur les réseaux de Bragg

Pour aborder l'étude des cristaux photoniques à une seule dimension, nous étudions d'abord le cas simple d'un milieu dont l'indice diélectrique est périodique suivant une seule dimension. Ce milieu peut être constitué d'une alternance de couches diélectriques de permittivités différentes ϵ_1 et ϵ_2 (Figure III-3). Cette structure porte le nom de miroir de Bragg [III-31].

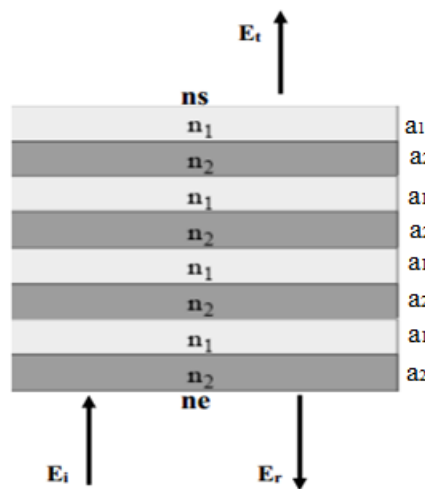


Figure III-3: Miroir de Bragg, cristal photonique unidimensionnel.

Pour décrire la propagation de la lumière dans un miroir de Bragg, considérons une onde plane qui se propage avec un vecteur \vec{k} à incidence normale dans un miroir de Bragg. Le miroir de Bragg est constitué d'une alternance de couches d'épaisseurs a_1 et a_2 et de permittivités ϵ_1 et ϵ_2 ($\epsilon_1 > \epsilon_2$) [III-31].

n_1 et n_2 sont les indices de réfraction du matériau diélectrique.

III.3 Simulations et interprétations

Un cristal photonique à une seule dimension est un système à multi couches alternées. On appelle les deux couches A et B fabriquées en utilisant les matériaux SiO_2 (dioxyde de silicium ou silice) et TiO_2 (le dioxyde de titane). Les indices de réfraction des deux couches A et B sont: n_{SiO_2} et n_{TiO_2} , alors que leurs épaisseurs physiques sont: d_{SiO_2} et d_{TiO_2} . Nous supposons qu'un faisceau lumineux fait une incidence normale (optique) de l'interface air (n_{air}) sur la première couche du filtre optique (cristal photonique). La structure à multi couches est déposée sur un substrat (support) en verre (n_{verre}) la figure (III-4) représente deux types de cristaux photoniques: $(AB)^8$; $(ABBA)^8$ [III-32].

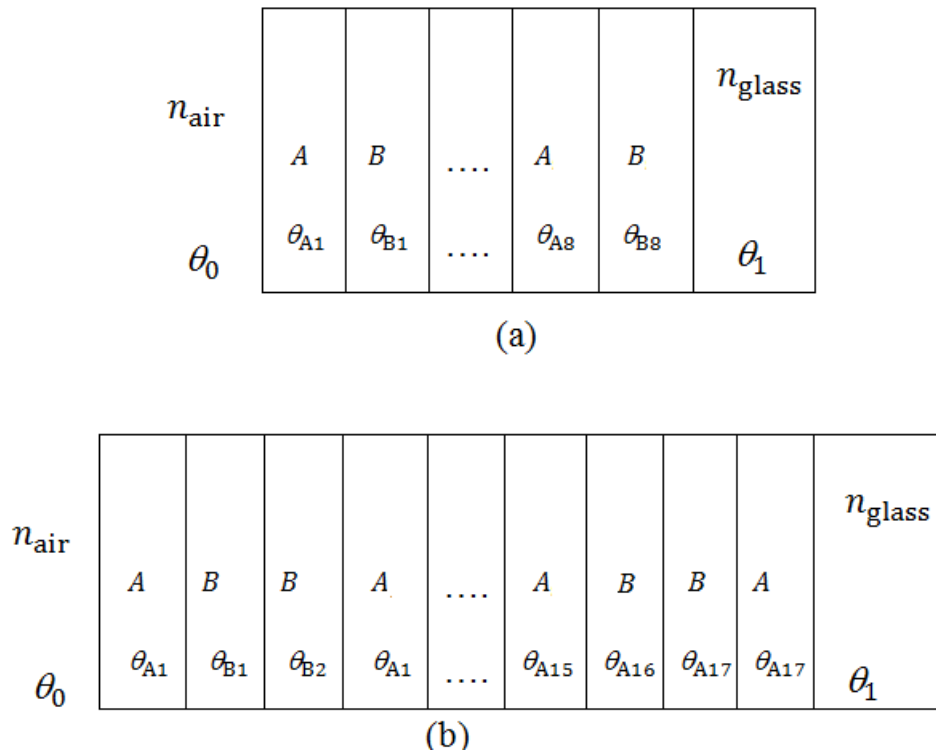


Figure III-4: Représentation schématique de deux cristaux photoniques:(a) $(AB)^8$;(b) $(ABBA)^8$ [III-32]

La matrice de transfert globale du filtre optique, M, s'écrit sous la forme suivante:

$$M = (M_A \times M_B)^k \quad (43)$$

Avec M_A et M_B les matrices de transfert des deux couches A et B, respectivement. 'k' est le paramètre de périodicité. Les deux matrices peuvent être écrites sous la forme [III-32]:

$$M_A = \begin{bmatrix} \cos(\delta_A) & -\frac{i}{\eta_A} \sin(\delta_A) \\ -i * \eta_A * \sin(\delta_A) & \cos(\delta_A) \end{bmatrix} \quad (44)$$

$$M_B = \begin{bmatrix} \cos(\delta_B) & -\frac{i}{\eta_B} \sin(\delta_B) \\ -i * \eta_B * \sin(\delta_B) & \cos(\delta_B) \end{bmatrix} \quad (45)$$

Avec $\eta_{Ai} = \sqrt{\frac{\epsilon_0}{\mu_0}} * n_A * \cos(\theta_{Ai})$ et $\eta_{Bi} = \sqrt{\frac{\epsilon_0}{\mu_0}} n_B \cos(\theta_{Bi})$ représentent les indices de réfraction correspondants au faisceau lumineux incident sur la couche A et B, respectivement [III-32].

La permittivité ϵ_0 et la perméabilité μ_0 du vide.

Les phases des ondes lumineuses qui traversent les couches A et B s'écrivent, respectivement:[III-32]

$$\delta_{Ai} = \frac{2\pi}{\lambda} * n_A * d_A * \cos(\theta_{Ai}) \quad \text{et} \quad \delta_{Bi} = \frac{2\pi}{\lambda} * n_B * d_B * \cos(\theta_{Bi})$$

Les angles de réfraction des couches A_i et B_i sont déterminés en utilisant la loi de Snell-Descartes. Si nous prenons, par l'exemple, la structure $(AB)^8$, cette loi peut être écrite pour les deux premières couches comme suit: [III-32]

$$n_A * \sin(\theta_{Ai}) = n_A * \sin(\theta_{Bi}) \quad (46)$$

Alors, θ_{Bi} s'écrit comme suit [III-32]

$$\theta_{Bi} = \arcsin \left[\frac{n_A * \sin(\theta_{Ai})}{n_B} \right] \quad (47)$$

La même procédure est utilisée pour déterminer les autres angles de réfraction restants.

La matrice de transfert totale du cristal photonique s'écrit comme suite:[III-32]

$$M = \begin{bmatrix} m_{11} & m_{12} \\ m_{21} & m_{22} \end{bmatrix} \quad (48)$$

Le coefficient de transmission s'écrit comme suit:[III-32]

$$T = \frac{2 * \eta_{A0}}{\eta_{A0} * (m_{11} + \eta_{A1} * m_{12}) + m_{21} + \eta_{A1} * m_{22}} \quad (49)$$

Où $\eta_{A0} = \sqrt{\frac{\epsilon_0}{\mu_0}} * n_{\text{air}} * \cos(\theta_0)$ and $\eta_{A1} = \sqrt{\frac{\epsilon_0}{\mu_0}} * n_{\text{verre}} * \cos(\theta_1)$

III.3.1 Analyse d'un cristal photonique 1D avec la configuration $(AB)^8$

Dans cette partie nous allons considérer un système à multicouches avec 8 bi-couches (voir figure III-5). Le but est de tracer le coefficient de transmission. Chaque couche est caractérisée par une matrice de transfert.

Dans un premier temps, nous allons considérer une incidence perpendiculaire au dioptre.

Le faisceau pénètre la première couche avec un angle d'incidence θ_0 et les autres couches avec différents angles d'incidences ensuite le substrat (figure III-5)

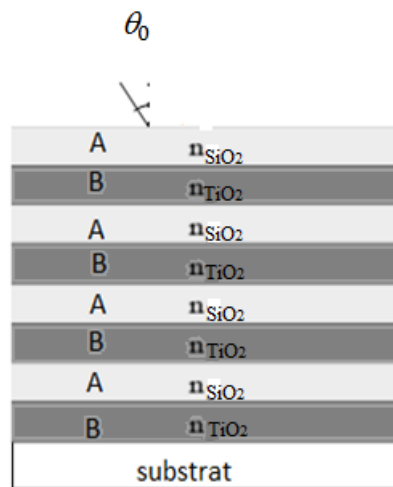


Figure III-5: Cristal photonique (SiO₂/TiO₂)⁸

On va présenter la transmittance ou bien le carré du coefficient de transmission des cristaux photonique (SiO₂/TiO₂)⁸ en fonction de la longueur d'onde qui varie entre 400 nm et 2000nm, en utilisant logiciel MATLAB, les résultats sont présentés sur la figure (III-6):

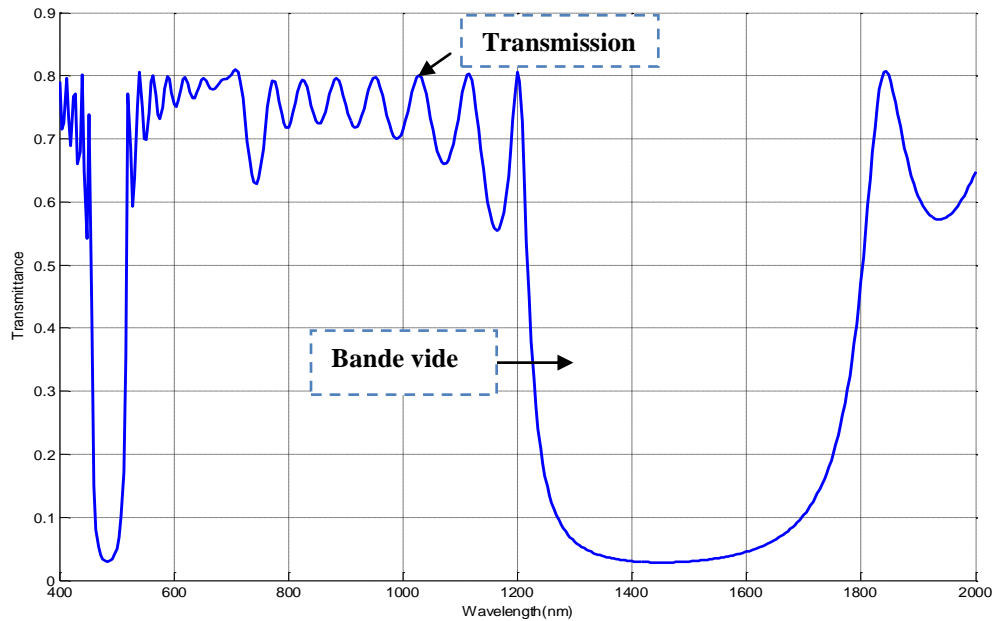


Figure III-6: La transmittance de $(\text{SiO}_2/\text{TiO}_2)^8$ en fonction de la longueur d'onde.

D'après la figure ci-dessous on remarque deux cas: un spectre de transmission et un spectre vide (ou bien band-gap, en anglais):

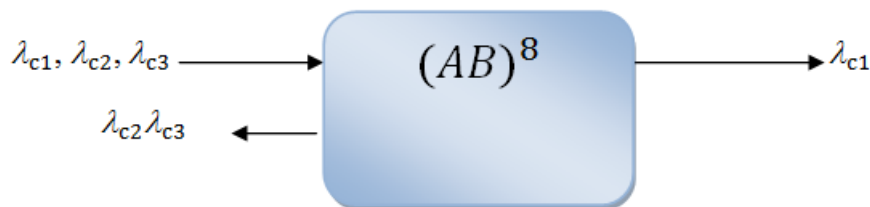


Figure III-7: Schéma de fonctionnement de filtre $(\text{SiO}_2/\text{TiO}_2)^8$

Le spectre de transmission est centré sur $\lambda_{c1} = 854.4081$ nm, avec une transmittance de $T_1 = 0.76311$, dans la largeur de bande $\Delta\lambda_{c1} = 706.4516$ nm. La longueur d'onde centrale de ce spectre appartient à la première fenêtre optique (850 nm).

Dans le cas du band gap, le spectre contient deux bandes vides, la première est centrée sur $\lambda_{c2} = 484.453$ nm, avec une largeur de bande $\Delta\lambda_{c2} = 60.4915$ nm et la deuxième est centrée sur $\lambda_{c3} = 1493.199$ nm, avec une largeur de bande $\Delta\lambda_{c3} = 568.1382$ nm.

III.3.2 Analyse d'un cristal photonique accordable, avec la configuration $(\text{SiO}_2/\text{TiO}_2)^4 \text{LiNbO}_3 (\text{SiO}_2/\text{TiO}_2)^4$

Maintenant nous allons insérer une couche défaut de Niobate de Lithium (LiNbO_3) entre 8 paires de couches $(\text{SiO}_2/\text{TiO}_2)$, comme suit: $(\text{SiO}_2/\text{TiO}_2)^4 \text{LiNbO}_3 (\text{SiO}_2/\text{TiO}_2)^4$. L'objectif est d'essayer de créer des spectres de transmission au niveau des bandes vides (band-gap) dans le but de filtrer des longueurs d'onde supplémentaires. L'indice de réfraction de la couche ajoutée n_{LiNbO_3} et son épaisseur physique d_{LiNbO_3} sont les suivants: $n_{\text{LiNbO}_3} = 2.1392$, $d_{\text{LiNbO}_3} = 10^3 \text{nm}$. La figure (III-8) montre les résultats de simulation.

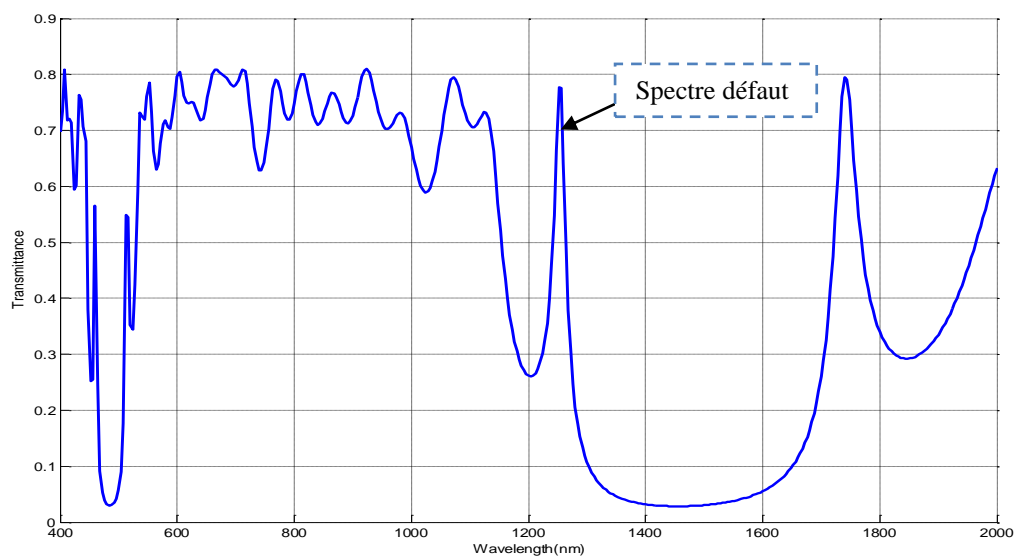


Figure III-8: La transmittance de $(\text{SiO}_2/\text{TiO}_2)^4 \text{LiNbO}_3 (\text{SiO}_2/\text{TiO}_2)^4$ en fonction de la longueur d'onde.

On remarque l'apparition d'un spectre supplémentaire de transmission dans la bande vide, centré sur une longueur d'onde $\lambda_c = 1254.0323 \text{ nm}$ qui appartient à la deuxième fenêtre optique (1310nm) avec une transmittance de $T = 0.7759$, dans la largeur de bande est $\Delta\lambda_c = 30.6452 \text{ nm}$.

III.3.3 La comparaison par les deux filtres

En faisant la comparaison entre $(\text{SiO}_2/\text{TiO}_2)^8$ et $(\text{SiO}_2/\text{TiO}_2)^4 \text{LiNbO}_3 (\text{SiO}_2/\text{TiO}_2)^4$. Les résultats sont présentés sur la figure (III-9).

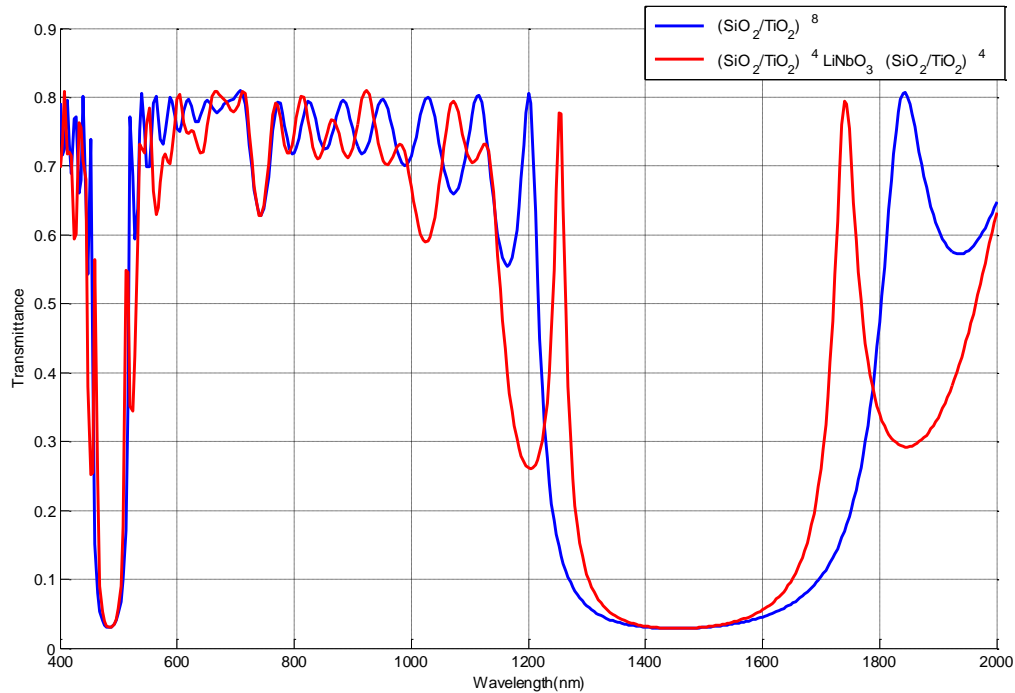


Figure III-9: La comparaison entre $(\text{SiO}_2/\text{TiO}_2)^8$ et $(\text{SiO}_2/\text{TiO}_2)^4 \text{LiNbO}_3 (\text{SiO}_2/\text{TiO}_2)^4$

On constate qu'on obtient un canal de transmission à l'intérieur d'un intervalle de band gap et cela dû à l'insertion de la couche défaut.

Dans cette partie on va appliquer des champs électriques sur la couche défaut de Niobate de Lithium. Afin de déplacer le spectre défaut à l'intérieur de l'intervalle spectral de la bande vide.

La biréfringence $\Delta n = \text{abs}(n_e - n_o)$, avec $n_e = n_e - (1/2 \times n_e^3 \times r_{33} \times E_z)$, tel que $r_{33} = 30.8 \times 10^{-12} \text{m/v}$ et E_z le champ électrique appliqué.

E_z Varie donc entre 0, 5, 10, 15, 20, 25, 30, 40 et 50 v/ μm .

Puisque on a 9 valeurs de E_z , on doit tracer 9 courbes sur le même graphe, pour illustrer le déplacement du spectre supplémentaire à l'intérieur de la bande vide (band-gap), on obtient les résultats de la figure (III-10)

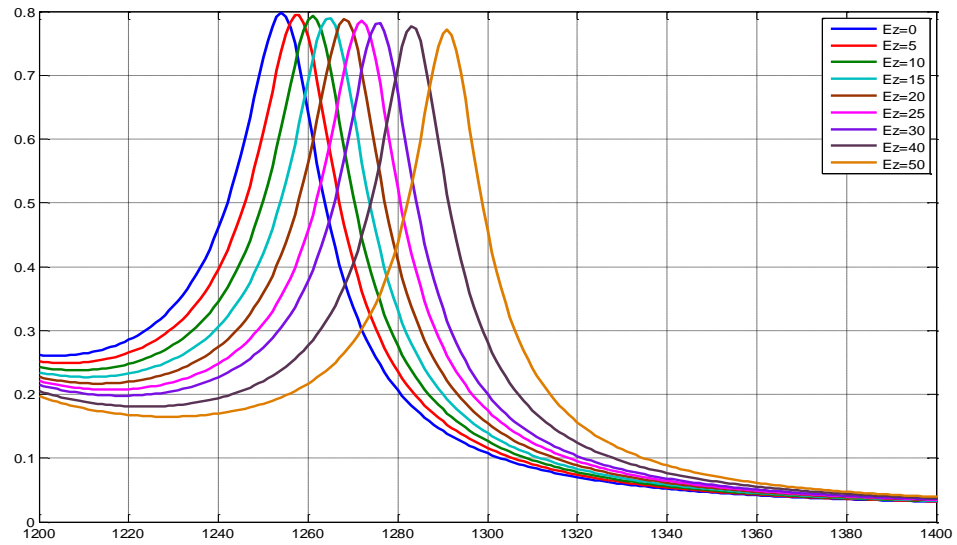


Figure III-10: Représentation des courbes de différentes valeurs de E_z

Les différentes valeurs de T , λ_c et $\Delta\lambda_c$ obtenues pour cette partie de simulation sont regroupées dans le Tableau (III.1):

Canaux	T	$\Delta\lambda$ (nm)	λ_c (nm)
Canal 1	0.8	31.4862	1254.0302
Canal 2	0.7946	30.6549	1257.5567
Canal 3	0.7973	29.4711	1261.0831
Canal 4	0.7872	28.9672	1264.6096
Canal 5	0.7842	28.2116	1268.136
Canal 6	0.7827	27.2040	1271.9144
Canal 7	0.7797	26.4484	1275.6927
Canal 8	0.7752	25.9446	1283.2494
Canal 9	0.7691	24.4333	1291.0579

Tableau III.1: résultats de simulation.

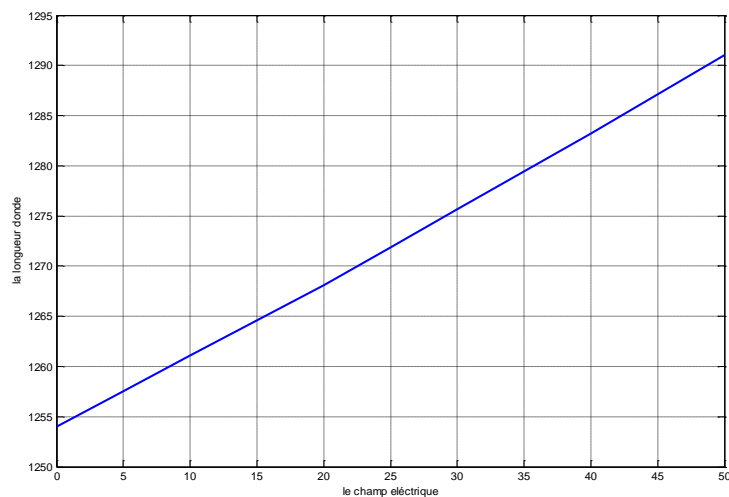
D'après le tableau ci-dessus on remarque que le champ électrique positif permet de déplacer le canal vers les hautes longueurs d'onde et le contraire pour le champ électrique négatif car on aura une légère diminution du coefficient de transmission de chaque canal déplacé vers les hautes longueurs d'ondes. Donc on constate que le taux de déplacement en longueur d'onde est en relation avec la valeur du champ électrique.

Quand on a appliqué un champ électrique $E_z = 5 \text{ v}/\mu\text{m}$ sur la couche défaut de Niobate de Lithium on a atteint un déplacement en longueur d'onde du spectre défaut $\Delta\lambda = 3.52 \text{ nm}$. La nouvelle longueur d'onde centrale obtenue $\lambda_{c2} = 1257.55 \text{ nm}$, sachant que la longueur d'onde initial $\lambda_{c1} = 1254.03 \text{ nm}$.

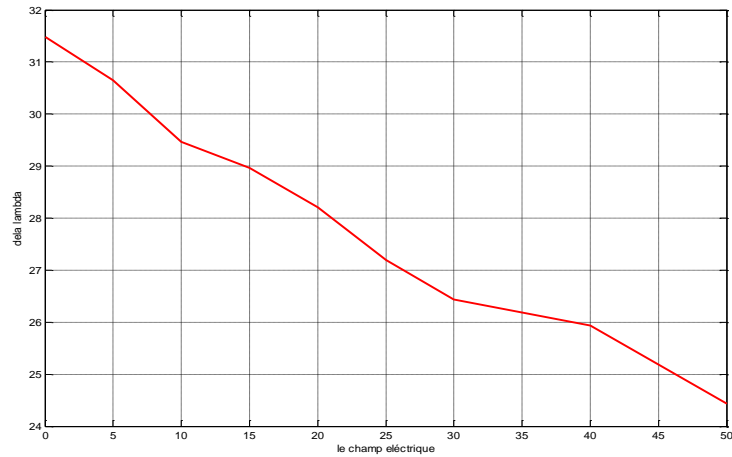
Un déplacement en longueur d'onde maximal de $\Delta\lambda = 7.80 \text{ nm}$ a été obtenu en appliquant un champ électrique $E_z = 50 \text{ v}/\mu\text{m}$.

On note que le déplacement du spectre défaut a été réalisé dans une bande vide (band-gap) centré sur 1493.199 nm , ce qui correspond à la deuxième fenêtre optique (1310 nm).

Quand on augmente le champ électrique, on remarque que le canal se déplace vers les hautes longueurs d'ondes et la bande passante de chaque canal diminue (voir figure III-11).



(a)



(b)

Figure III-11: (a) La longueur d'onde en fonction du champ électrique.

(b) La bande passante en fonction du champ électrique.

III.3.4 Simulation d'un cristal photonique avec la configuration $(ABBA)^8$

Dans cette partie nous allons tracer le coefficient de transmission d'un cristal photonique $(ABBA)^8$ en fonction de la longueur d'onde qui varie entre 400 nm et 2000 nm. Les résultats sont présentés sur la figure (III-12).

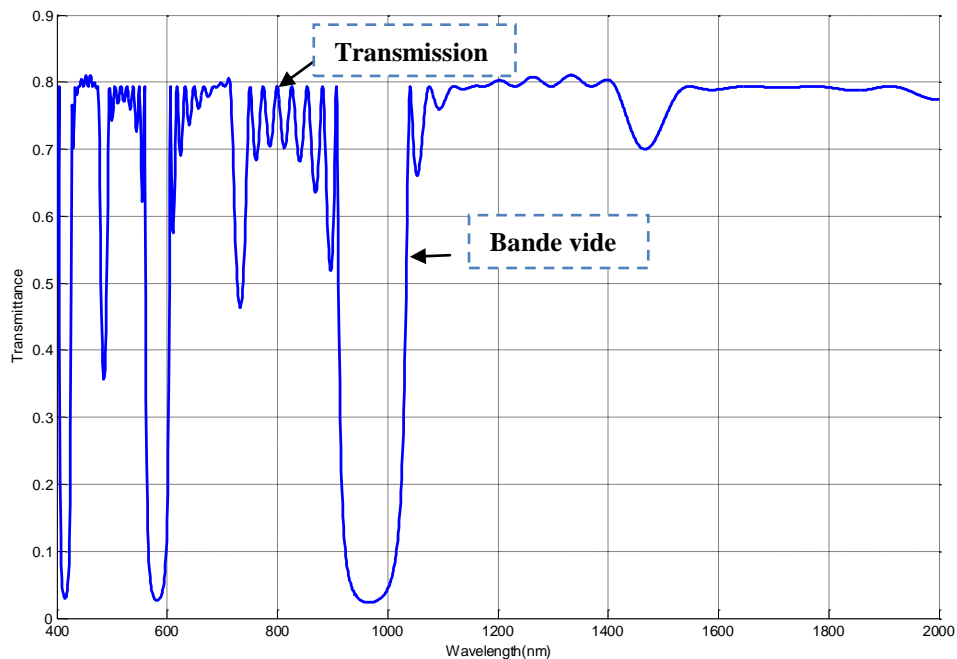


Figure III-12: Coefficient de transmission en fonction de la longueur d'onde $(ABBA)^8$

D'après la figure (III-12) on remarque des spectres de transmission et des bandes vides. (Voir la figure III-13)

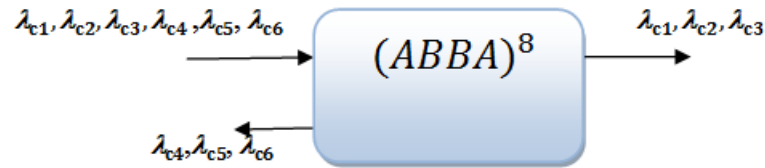


Figure III-13: Schéma de fonctionnement de filtre $(ABBA)^8$

Dans le cas d'une transmission, le premier spectre de transmission est centré sur $\lambda_{c1} = 489.5161$ nm, avec une transmittance de $T_1 = 0.8$, dans la largeur de bande; $\Delta\lambda_{c1} = 136.4968$ nm et le deuxième spectre est centré sur $\lambda_{c2} = 756.1437$ nm, avec une transmittance qui ne change pas par rapport au premier spectre ($T_2 = 0.8$) et une largeur de bande $\Delta\lambda_{c2} = 310.0189$ nm. La longueur d'onde centrale appartient à la première fenêtre optique (850 nm).

Le troisième spectre de transmission est centré sur $\lambda_{c3} = 1489.5161$ nm qui appartient à la troisième fenêtre optique (1550 nm), avec une transmittance de $T_3 = 0.8$ et une largeur de bande $\Delta\lambda_{c3} = 968.5484$ nm.

Dans le cas du band gap, on remarque trois bandes vides, la première est centrée sur $\lambda_{c4} = 415.3226$ nm dans la largeur de bande centrale $\Delta\lambda_{c4} = 20.9677$ nm, la deuxième bande vide est centrée sur $\lambda_{c5} = 583.0645$ nm dans une largeur de bande $\Delta\lambda_{c5} = 38.7097$ nm et la troisième est centrée sur $\lambda_{c6} = 970.1613$ nm sur une largeur de bande $\Delta\lambda_{c6} = 38.7097$ nm.

Nous avons varié l'angle d'incidence θ de 0° à 90° , pour voir l'effet de la variation sur les spectres de transmission et les bandes vides. Les résultats sont présentés dans la figure (III-14).

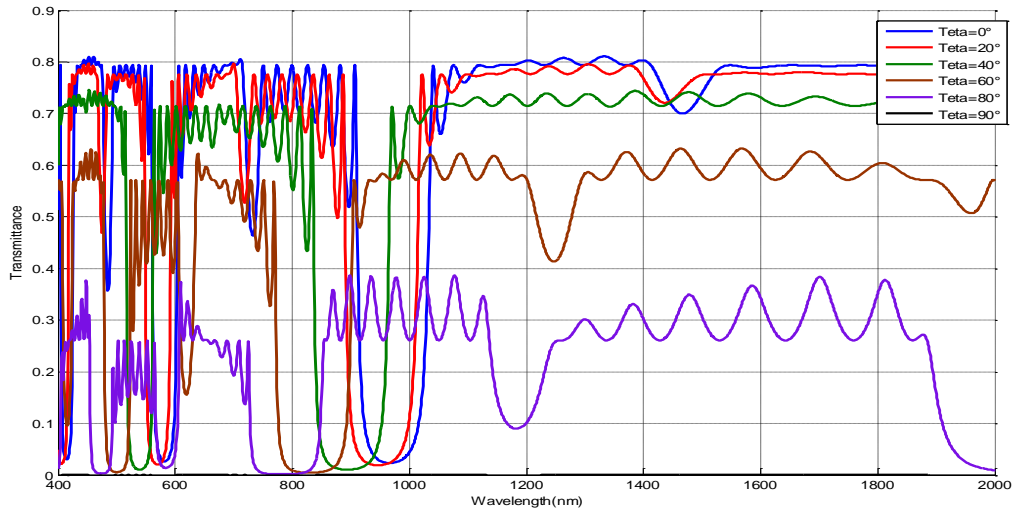


Figure III-14: La transmittance de (ABBA)⁸ pour 6 valeurs de θ

Ce système à multicouche (ABBA)⁸ a filtré ou bien laissé passer la longueur d'onde $\lambda_{c1}=756$ nm avec la bande passante $\Delta\lambda_{c1}=310.0189$ nm et $\lambda_{c2}, \lambda_{c3}$, et il a bloqué ou bien réfléchi les longueurs d'ondes du band gap $\lambda_{c4}=415$ nm, $\lambda_{c5}=583$ nm, $\lambda_{c6}=970$ nm avec les bandes passantes $\Delta\lambda_{c4}=21$ nm, $\Delta\lambda_{c5}=38.7$ nm, $\Delta\lambda_{c6}=119.3$ nm, respectivement. Les bandes vides (band gap) de la partie transmission de ce filtre sont en fait, centrées sur les longueurs d'ondes réfléchies (voir la figure III-15).



Figure III-15: Schéma de fonctionnement de base d'un filtre

Les différentes valeurs de T , λ_c et $\Delta\lambda_c$ obtenues pour cette partie de simulation sont regroupées dans le tableau (III.2):

θ	T	$\Delta\lambda$ (nm)	λ_c (nm)
0°	0.8	310.0189	756
20°	0.7946	299.4329	741.0208
40°	0.7434	275.2363	699.1935
60°	0.6321	246.7742	697.5806
80°	0.3847	235.4839	663.7097
90°	0	119.3548	658.871

Tableau III.2: Résultats de simulation

D'après le tableau ci-dessus, quand on augmente la valeur de l'angle d'incidence θ , la largeur de bande diminue et le canal se déplace vers les petites longueurs d'onde. Les résultats obtenus sont représentés sur la figure (III-16).

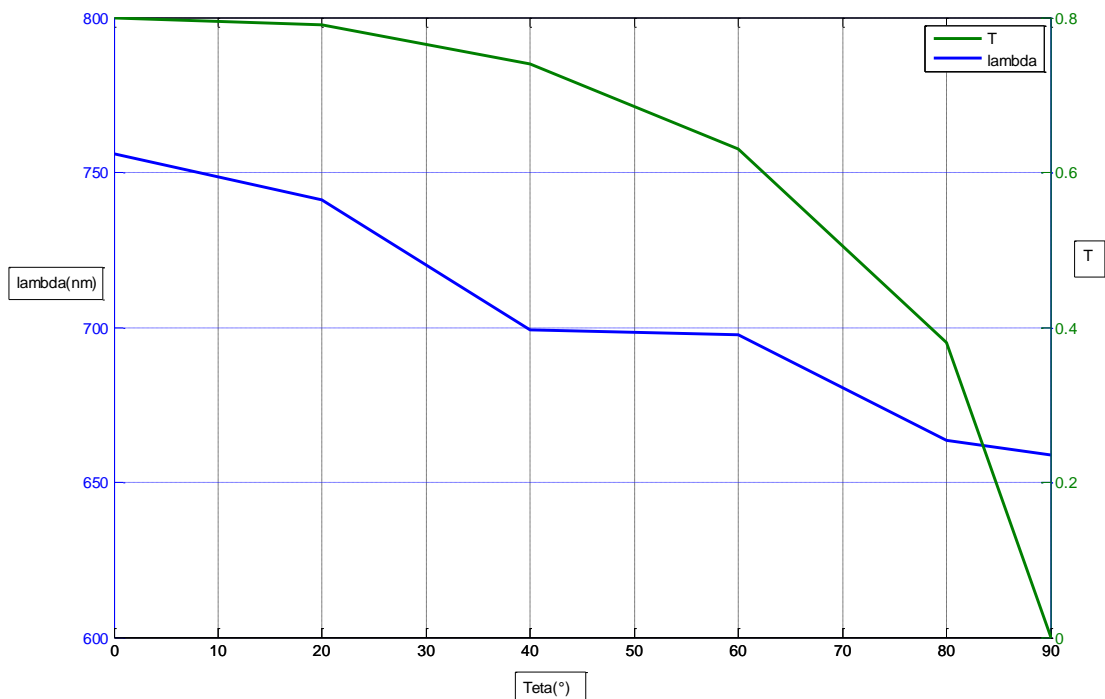


Figure III-16: Comparaison entre la transmittance et la longueur d'onde en fonction de l'angle d'incidence θ .

D'après la figure (III-16), le coefficient de transmission diminue et il atteint une valeur nulle à un angle d'incidence θ égale à 90° .

III.4 Conclusion

Dans ce chapitre, l'objectif était de tracer le spectre de transmission d'un filtre optique en fonction de la longueur d'onde, et de calculer la largeur de bande de chaque spectre de transmission et de chaque gap de bande en montrant les longueurs d'onde centrales correspondantes. Deux types de filtres sont présentés: $(AB)^8$ et $(ABBA)^8$. Nous avons inséré une couche défaut de Niobate de Lithium (LiNbO_3) au milieu de filtre $(AB)^8$ pour faire apparaître un canal supplémentaire à l'intérieur de la bande vide.

Le canal supplémentaire a été déplacé via l'application d'un champ électrique positif sur le matériau biréfringent du Niobate de Lithium.

Conclusion générale

Ce travail avait pour objectif l'insertion d'une couche biréfringente au milieu d'une structure à multicouches (SiO₂/TiO₂)⁸, et de créer un canal supplémentaire autour de 1550 nm dans la bande vide du spectre de transmission. Le deuxième objectif était de déplacer ce canal à l'intérieur de cette bande vide en appliquant un champ électrique sur cette couche défaut.

Dans le premier chapitre, nous avons présenté les différents filtres optiques appliqués en télécoms et leurs spécifications, en passant par l'étude de l'effet électro-optique sur les matériaux anisotropes, et qui se traduit par une variation de l'imperméabilité diélectrique par rapport à un champ électrique appliqué. Ce champ électrique induit donc une déformation de l'ellipsoïde des indices du cristal anisotrope.

Dans la dernière partie de ce travail, nous avons présenté les résultats de simulation concernant l'étude des filtres à cristaux photoniques à une seule dimension accordable, en montrant l'impact de l'insertion d'une couche défaut de Niobate de Lithium. Nous avons donc appliqué un champ électrique positif sur le matériau biréfringent pour faire déplacer le canal vers les hautes longueurs d'onde à l'intérieur d'un intervalle spectral de la bande vide. Nous avons constaté que ce déplacement est dû à une variation du champ électrique en fonction de la longueur d'onde. Dans notre cas, nous avons supposé que l'ellipsoïde des indices est coupé suivant l'axe OZ, ce qui fait qu'un champ électrique a été appliqué suivant cet axe.

Bibliographie

- [I-1] G. Winzer, “Wavelength Multiplexing Components - A review of single mode devices and their applications,” *J. of Lightwave Technology*, 2(4), 1984, pp. 369-378
- [I-2] tel.archives-ouvertes.fr/docs/00/.../pest-2008-bou_-_abboud_georges.pdf
- [I-3] tel.archives-ouvertes.fr/docs/00/72/43/59/PDF/these.pdf
- [I-4] Markus K. Tilsch, Robert B. Sargent and Charles A. Hulse, “Dielectric Multilayer Filters”, white paper
- [I-5] H.A. Macleod, “*Thin-Film Optical Filters*”, Institute of Physics Publishing, Dirac House, Temple Back, Bristol BS1 6BE, UK, 2001.
- [I-6] A. Thelen, “*Antireflection Coatings, in Design of Interference Coatings*”, Chap. 4 McGraw-Hill Book Company, New York, 1989.
- [I-7] U. Schallenberg, U. Schulz, and N. Kaiser: “Multicycle AR coatings: a theoretical approach”, *Proc. SPIE*, vol. 5250, p. 357–366 (2004).
- [I-8] Stevenson: “High performance antireflection coatings for telecommunications”, *Proc. SPIE*, vol. 5527, p. 79–92 (2004).
- [I-9] H.A. Macleod, “*Thin-Film Optical Filters*”, Institute of Physics Publishing, Dirac House, Temple Back, Bristol BS1 6BE, UK, 2001.
- [I-10] A. Thelen, “*Design of Interference Coatings*”, McGraw-Hill Book Company, New York, 1989.
- [I-11] Holah, G.D. et al. (1974). « Interference filters for the far infrared ». Dans : *Infrared Physics* 14.3, p. 217 –229. doi : 10.1016/0020-0891(74)90025-6.
- [I-12] Apfel, J.H. (1965). « Circularly Wedged Optical Coatings. II. Experimental ». Dans *Appl. Opt.* 4.8, p. 983–985. doi : 10.1364/AO.4.000983.
- [I-13] Bäck, T. et al. (1999a). « Advanced Algorithms and Operators, volume 2 of Evolutionary Computation ». Dans : *Institute of Physics Publishing, Bristol and Philadelphia* 11, p. 243.
- (1999b). « Basic Algorithms and Operators, volume 1 of Evolutionary Computation ». Dans : *Institute of Physics Publishing, Bristol and Philadelphia* 11, p. 12–13.
- [I-14] Haupt, R.L. et al. (2004). *Practical genetic algorithms*. Wiley-Interscience.

- [I-15] Piegari, A. et al. (2006). « Variable narrowband transmission filters with a wide rejection band for spectrometry ». Dans : *Appl. Opt.* 45.16, p. 3768–3773. doi : 10.1364/AO.45.003768.
- [I-16] Piegari, A.-M. et al. (2004). « Variable transmission filters with wide rejection band for space applications ». Dans : *Optical Interference Coatings*. Optical Society of America, ThB4.
- [I-17] Piegari, A. et al. (2008). « Variable narrow-band transmission filters for spectrometry from space.2. Fabrication process ». Dans : *Appl. Opt.* 47.13, p. C151–C156. doi : 10.1364/AO.47.00C151.
- [I-18] Thelen, A. (1965). « Circularly Wedged Optical Coatings. I. Theory ». Dans : *Appl. Opt.* 4.8, p. 977–981. doi : 10.1364/AO.4.000977.
- [I-19] pastel.archives-ouvertes.fr/.../PDF/ManuscritFinal_Sakat_20130701.pdf
- [I-20] Bettonvil, F. C. M. et al. (2006). « Tunable H-alpha Lyot filter with advanced servo system and image processing: instrument design and new scientific results with the Dutch Open Telescope ». Dans : 62690E–62690E–12. doi : 10.1117/12.670754.
- [I-21] Scharmer, G.-B. et al. (2003). « The 1-meter Swedish solar telescope ». Dans : p. 341–350. doi : 10.1117/12.460377.
- [I-22] Gerd E. KeiserA, ‘‘Review of WDM Technology and Applications’’, *Optical Fiber Technology*, vol. 5, p. 3-39 (1999).
- [I-23] H. Kobrinski and K.-W. Cheung, ‘‘Wavelength tunable optical filters: Applications and technology’’, *IEEE Commun. Mag*, vol. 27, p. 53 (1989)
- [I-24] hal.archives-ouvertes.fr/docs/00/42/93/49/PDF/These_Emanuel_Pistono.pdf
- [II-24] www.fzu.cz/~kuzelp/Optics/Optique.pdf
- [II-25] www.lerepairedessciences.fr/sciences/.../Optique/Cours_opt_anis_v2_0.pdf
- [II-26] www.edu.upmc.fr/physique/licence/pf/IMG/pdf_LP315_IV.pdf
- [II-27] www.paristech.institutoptique.fr/site.php?id=266&fileid=770.
- [II-28] <http://tel.archives-ouvertes.fr/docs/00/56/21/42/PDF/Hajj2010.pdf>
- [II-29] http://www.bibsciences.org/bibsup/opt-coll/pub/3/pdf/11t3p105_I.pdf
- [III-30] <http://tel.archives-ouvertes.fr/docs/00/61/26/69/PDF/TheseFARHA.pdf>
- [III-31] <http://www.umc.edu.dz/buc/theses/electronique/BEN5281.pdf>
- [III-32] F.Karim, ‘conception et analyse d’un filtre optique à cristal photonique à une seule dimension’, Travaux pratiques de simulation, Univ de tlemcen, 2014.