

REPUBLIQUE ALGERIENNE DEMOCRATIQUE ET POPULAIRE
MINISTRE DE L'ENSEIGNEMENT SUPERIEUR ET DE LA RECHERCHE SCIENTIFIQUE
UNIVERSITE MOHAMED BOUDIAF - M'SILA

FACULTE : TECHNOLOGIES

DEPARTEMENT : ELECTRONIQUE

N° :



DOMAINE: Sciences et Technologie

FILIERE : Electronique

OPTION : Micro électronique

**Mémoire présenté pour l'obtention
Du diplôme de Master Académique**

Par: Ferhati Chahira

et

Hadji Samra

Intitulé :

**Etude et simulation d'un capteur de micro déplacement à
base de cristaux photonique bidimensionnels**

Soutenu devant le jury composé de:

Tarek Zouache

Université de M'sila

Rapporteur

Hocini Abdsslam.....

Université de M'sila ...

Président

Ahmed Kehlouche.....

Université de M'sila...

Examineur

Année universitaire : 2019 /2020

Remerciement

Nous remercions Allah tout puissant qui nous a donné la force et la volonté pour pouvoir finir ce mémoire de fin d'étude

Nous tenons à remercier vivement et très respectueusement notre promoteur de mémoire, docteur ZOUACHE TAREK, pour le choix du sujet, d'avoir dirigé ce travail avec professionnalisme, pour tous ces conseils précieux et sa critique constructive qui ont été très positifs.

Nous exprimons notre gratitude envers

Mrs les membres de jury de

Nous avoir fait l'honneur d'accepter d'examiner

Notre travail

Enfin nous ne pourrions terminer ces remerciement sans une pensée à l'ensemble des notre enseignants qui sont à l'origine de tout mon savoir et en particulier mes enseignants à l'université de M'sila

Dédicaces

Je tiens dédier ce modeste travail avant tout

Amon très cher père

A ma très chère mère, ma fierté et mon bonheur

*A tout la famille, (Nadia, Samir, Haithem, Bouthaina, Aya
,Sami, Riyade ,Manare, souhaib, Nesrin)*

*Atout me amis (Nidhal, Nour Elhouda, Rahma, khawlla, chaima,
Donia, Sabrina , Soumia, Roumaissa, Nasira)*

et mes collègues de promos

*Et a tout ceux qui m'ont aidé de prés ou de loin à
accomplir ce travail*

F. Chahira

Dédicaces

Je tiens à dédier ce modeste travail avant tout :

A mon très cher père,

A ma très mère ma fierté et mon bonheur

*A tout la famille (abbedelbasset, Nadjet, abedeLali, abed rahim,
Ranya, zoubida)*

Atout mes amis et mes collègues de promos

*Et a tous ceux qui m'ont aidé de prés ou de loin à accomplir ce
travail*

H. Samra

Résumé :

Les cristaux photoniques (PhotonicCrystals en anglais) représentent une nouvelle classe de matériaux optiques qui emmène l'interaction lumière matière à un niveau de sophistication très haut. Ces structures artificielles sont caractérisées par des arrangements périodiques en une seule dimension (1D), deux dimensions (2D) ou tridimensionnels (3D) de matériaux diélectriques qui conduisent à la formation d'une structure de bande d'énergie pour les ondes électromagnétiques se propageant à l'intérieur.

Les progrès récents de la technologie de la micro-structuration offrent une flexibilité énorme dans le choix de la composition du matériau, de la périodicité du réseau et de la symétrie de ces arrangements, permettant de fabriquer des cristaux photoniques avec des structures incorporant des défauts volontairement placés aux seins de leurs réseaux. En conséquence, la structure de modes associées à ces cristaux photoniques modifiés, peuvent être adaptées à presque tous les domaines et en particulier dans le domaine de la détection.

En raison de l'effet du fort confinement des photons dans les défauts comme les microcavités et les défauts linéiques tel que les guides d'ondes réalisées dans ce types de structures, de ultras hautes résolutions de l'ordre de la mono molécule ou volume ultime de l'ordre de femto litre peuvent être atteintes grâce à des capteurs réalisés par la technologie des cristaux photoniques. Par conséquent, les cristaux photoniques rendent possible la réalisation de capteurs de rêve et permettent même de concevoir des vrais laboratoires sur seule puce.

Ce travail entre dans ce contexte, en effet nous allons ici concevoir des capteurs mécaniques à base de cristaux photoniques bidimensionnels et plus particulièrement nous allons proposer un design assurant la mesure de déplacement avec de grande sensibilité.

Mots clés :

Cristaux photoniques bidimensionnels, indice effectif de réfractions, sensibilité RI, capteurs mécaniques, sensibilité au déplacement.

Sommaire

<i>Introduction générale</i> :.....	2
<i>Références de l'introduction générale</i> :	6

Chapitre 1 : Les cristaux Photoniques

1.1. <i>Introduction</i> :.....	8
1.2. <i>Définition des cristaux photoniques</i> :	8
1.3. <i>Propagation de la lumière dans un cristal photonique</i>	9
1.4. <i>Analogie électron-photon</i>	11
1.5.1. <i>Polarisations TE et TM</i> :	12
1.5.2. <i>Théorème de Bloch-Floquet</i>	13
1.6. <i>Différents types de cristaux photoniques</i> :	13
1.6.1. <i>Cristaux photoniques unidimensionnels (1D)</i> :	13
1.6.2. <i>Les cristaux photoniques bidimensionnels (2D)</i> :	15
1.6.3. <i>Les cristaux photoniques tridimensionnels (3D)</i> :	16
1.7. <i>Les matériaux utilisés dans la fabrication de cristaux photoniques</i> :	18
1.7.1. <i>Les semi-conducteurs III-V</i> :	18
1.7.2. <i>Les semi-conducteurs de la colonne IV</i> :	18
1.8. <i>Structure de bande dans un milieu périodique bidimensionnels</i> :	20
1.9. <i>Carte des bandes interdites</i> :	22
1.10. <i>Technologie de réalisation des cristaux photoniques bidimensionnels</i> :	23
1.10.1. <i>Cristaux photoniques bidimensionnels en optique planaire</i> :	24
1.10.2. <i>Structure photonique membranaire</i>	24
1.10.3. <i>Structures à guide « enterré » et gravure Profonde</i> :	25
1.11. <i>Différents types de mailles du réseau bidimensionnels et facteur de remplissage</i> :	26
1.12. <i>Différents Défauts ponctuels et défauts étendus</i> :	27
1.12.1. <i>Défauts ponctuels-Mode résonnant de cavité</i> :	27

1.12.2.	<i>Défauts étendus et guides d'onde</i>	28
1.12.2.1.	<i>Couplage de défauts ponctuels</i>	28
1.12.2.2.	<i>Guides d'ondes dans les cristaux photoniques</i>	29
1.12.3.	<i>Influence du défaut sur le diagramme de dispersion</i> :	30
1.13.	<i>Conclusion</i> :	31
	<i>Références du chapitre 1</i> :	32

Chapitre 2 : Capteurs de position et déplacement

2.1.	<i>Introduction</i> :	38
2.2.	<i>Type des capteurs de déplacement</i> :	39
2.2.1.	<i>Capteurs de déplacement à potentiomètre résistif</i> :	39
2.2.2.	<i>Capteurs inductifs</i>	42
2.2.3.	<i>Capteurs capacitifs</i>	48
2.2.4.	<i>Capteur de déplacement à cristaux photoniques</i> :	54
2.3.	<i>Conclusion</i>	60
	<i>Références du chapitre 2</i> :	60

Chapitre 3: Capteurs de micro-déplacement à cristaux photoniques bidimensionnels en Silicium

3.1.	<i>Introduction</i> :	64
3.2.	<i>Principe de la détection de déplacement par cristaux photonique</i> :	64
3.3.	<i>Structure proposée pour le capteur de déplacement à cristaux photonique</i> :	65
3.4.	<i>Fonctionnement et réponse du capteur de déplacement</i> :	69
3.5.	<i>Etude détaillée des caractéristiques du capteur</i> :	71
3.5.1.	<i>Etude des caractéristiques de la structure autour de 3.118μm</i> :	72
3.5.2.	<i>Etude des caractéristiques de la structure autour de 3.618μm</i> :	74
3.6.	<i>Discussion des résultats</i> :	77
3.6.1.	<i>Zone de fonctionnement quasi-linéaire du capteur</i>	77

3.6.2. Sensibilité du capteur	77
3.7. Conclusion :	78
Références du chapitre 3:.....	79
CONCLUSION GENERALE	79

INTRODUCTION GENERALE

Introduction générale :

Un cristal est formé par un arrangement périodique d'atomes qui consiste en une répétition dans l'espace d'un motif élémentaire. Dans le cadre de la physique de la matière condensée, cela crée un profil de potentiel périodique pour les électrons qui détermine les bandes d'énergies permises dans le matériau. Dans le cas des semi-conducteurs, ce potentiel périodique induit une bande interdite entre la bande de conduction et la bande de valence. Dans le cadre de recherches concernant l'inhibition de l'émission spontanée dans les semi-conducteurs, E. Yablonovitch a montré à la fin des années 80 qu'il était possible d'ouvrir une bande interdite pour les photons en réalisant une alternance périodique de matériaux diélectriques différents [1], tandis que S. John s'intéressait à la localisation d'Anderson [2], ce qui a conduit à l'émergence du concept de cristal photonique.

Initialement démontrée dans les micro-ondes, la réalisation de cristaux photoniques 2D dans le proche infrarouge au milieu des années 90 [3] a conduit à l'éclosion d'un champ de recherche très fertile. Car, même si le principe de bande interdite était connu à une dimension avec les miroirs de Bragg, la réalisation de cristaux photoniques en 2D et en 3D a conduit au contrôle de la lumière vers un degré plus avancé, et le champ d'étude des cristaux photoniques a étendu des ramifications au-delà de l'optique classique, comme par exemple en électrodynamique quantique de cavité (CQED pour Cavity Quantum Electrodynamics) [4] ou en opto-mécanique de cavité [5].

Les cristaux photoniques existent également à l'état naturel à l'intérieur de complexes minéraux tels que les opales et à l'intérieur de systèmes biologiques tels que les yeux de certains céphalopodes sous forme de réseaux périodiques de bâtonnets, les plumes de paon faites de cristaux de kératines ou encore les ailes de certains papillons. La recherche sur les cristaux photoniques s'est principalement focalisée sur le proche infrarouge (1,3-1,6 μm) en raison des applications dans le domaine des télécommunications, et a porté sur les matériaux des colonnes III, IV et V, à savoir le silicium, le germanium et les composés III-V (InP, GaAs, . . .), même si récemment des travaux s'intéressent aux semi-conducteurs à large bande interdite (SiN, AlN, GaN, ZnO).

Le silicium est le matériau essentiel de l'industrie CMOS et des microsystèmes (MEMS). Il est transparent dans la fenêtre télécom et possède un indice de réfraction très élevé ($n_{\text{Si}} = 3.48$) ainsi qu'une très bonne résistance mécanique, tandis que les III-V sont des

matériaux actifs dont la croissance par épitaxie est très bien maîtrisée et possèdent eux aussi des indices de réfraction élevés. Ces matériaux sont les plates-formes idéales pour l'intégration mixte de réseaux photoniques et électroniques au sein d'une même puce.

Les cristaux photoniques 2D sont compatibles avec la filière de l'optique intégrée et donc réalisables à plus faible coût et plus grand volume. De par leurs dimensions très réduites, la versatilité des fonctions réalisables (filtres optiques, démultiplexeurs, buffers, . . .) et le confinement de la lumière pouvant amplifier le gain, les cristaux photoniques pourraient être un moyen d'atteindre une grande densité d'intégration de composants optiques dans la filière CMOS [6]. Le très fort confinement de la lumière régnant dans les cristaux photoniques offre des opportunités pour le traitement optique de l'information, au-delà du simple routage de signaux optiques.

Les progrès récents de la technologie de la micro-structuration offrent une flexibilité énorme dans le choix de la composition du matériau, de la périodicité du réseau et de la symétrie de ces arrangements, permettant ainsi de fabriquer des cristaux photoniques avec des structures incorporant des défauts volontairement placés aux seins de leurs réseaux. En conséquence, la relation de dispersion et la structure de modes associées de ces cristaux photoniques, peuvent être adaptées à presque tous les besoins et en particulier la détection.

Grace à ces défauts incorporés, les bandes interdites photoniques (PBG : Photonique Bande Gaps) [4,7,8] se prêtent à de nombreuses applications en optique linéaire, non linéaire et quantique. Par exemple, dans le régime linéaire, de nouvelles caractéristiques de guidage optique via l'ingénierie de défauts tels que des microcavités, des guides d'ondes et leurs combinaisons en éléments fonctionnels, tels que des filtres anti-gouttes en longueur d'onde [5,9] peuvent être réalisées.

Les cristaux photoniques avec défauts intégrés dissimulent un potentiel énorme pour la création de circuits intégrés photoniques. Et ce potentiel ne sera pratiquement découvert qu'après une analyse théorique minutieuse est d'une importance capitale pour l'interprétation des données expérimentales, ainsi que la prévision et la réalisation de nouveaux phénomènes physiques dans les cristaux photoniques. Pour cela, les travaux sur les structures périodiques photoniques se sont multipliés, mettant en évidence d'autres propriétés dispersives remarquables, avec diverses applications dans les domaines de l'optique ondulatoire, l'électronique et l'optoélectronique [6-11-13].

L'un des domaines les plus investis en électronique par les cristaux photoniques est celui des capteurs. Ces derniers sont des dispositifs dont les applications sont très importantes dans divers domaines de la science, de la technologie modernes et aussi dans la vie quotidienne. Différents types de capteurs ont été conçus pour le contrôle et la détection de mesurandes de différentes natures, tel que la présence et les concentrations des gaz, les fluides, la pression, les cellules, la température, L'ADN ,etc, couvrant ainsi presque tous les phénomènes physique naturel.

Mais la miniaturisation de ces éléments de détections, reste l'objectif suprême des industriels et des chercheurs de ce domaine, et ce qui a fait réellement tourné la boussole de ces dernies vers les cristaux photoniques est leurs taille microscopique, ainsi que les propriétés de la bande interdite photonique qui les rendent des supports prometteur pour la réalisation de produits intégrés tel que les systèmes de détections intégrés. En raison de l'effet du fort confinement des photons dans les défauts comme les microcavités et les défauts linéiques tel que les guides d'ondes réalisées dans ce types de structures, de ultras hautes résolutions de l'ordre de la mono molécule ou volume ultime de l'ordre de femto litre peuvent être atteintes grâce à des capteurs réalisés par cette technologie.

Dans ce travail nous allons nous focalisés sur l'étude des capteurs de micro déplacement à base de cristaux photoniques bidimensionnels. Pour bien cerner le type de capteurs très important, nous avons répartis ce mémoire en trois chapitres.

Le premier chapitre sera consacré à la théorie des cristaux photoniques. En premier lieu nous allons parler de l'analogie qui existe entre ces cristaux et les semi-conducteurs ordinaires connus, cette analogie est traduite d'un côté, par la vraisemblance entre les équations de Schrödinger (traduisant le mouvement de l'électron dans le semi-conducteur) et l'équation de Maxwell (traduisant la propagation des ondes électromagnétiques) et d'un autre coté par l'existence de bande d'énergie interdite exempte de tous états occupables par les électrons et les photons interdisant tous mode de propagation respectivement dans les deux cas.

Puis nous donneront les différents types de cristaux photoniques existant suivant leur degré géométrique de réalisation (1D, 2D, 3D), la géométrie de leur réseau de base (carré, triangulaire, hexagonal). A la fin du chapitre nous parlerons des différents type de défauts pouvant être crée dans la structure périodique du cristal photonique et son effet sur sa bande interdite. Cette derniers partie est d'une importance majeure, car constitue une base pour les études qui suivront dans le reste de la thèse.

Le second chapitre portera en totalité sur capteurs de déplacements de différents types. En partant par les capteurs de déplacement traditionnel généralement de principe de fonctionnement électromécanique (résistif, inductif et capacitif) jusqu'à ceux modernes et hyper sensibles à principe de fonctionnement opto-mécanique c-à-d à base de cristaux photoniques.

En fin, et dans le troisième chapitre nous donnerons une structure de capteur de déplacement en silicium que nous avons développé nous-mêmes. Dans cette dernière étude, on vise à concevoir un capteur de déplacement micrométriques de bonne sensibilité et ayant une réponse linéaire. Ces deux paramètres étant très importants comme nous l'avons déjà souligné précédemment.

Références de l'introduction générale:

-] Samira AMOUDACHE, Cristaux Photoniques Accordables ; Application Au Domaine Des Capteurs Thèse De Doctorat Spécialité: Physique. Université Mouloud Mammeri De Tizi-Ouzou. Soutenue Le 26/11/2015
- [2] Advances In Photonic Crystals Edited By Vittorio M. N. Passaro Advances In Photonic Crystals Edited By Vittorio M. N. Passaro 2013
- [3] E. Yablonovitch, Photonic Band-Gap Structures, J. Optic. Soc. Am., 10, 283 (1993)
- [4] Photonic Crystals And Light Localization In The 21st Century, C.M. Soukoulis, Ed., NATO Science Series C 563, Kluwer Academic (Dordrecht, Boston, London), 2001.
- [5] S. Fan, P.R. Villeneuve, And H.A. Haus, Phys. Rev. Lett. 80, 960 (1998).
- [6] R- D. Meade, K.-D. Brommer, A-M. Rappe And J. D. Joannopoulos, Existence Of A Photonic Band Gap In Two Dimensions, Appl. Phys. Lett. 61, 495 (1992).
- [7] E. Yablonovitch, Phys. Rev. Lett. 58, 2059 (1987)..
- [8] S. John, Phys. Rev. Lett. 58, 2486 (1987).
- [9] S. Noda, A. Alongkarn, And M. Imada, Nature 407, 608 (2000).
- [10] R- D. Meade, K.-D. Brommer, A-M. Rappe And J. D. Joannopoulos, Existence Of A Photonic Band Gap In Two Dimensions, Appl. Phys. Lett. 61, 495 (1992).
- [11] E. Yablonovitch, T. J. Mitter And K. M. Leung, Photonic Band Structure: The Face-Centered-Cubic Case Employing Nonspherical Atoms, Phys. Rev. Lett. 67, 2295 (1991).
- [12] J-P. Dowling, M- Scalora, M-J. Bloemer And C- M. Bowden, The Photonic Band Edge Laser: A New Approach To Gain Enhancement, J. Appl. Phys. 75, 1896 (1994).
- [13] Z. Zhang, And S. Satpathy, Electromagnetic Wave Propagation In Periodic Structures: Bloch Wave Solution Of Maxwell's Equations, Phys. Rev. Lett. 65, 2650 (1990).

CHAPITRE 1: LES CRISTAUX PHOTONIQUES

1.1. Introduction :

Ce premier chapitre sera consacré en totalité aux « cristaux photoniques », en effet allons nous éclaircir en un premier temps l'analogie électron-photon mise en cause à l'apparition des gaps de photons ou de bandes interdites photoniques. L'analogie électron-photon est démontrée simplement grâce aux systèmes unidimensionnels ; les puits quantiques semi-conducteurs d'une part, et, d'autre part, par les miroirs de Bragg. Puis et grâce aux équations de Maxwell, nous allons décrire les modèles qui permettent de déterminer les diagrammes de bandes photoniques des structures périodiques, infinies et sans défauts. Ces

Ce premier chapitre sera consacré en totalité aux « cristaux photoniques », en effet allons nous éclaircir en un premier temps l'analogie électron-photon mise en cause à l'apparition des gaps de photons ou de bandes interdites photoniques. L'analogie électron-photon est démontrée simplement grâce aux systèmes unidimensionnels ; les puits quantiques semi-conducteurs d'une part, et, d'autre part, par les miroirs de Bragg. Puis et grâce aux équations de Maxwell, nous allons décrire les modèles qui permettent de déterminer les diagrammes de bandes photoniques des structures périodiques, infinies et sans défauts. Ces notions sont présentées en partant des cristaux photoniques unidimensionnels jusqu'aux cristaux photoniques tridimensionnels et la fin du chapitre sera consacrés aux cristaux de taille finie et à leur modélisation. [1]. A la fin, une attention toute particulière sera portée à la description de l'influence des défauts de périodicité sur les propriétés électromagnétiques de cristaux. Semblablement au dopage des semi-conducteurs, pour les cristaux photoniques il est très intéressant d'introduire des défauts dans le cristal puisque des états photoniques localisés (dont les propriétés sont contrôlées par la nature du défaut), peuvent apparaître dans la bande interdite. Les caractéristiques de ces défauts ont été le sujet de plusieurs études [2-4].

1.2. Définition des cristaux photoniques:

Les cristaux photoniques sont des microstructures de matériaux photoniques possédant une distribution spatiale périodique de leurs permittivités relative ; par conséquent de leurs indices de réfraction. La propriété la plus intéressante dans ce type de matériaux est leurs possessions de bandes interdite photoniques. Propriété, qui provient de la modulation de la lumière par la distribution spatialement périodique des constantes diélectriques. La bande interdite photonique BIP (ou aussi dit GAP photoniques) correspond à la plage de longueurs d'ondes où la densité d'états des photons est nulle. Cela veut dire qu'une onde électromagnétique incidente avec une longueur d'onde située entre les limites de la bande

interdite photonique, sera complètement réfléchi par le cristal photonique en raison de l'absence de modes de Bloch correspondants qui peuvent se propager à travers le cristal photonique [5-7]. Lorsqu'un défaut de réseau est introduit dans une structure cristalline photonique parfaite, ce défaut entraînera l'apparition de mode dit mode de défaut, permettant la propagation d'onde électromagnétique de fréquence résonance bien définie. La distribution du champ électrique du défaut présente un confinement de ce dernier dans le site du défaut [8].

Ainsi grâce à de tels défauts, des microcavités de hautes qualités peuvent être formées au sein des cristaux photoniques. Les interactions de la lumière-matière sont vaguement améliorées dans la microcavité du cristal photonique en raison du grand effet de confinement des photons dans la microcavité. [5,9,10]. La propagation et le confinement de la lumière dans un cristal photonique peut être calculé en se basant sur la théorie d'électromagnétisme de Maxwell et celle de Bloch. Divers méthodes de calcul numérique ont été développées pour l'étude la structure de la bande photonique, l'effet de confinement de photons et les effets optiques non linéaires de cristaux photoniques, tels que les différents finis time domains (FDTD), la méthode d'expansion d'onde plane, la méthode de transfert de matrice et ainsi de suite [5,11,12].

Ces méthodes de calcul numériques fournissent un grand aide aux chercheurs pour comprendre les propriétés uniques des cristaux photoniques et ainsi permettent le design de structures pour la réalisation de dispositifs photoniques intégrés.

1.3. Propagation de la lumière dans un cristal photonique

Les quatre équations de Maxwell englobent tous les phénomènes électromagnétiques. Dans un milieu linéaire, isotrope, sans pertes, de permittivité relative $\epsilon_r(\vec{r})$ (nombre réel car le milieu est non absorbant), non magnétique (La perméabilité magnétique relative μ_r est égale à 1), et en l'absence de charges et courants, se réécrivent sous les formes suivantes (en unités SI) [5, 13, 14]:

$$\vec{\nabla} \cdot (\epsilon_r(\vec{r}) \cdot \vec{E}(\vec{r}, t)) = 0 \quad 1.1$$

$$\vec{\nabla} \cdot \vec{H}(\vec{r}, t) = 0 \quad 1.2$$

$$\vec{\nabla} \cdot \vec{E}(\vec{r}, t) = -\mu_0 \cdot \frac{\partial \vec{H}(\vec{r}, t)}{\partial t} \quad 1.3$$

$$\vec{\nabla} \cdot \vec{H}(\vec{r}, t) = \varepsilon_0 \varepsilon_r(\vec{r}) \cdot \frac{\partial \vec{E}(\vec{r}, t)}{\partial t} \quad 1.4$$

Ou,

\vec{E} et \vec{H} : sont respectivement les champs électriques et magnétiques,

ε_0 et μ_0 : sont la permittivité électrique et la perméabilité magnétique du vide,

t et \vec{r} : sont les dépendances temporelles et spatiales respectivement.

Ainsi, si $\vec{E}(\vec{r}, t)$ est la solution du problème en considérant $\varepsilon_r(\vec{r})$ (la permittivité relative du milieu) à la fréquence ω , alors, $\vec{E}(\vec{r}/s, t)$ représente la solution du problème pour une permittivité relative du milieu $\varepsilon_r(\vec{r}'/s)$ à la fréquence ω/s [13,14]. Cela veut dire que le même comportement physique sera obtenu si l'on change simultanément la longueur d'onde et les dimensions du système dans les mêmes proportions et d'ailleurs c'est pourquoi il est recommandé, d'introduire une fréquence normalisée $u = a/\lambda$ (a est la période caractéristique du cristal et λ la longueur d'onde), pour étudier les cristaux photoniques.

Les champs $\vec{E}(\vec{r}, t)$ et $\vec{H}(\vec{r}, t)$, sont des champs transverses à la direction de propagation et qu'ils vérifient les équations d'onde suivantes [13,14]:

$$\vec{\nabla} \cdot \left(\frac{1}{\varepsilon_r(\vec{r})} \cdot \vec{\nabla} \cdot \vec{H}(\vec{r}, t) \right) + \mu_0 \varepsilon_0 \cdot \frac{\partial^2 \vec{H}(\vec{r}, t)}{\partial t^2} = 0 \quad 1.5$$

$$\left(\frac{1}{\varepsilon_r(\vec{r})} \cdot \vec{\nabla} \cdot (\vec{\nabla} \cdot \vec{E}(\vec{r}, t)) \right) + \mu_0 \varepsilon_0 \cdot \frac{\partial^2 \vec{E}(\vec{r}, t)}{\partial t^2} = 0 \quad 1.6$$

En considérant que les solutions ont des formes d'ondes planes du type [13,14]:

$$\vec{E}(\vec{r}, t) = \vec{E}(\vec{r}) \cdot e^{j\omega t} \quad 1.7$$

Et

$$\vec{H}(\vec{r}, t) = \vec{H}(\vec{r}) \cdot e^{j\omega t} \quad 1.8$$

De longueur d'onde dans le vide $\lambda = 2\pi c/\omega$ et k le vecteur d'onde tel que :

$$k^2 = n^2 \omega^2 / c^2 \quad 1.9$$

Avec : c étant la célérité de la lumière dans le vide et n est le l'indice de réfraction du milieu [13] :

$$n = \sqrt{\epsilon_r(\vec{r})} \quad 1.10$$

Les équations de Maxwell étant linéaires, il est possible alors par analyse de Fourier, de construire toute solution du problème à partir d'une combinaison linéaire de solution harmoniques. Alors, la résolution du problème se réduit aux deux équations suivantes [1,13, 14]:

$$\vec{\nabla} \left(\frac{1}{\epsilon_r(\vec{r})} \cdot \vec{\nabla} \cdot \vec{H}(\vec{r}) \right) - \frac{\omega^2}{c^2} \vec{H}(\vec{r}) = 0 \quad 1.11$$

$$\vec{\nabla} \left(\vec{\nabla} \cdot \vec{E}(\vec{r}) \right) - \frac{\omega^2}{c^2} \cdot \epsilon_r(\vec{r}) \cdot \vec{E}(\vec{r}) = 0 \quad 1.12$$

C'est deux équations peuvent être résolus par différentes méthodes numériques, entre autres on site ; les méthodes des ondes planes, FDTD (Finite Difference Time Domain), des matrices de transfert, des matrices de diffraction, des liaisons fortes et du développement sur des modes propres. Parmi celles-ci, les plus répandues et celles sont les méthodes des ondes planes et FDTD.

1.4. Analogie électron-photon

Si la période de changement de la constante diélectrique dans un cristal photonique est de l'ordre de la longueur d'onde de la source de lumière utilisée, cela induira l'apparition de bandes d'énergie à densité de modes électromagnétiques nulle (bande interdite photonique ou « GAP », semblablement au bande interdite dans les semi-conducteurs), éliminant toute possibilité de propagation d'onde lumineuse d'énergie incluse dans ces bandes interdites (et quel que soit sa polarisation et sa direction de propagation) [15,16]. Les bandes d'énergies interdites photoniques, ont le même principe que celles des semi-conducteurs et cela est issu de grande analogie entre électrons et photons ou, plus exactement, de celle entre fonction d'onde électronique et champ électromagnétique. Ces deux grandeurs physiques sont, en effet, régies respectivement par l'équation de Schrödinger (équation 1.19) et l'équation de Maxwell (équation 1.20) dont les liens de parenté sont évidents [1].

$$\nabla^2 \psi(\vec{r}) = -\frac{2}{\hbar^2} (\xi - V(\vec{r})) \cdot \psi(\vec{r}) \quad 1.13$$

$$\vec{\nabla} \cdot (\vec{\nabla} \cdot \vec{E}(\vec{r})) = -\frac{\omega^2}{c^2} \cdot \epsilon_r(\vec{r}) \cdot \vec{E}(\vec{r}) = 0 \quad 1.14$$

En comparant les deux équations on constate que la permittivité diélectrique relative $\epsilon_r(\mathbf{r})$ dans l'équation de Maxwell joue le même rôle que le potentiel $V(\mathbf{r})$ dans l'équation de Schrödinger (ξ est l'énergie du puits de potentiel). Cela nous mènera à l'évidence que la variation périodique de $\epsilon_r(\mathbf{r})$ conduira à création de bandes d'énergies interdites pour les photons de même que pour le potentiel périodique cristallin conduit à l'apparition de bandes interdites électroniques. Une différence essentielle entre les deux équations est que l'une est de nature scalaire (1.19) tandis que l'autre est de nature vectorielle (1.20).

L'analogie entre les deux équations, nous mènes à l'évidence d'adopter les outils et les concepts développés en physique du solide, tels que les notions de réseau réciproque, zone de Brillouin et le théorème de Bloch [15,17] aussi pour l'étude des cristaux photoniques.

Une autre figure de l'analogie entre les deux concepts photon réside dans le fait que, en introduisant un défaut dans la périodicité du cristal photonique, mène à l'apparition un mode de propagation localisé (longueur d'onde de propagation permise) dans la bande interdite photonique [18-20]. Cela est semblable au cas du dopage dans les semi-conducteurs qui mène aussi à l'apparition de niveaux d'énergie permis dans la bande interdite électronique de ce semi-conducteurs [21-23].

1.5. Polarisation TE et TM, théorème de Bloch-Floquet :

1.5.1. Polarisation TE et TM :

Quand une onde de lumière se propage dans un plan, elle possède deux possibilités de polarisations pour les quels, les équations du champ électromagnétique se simplifient à des formes scalaires. La première possibilité est quand le champ magnétique est perpendiculaire au plan de propagation (parallèle à l'axe des cylindres que l'on prend comme axe Oz). Le champ électrique est alors dans le plan de propagation et l'on parle alors de polarisation TE. Le second cas correspond au cas où le champ électrique est perpendiculaire au plan de propagation et l'on parle dans ce dernier cas de polarisation TM. Toute autre polarisation peut être déduite par combinaison linéaire de ces deux types polarisations.

1.5.2. Théorème de Bloch-Floquet.

L'équation de propagation des photons dans les cristaux photoniques est donnée par la relation suivante en isolant le champ magnétique :

$$\vec{\nabla} \cdot \left(\frac{1}{\epsilon_r(\vec{r})} \cdot \vec{\nabla} H(\vec{r}) \right) = \frac{\omega^2}{c^2} H(\vec{r}) \quad 1.15$$

Où ϵ_r , c et H représentent la fonction diélectrique du milieu, la vitesse de la lumière dans le vide et le champ magnétique respectivement. Lorsque ϵ_r est périodique on peut utiliser le théorème de Bloch- Floquet. Le théorème de Bloch-Floquet permet de réécrire les solutions du champ H sous la forme [24,14] :

$$\vec{H}(\vec{r}) = u_{\vec{k}}(\vec{r}) \cdot e^{i\vec{k}\vec{r}} \quad 1.16$$

Avec : r et $u(r)$ sont les coordonnées et une fonction périodique dans l'espace tandis que k représente le vecteur d'onde. L'équation (1.15) devient :

$$\vec{\nabla} \left(\frac{1}{\epsilon_r(\vec{r})} \cdot \vec{\nabla} \cdot u_{\vec{k}} \cdot e^{i\vec{k}\vec{r}} \right) = \frac{\omega^2}{c^2} u_{\vec{k}} \cdot e^{i\vec{k}\vec{r}} \quad 1.17$$

Les solutions de cette équation aux valeurs propres sont eux-mêmes périodiques et correspondent aux valeurs de $\omega(k)$ qui représentent les courbes de dispersion dans le cristal., il est donc possible de simplifier la représentation de la totalité des solutions en les représentant sur un même graphe réduit à la zone de Brillouin dans l'espace réciproque. Le même raisonnement reste valable pour le champ électrique dans l'équation 1.26.

1.6. Différents types de cristaux photoniques :

Les cristaux photoniques sont formés par la juxtaposition de deux (ou même plus) types de matériaux diélectriques périodiquement dans l'espace. En conséquence, ils présentent une distribution périodique spatiale de ses paramètres diélectrique (permittivité relative principalement). Selon le type de distribution spatiales des diélectriques, le cristal photonique est classés trois catégories ; Cristaux photoniques unidimensionnels (1D), cristaux photoniques bidimensionnels (2D), et cristaux photoniques en trois dimensions (3D).

1.6.1. Cristaux photoniques unidimensionnels (1D) :

Les cristaux photoniques unidimensionnels possèdent une périodicité diélectrique dans

un seul sens de l'espace, par exemple dans le sens de l'axe Z (voir figure 1.3). Ce type de cristaux photoniques est construit en faisant varier l'indice de réfraction de ces couches, et cela en disposant une couche diélectrique à indice de réfraction élevé à côté d'une couche diélectrique à faible indice de réfraction. La structure schématique d'un cristal photonique unidimensionnel est illustrée sur la figure 1.3. La bande interdite photonique d'un cristal photonique unidimensionnelle provient de la forte réflexion multiple et de l'interférence destructive induite entre les interfaces des couches à indice de réfraction élevé et à ceux à faible indice de réfraction. De ce fait, les propriétés de la bande interdite photonique d'un cristal photonique unidimensionnel sont principalement déterminées par les paramètres suivants [5]:

- L'épaisseur des deux types de couches diélectriques.
- La constante de réseau (correspondante à la périodicité diélectrique).
- Le contraste d'indice de réfraction entre les indices élevés et bas des couches diélectriques.

Les propriétés de dispersion des matériaux diélectriques ont également une influence très importante sur la bande interdite photonique des cristaux photoniques unidimensionnels. Du point de vue pratique, la gamme de fréquences de la bande interdite photonique et celle des bandes permises du cristal photonique unidimensionnel, devraient être loin de la région d'absorption linéaire du matériau de base du cristal photonique. Dans le cas contraire, la plupart de l'énergie des ondes électromagnétiques se propageant dans ce cristal photonique seront fortement absorbés par le matériau diélectrique de sorte que la bande interdite photonique n'aura aucun sens et/ou effet [5].

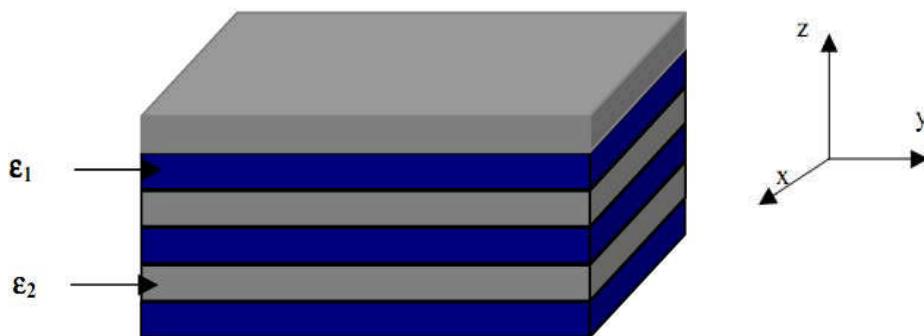


Figure 1.3 : base d'un cristal photonique unidimensionnel [25]

1.6.2. Les cristaux photoniques bidimensionnels (2D):

Les cristaux photoniques bidimensionnels possèdent la périodicité diélectrique dans deux directions indépendantes de l'espace. Ce type de cristaux photoniques a deux types de configurations (figure 1.4):

a- La configuration diélectrique-tige dit aussi structure déconnectée :

Les cristaux photoniques déconnectés (figure 1.4-a) sont réalisés par des réseaux périodiques bidimensionnels de tiges diélectriques à haut indice de réfraction noyées dans un matériau diélectrique (milieu) de fond de faible indice de réfraction. La fonction diélectrique du cristal photonique est répartie périodiquement dans la direction perpendiculaire à l'axe des tiges.

Quand une onde électromagnétique est incidente dans le plan perpendiculaire aux tiges diélectriques, les états de propagation de cette onde sont contrôlés par l'effet du gap photonique issu de la dispersion multiple et des interférences de cette onde aux interfaces entre les tiges et le fond qui les entourent d'indice de réfraction plus faible. Maintenant quand l'onde incidente se propage dans le plan parallèle aux tiges elle verra une distribution homogène de la fonction diélectrique du cristal photonique. Dans ce cas on ne verra jamais la création d'un gap photonique [5].

b- La configuration substrat-trous d'air, dit aussi structure connectée :

Les cristaux photoniques bidimensionnels à structure connectée sont formés de vecteurs de trous cylindriques périodiques d'air réalisés dans un substrat en matériau de fort indice de réfraction comme illustré sur la figure 1.4-b. La fonction diélectrique du cristal suit une distribution périodique dans la direction perpendiculaire à l'axe des trous d'air. En ce qui concerne l'apparition du gap photonique ou non, cela dépend de la direction d'incidence de l'onde électromagnétique attaquant le cristal (même raisonnement que pour le cas de la structure déconnecté) [5].

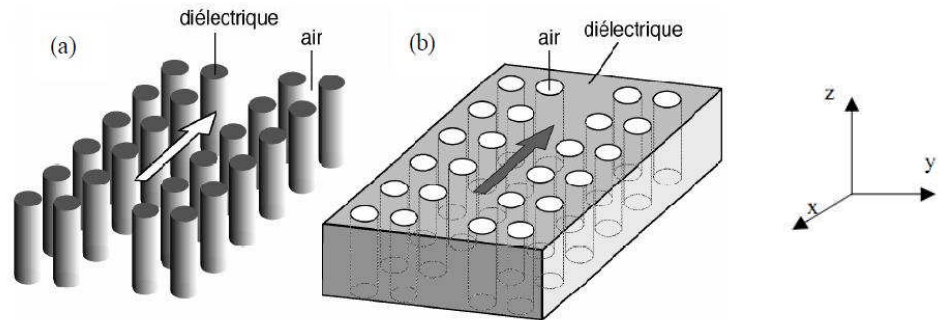


Figure 1.4 : Structure de base d'un cristal photonique bidimensionnel [26]

- a- Structure déconnectée.
- b- Structure connectée.

1.6.3. Les cristaux photoniques tridimensionnels (3D) :

Les cristaux photoniques tridimensionnels possèdent la seule structure qui permet d'obtenir une bande d'énergie interdite dans toutes les directions de l'espace. Le premier cristal photonique tridimensionnel a été fabriqué par K.M Ho et al. [27,28]. Il était réalisé avec des sphères de silicium arrangées sur une structure diamant. Mais c'est généralement la célèbre structure tridimensionnelle Yablonovite fabriquée en 1993 par E. Yablonovitch pour les micro-ondes qui reste mémorable [29]. Cette structure a été réalisée en perçant des trous dans du plexiglass selon trois angles azimutaux séparés de 120° . De nombreuses méthodes de fabrication de structures tridimensionnelles ont été proposées mais les deux suivantes ont attiré plus l'attention des chercheurs:

- **Structures « Tas de bois »**

Les cristaux photoniques tridimensionnels sont réalisés en déposant des rubans de silicium poly-cristallin d'une façon successive dans des tranchées de silice. Après l'obtention de la structure, la silice est ensuite enlevée laissant place à un cristal photonique tridimensionnel Silicium/air. Le contraste d'indice obtenu grâce à ces structures est suffisamment grand pour avoir une bande d'énergies interdites omnidirectionnelle [27,30] (figure. 1.5-a). Les mêmes structures tridimensionnelles ont été fabriquées sur GaAs par Noda et al. [27,31] par un procédé de fusion/élimination de substrat (Figure 1.5-b). Cette technique utilise des technologies standards de micro-fabrication des semi-conducteurs et permet l'introduction et le placement précis de défauts dans les cristaux fabriqués.

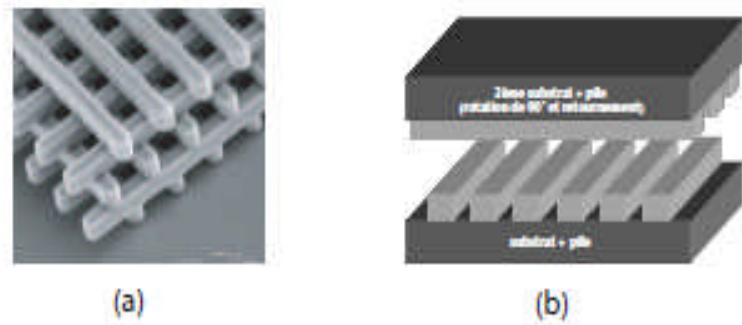


Figure 1.5 : Structure d'un cristal photonique tridimensionnel du type tas de bois [27].

- a- Image MEB d'une structure fabriquée par lithographie UV dans du silicium (d'après Lin et al [31]).
- b- La même structure mais cette fois fabriquée sur le GaAs par procédé de fusion/élimination (Noda et al [32])

- **Structure Opales:**

Ce type de cristaux photoniques tridimensionnels est obtenu chimiquement par auto-organisation. La première opale a été obtenue par sédimentation de sphères de silice (SiO_2) en solution. Ces sphères sont auto arrangées selon un réseau cubique à faces centrées par gravitation [32]. Il est à noter qu'un réseau cubique à face centrées de sphères ne présente pas de bandes d'énergies interdites photonique contrairement à l'opale inverse.

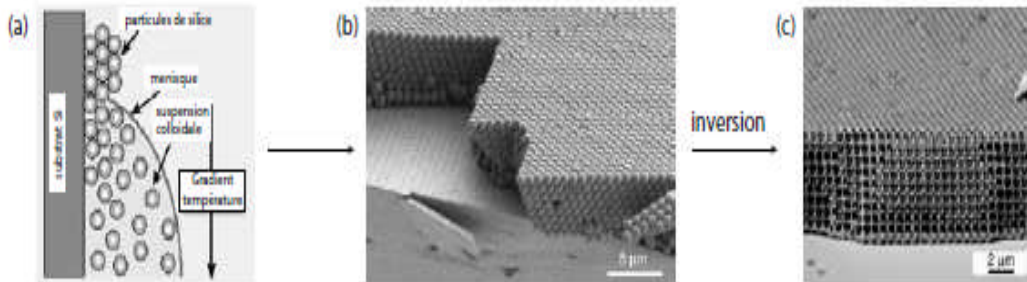


Figure 1.6 : Structure d'un cristal photonique tridimensionnel du type Opales inversé sur substrat en silicium [27].

- a- Les sphères de SiO_2 sont forcées de s'ordonner à la surface d'un substrat de silicium lorsque le ménisque se déplace vers le bas lors de l'évaporation du solvant. Un gradient de température empêche une sédimentation non désirée de particules (d'après Joannopoulos et al [32])
- b- Structure opale plane assemblée à partir de sphères de diamètres 855nm directement sur substrat silicium [33].
- c- La structure opale est d'abord infiltrée avec du silicium, puis les sphères de SiO_2 sont retirées par gravure humide [33].

Ce dernier est généralement obtenu en infiltrant un matériau de haut indice de réfraction dans les espaces qui séparent les sphères. Ces dernières sont ensuite dissoutes chimiquement pour aboutir à la structure finale de sphères d'air dans une matrice de haut indice [27] (figure 1.6).

Mais les technologies de fabrication de cristaux photoniques tridimensionnels restent encore loin des espérances des fabricants car ils n'ont pas encore atteint des performances suffisantes pour envisager leurs utilisations dans les prochaines générations de composants pour l'optique intégrée cela malgré les progrès remarquables connues récemment [34,35],

1.7. Les matériaux utilisés dans la fabrication de cristaux photoniques :

Les cristaux photoniques utilisent principalement des matériaux transparents dans les domaines du visible ou du proche infrarouge et de permittivité diélectrique élevée. Les semi-conducteurs sont donc très bien adaptés pour cet usage [13]. Dans la pratique on trouve :

1.7.1. Les semi-conducteurs III-V :

Les semi-conducteurs III-V (GaAs, InP, GaN), sont les plus utilisés parce qu'ils possèdent des bandes interdites électronique direct, ce qui leur fournit de bonnes propriétés optiques. Les puits quantiques ont un très bon rendement dans ces matériaux, même à température ambiante et ils sont presque exclusivement utilisés dans les composants électroniques émetteurs de lumière. Reste que leur principal inconvénient est leur coût élevé [13,35,25].

1.7.2. Les semi-conducteurs de la colonne IV :

Les semi-conducteurs les plus connus sont ceux de la colonne IV de la table de Mendeleïev. Ils sont bien moins coûteux et technologiquement sont extrêmement bien contrôlée et compatible avec des applications intégrées CMOS pour l'électronique. Cependant, leur bande interdite indirecte rend ces matériaux peu favorables pour la fabrication de dispositifs actifs émetteurs de lumière (propriétés optiques médiocres). Toutefois, les alliages SiGe sont prometteurs et les progrès récents sur l'émission du silicium (le silicium possède un indice de réfraction élevé) à température ambiante [13,37-41] rendent les semi-conducteurs de la colonne IV de plus en plus attractifs.

a- Silicium microporeux

Le silicium microporeux est un semi-conducteur très prometteur, grâce à ses propriétés d'émission de lumière. Beaucoup d'études ont été faites sur l'utilisation des couches de silicium poreux pour des microstructures de cristaux photoniques bidimensionnelles [41-45]. L'utilisation de masque pré-structuré de Si_3N_4 avec le Silicium de type P a mené à la création d'une nouvelle forme de trous. La gravure des trous est réalisée dans une cellule électrochimique (figure 1.1).

b- Silicium macroporeux

Pour la réalisation de cristaux photoniques sur Silicium macroporeux on utilise la gravure électrochimique d'un substrat gravé en surface [40-46] : des réseaux triangulaires ou carrés sont gravés par photolithographie ou lithographie holographique et les trous initiaux sont transférés dans le substrat par traitement KOH chauffé. Puis trompé la structure dans une solution HF successivement (gravures électrochimiques successive) permet d'obtenir des trous plus profonds (quelques microns) tout en maintenant leur largeur (figure 1.2).

c- Silicium sur Isolant SiO_2 (Si/ SiO_2) :

Ces structures sont utilisées pour réaliser des cristaux photoniques unidimensionnels [47,48]. Leur élaboration nécessite les trois étapes suivantes:

- Du poly-Silicium est déposé sur un substrat de SiO_2 sous une faible pression de SiH_4 ,
- La couche de poly-Silicium est oxydée, par une oxydation humide (H_2 , O_2). Ce procédé mène à une croissance de SiO_2 ,
- L'épaisseur de la couche est alors augmentée par un dépôt de SiO_2 .

Et pour la réalisation de structure multicouche (Si/ SiO_2), ces trois étapes sont répétées autant de fois que le nombre de couches.

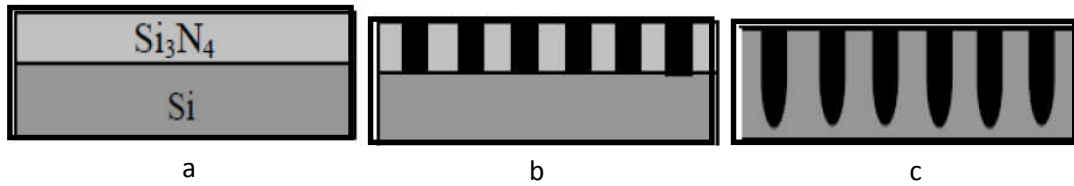


Figure 1.1 :a- Depos de SiN4 par PECVD
 b- Création de masque par photolithographie,
 c- Gravure des trous dans une cellule électrochimique.
 [27,41]

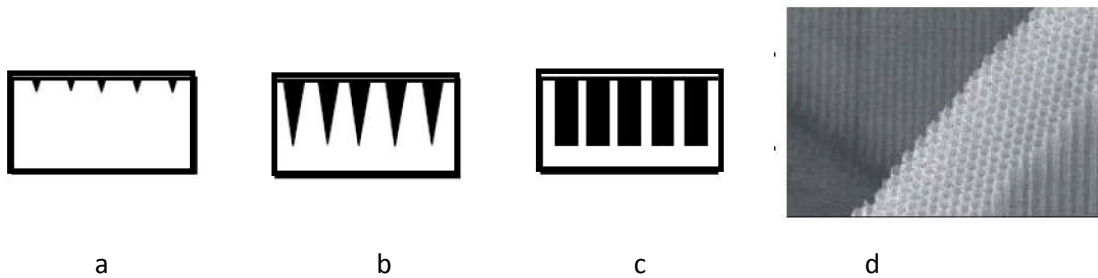


Figure 1.2 :a- Lithographie,
 b- Traitement KOH,
 c- Gravure électrochimique,
 d- Réseau bidimensionnels sur silicium macroporeux [27,41]

1.8. Structure de bande dans un milieu périodique bidimensionnels :

En se limitera dans ce qui suivra à l'études des bandes interdites dans les cristaux photoniques bidimensionnels.

La transition vers les cristaux photoniques à réseau bidimensionnels augmente la possibilité de mettre de nouvelle structure de bande photonique. Une grande variété de réseaux symétrique devient alors disponible, parmi eux le réseau triangulaire montré en figure 1.9-a représente un simple exemple. Ce réseau est dit triangulaire et/ou hexagonal (figure 1.9-b) à cause de son motif de base de forme de triangulaire. Le réseau triangulaire peut aussi être considéré comme réseau hexagonal comme montré sur la figure 1.9.

En pratique les structures à cristaux photoniques bidimensionnels sont à la base des guides d'ondes plans, parce qu'ils permettent un confinement de la lumière dans la troisième dimension spatiale. L'utilisation des trous d'air dans un milieu à indice de réfraction élevé et continu, plutôt que des tiges à indice élevé dans un environnement à faible indice (air), offre un bien meilleur confinement 'vertical' (guide d'onde) ainsi qu'une simple intégration dans

les systèmes de mesures [49]. Le guide d'ondes utilisé peut, selon les besoins, prendre la forme d'une membrane suspendue dans l'air (par ex. de silicium ou d'une structure semi-conductrice épitaxie III-V) d'une couche centrale à indice élevé sur une couche de revêtement à faible indice (par ex. SOI, Silicium sur Isolant) ou une couche de guide d'ondes à faible contraste, mais à indice élevé, avec des trous gravés à une profondeur suffisante, «à partir du haut», à travers le noyau du guide d'ondes et dans la couche de gaine inférieure [1,49].

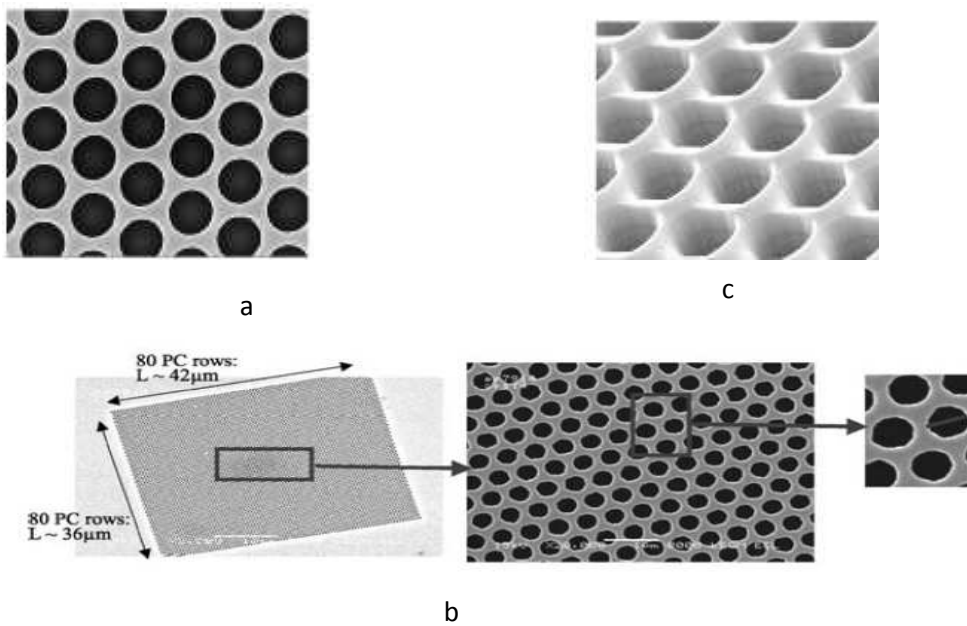


Figure 1.9 : Schématic d'une section prise d'un cristal photonique bidimensionnels
 a- à réseau hexagonal [50]
 b- Schématic et SEM vue d'un réseau bidimensionnel réel triangulaire de trous d'air dans un slab en silicium qui illustre la correspondance entre les réseaux triangulaire et hexagonal ($a=0.5\mu\text{m}$ et $\lambda = 1.55\mu\text{m}$) [50]
 c- Réseau carré[49]

Contrairement au réseau hexagonal (triangulaire), un réseau carré présente l'avantage d'être simple, pour toute modélisation informatique et aussi plus facile à spécifier dans un repère de coordonnées rectiligne (figure 1.9-c) [49]. La figure 1.10 montre schématiquement la structure de bande d'une structure cristalline photonique bidimensionnelle à réseau triangulaire particulière. Les paramètres du cristal, tels que les indices de réfraction et le facteur de remplissage des trous, ont été choisis de manière à ce qu'il existe une bande interdite photonique totale, c'est-à-dire (comme indiqué), il existe un intervalle d'énergie exempt de tous états de propagation.

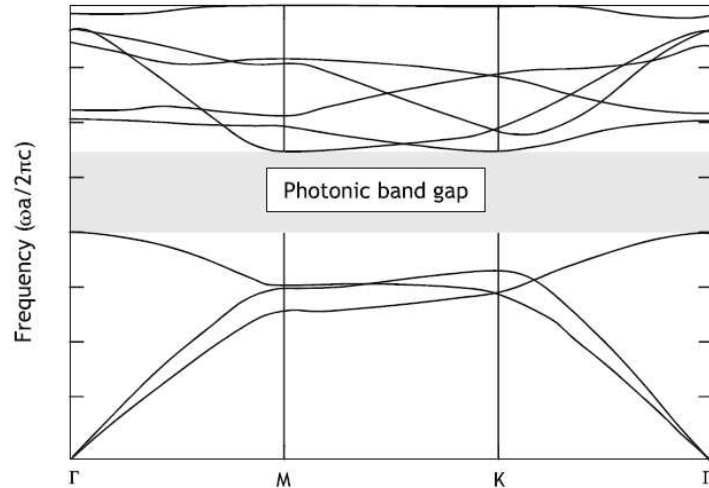


Figure 1.10 : Structure de bande d'un cristal photonique bidimensionnel à réseau hexagonal [49]

1.9. Carte des bandes interdites :

Les cartes de bande est un moyen de représentation graphique (pour un réseau donné contenant une combinaison de haut et bas indice de réfraction des deux matériaux de base du cristal photonique) les régions du spectre pour lesquels pour une polarisation donné de l'onde de lumière le phénomène de bande interdite complète est obtenue (figure. 1.11). Le facteur de remplissage du réseau considéré est de un facteur décisif pour ce type représentation (à cause de sa relation direct avec le rapport entre le rayon des trous r et la constante de réseau a)

- Pour le réseau carré (figure 1.11-a), les bandes interdites TE et TM s'ouvrent respectivement pour $f = 35\%$ et $f = 50\%$.
- Pour le réseau triangulaire, elles s'ouvrent respectivement pour $f = 11\%$ et $f = 63\%$. La région de bande interdite complète correspond à l'intersection des bandes interdites TE et TM se situe dans la fenêtre d'énergie $u = 0.37-0.56$ (figure 1.11-b) [27].

Le réseau triangulaire est généralement préféré au réseau carré car les bandes interdites TE qu'il produit sont plus larges et s'ouvrent pour des facteurs de remplissage plus faibles. Notons enfin que les énergies des bords de bandes se décalent vers les hautes énergies lorsque le facteur de remplissage augmente [27, 48, 51].

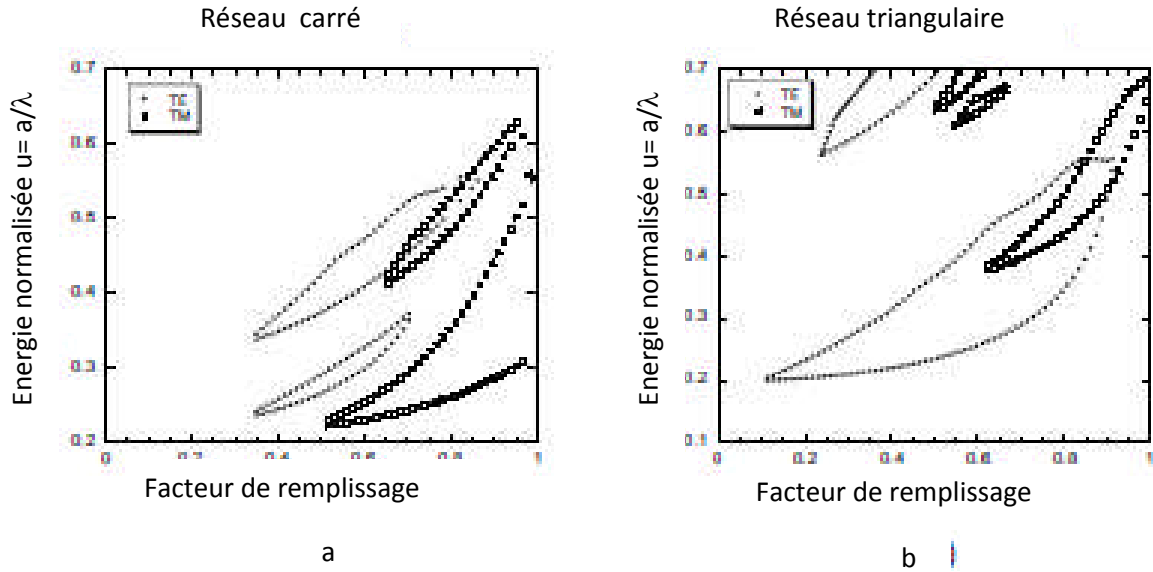


Figure 1.11 : Carte des bandes interdites d'un réseau de trous d'air dans une matrice diélectrique ($\epsilon_r= 11.4$) [27]
 a- Réseau carré
 b- Réseau triangulaire

1.10. Technologie de réalisation des cristaux photoniques bidimensionnels :

Les cristaux photonique bidimensionnels sont très utilisés du fait que beaucoup d'applications des cristaux photoniques investies le domaine des longueurs d'ondes de l'ordre du micron mètre. On sait que pour un contrôle omnidirectionnel de la lumière, les cristaux photoniques tridimensionnels sont sans doute les meilleurs. Mais dans tous les cas, leur fabrication très difficile et aussi, le contrôle délicat des défauts limitent pour l'instant le nombre des applications de ces structures à cette échelle de longueur d'onde [13].

Contrairement aux cristaux tridimensionnels, ceux bidimensionnels sont plus faciles à réaliser dans le domaine des longueurs d'onde du proche infrarouge et même du visible. Les outils de fabrication de la microélectronique nous permettent de réaliser des structures planaires avec des tailles submicroniques à partir de semi-conducteurs type IV (silicium, germanium) ou de type III-V (GaAs principalement) [13]. Dans le chapitre suivant, nous allons voir que les cristaux bidimensionnels permettent aisément de réaliser de nombreuses taches optiques.

Diffèrent modèles de cristaux photonique bidimensionnels existe en littérature, entre autre on site.

1.10.1. Cristaux photoniques bidimensionnels en optique planaire :

Pour la réalisation des cristaux photoniques bidimensionnels pour l'infrarouge et le visible, les concepteurs ont utilisés les matériaux semi-conducteurs (silicium, GaAs, InP...) ainsi que les fibres de silice. Cela vient du fait que, à la plus grande maturité des technologies associées à ces matériaux d'un côté et, d'autre coté, aux études qui ont été fortement « boostés » par l'industrie des télécommunications optiques [1]. Il existe en général deux structure de cristal photonique bidimensionnels, structure connectées et structures déconnectées

Malgré des problèmes de réalisation technique, le premier réseau s'est très vite imposé. Les pertes par diffraction hors du plan de périodicité sont, apparues importantes pour le réseau de tiges semi-conductrices, puisque la hauteur des tiges était limitée. Le réseau connecté étant choisi, le problème du confinement optique dans la troisième direction de l'espace restait malgré ça posé. Pour les matériaux diélectriques ou semi-conducteurs, le seul critère pour obtenir le confinement optique en l'absence de bandes interdites photoniques est d'utiliser le confinement réfractif qu'offre une variation d'indice de réfraction [1]. L'optique guidée traditionnelle ou le guide planaire élémentaire étant formé d'une couche de haut indice, prise en sandwich entre des couches d'indice plus faible ; est basée sur ce type de confinement. La structure générale de cristal photonique bidimensionnel qui s'est finalement imposée est donc celle du réseau hexagonal de trous gravé dans un guide planaire multicouche (figure 1.12-a et 1.12-b).

1.10.2. Structure photonique membranaire

L'approche membrane repose sur le principe d'un confinement de l'onde dans la direction verticale par un fort contraste d'indice de réfraction. Généralement, une couche semi-conductrice de faible épaisseur est entourée d'air ou encore déposée sur un isolant. La technologie silicium sur isolant a été largement considérée [14] car elle permet un fort confinement vertical de la lumière. Ce dernier résulte du fort contraste d'indice entre le silicium et l'air. Le contraste entre la couche guidante de silicium et la couche isolante de Silice est de $\Delta n = 2$. Ainsi, l'indice du milieu guidant est plus grand que l'indice du milieu environnant ce qui limite les pertes transverses, le champ étant ainsi mieux localise [24]. Grâce au fort indice que l'approche membranaire utilise, cette dernière offre aussi l'avantage, de la non nécessité de graver profondément la couche guidante. En effet, l'épaisseur de cette couche n'est que de 220nm (l'exemple illustre en figure 1.13) [24,52]. Cette faible épaisseur permet

de graver des trous plus petits par rapport à l'approche substrat épais et dont le diamètre est de l'ordre de (155nm) Cela étant dit, le principal inconvénient de cette structure reste sa fragilité et leurs grandes sensibilités aux chocs mais aussi aux contraintes lors des étapes de fabrication.

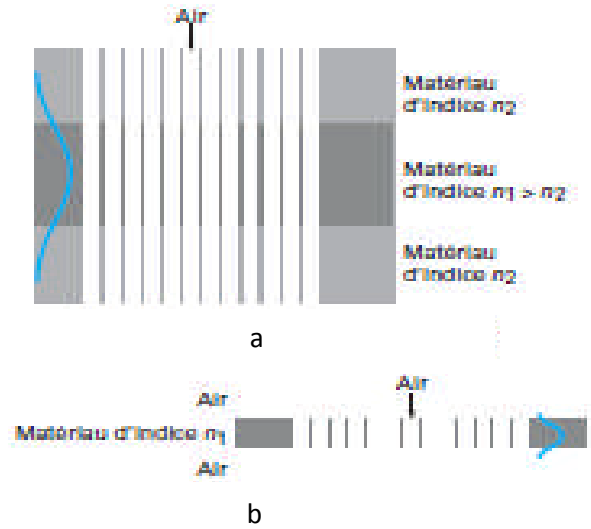


Figure 1.12 : Coupe verticale d'un guide planaire utilisé en cristaux photoniques bidimensionnels pour le confinement [1,52]
 a- Guide enterré avec cœur et gaine.
 b- Guide membranaires.

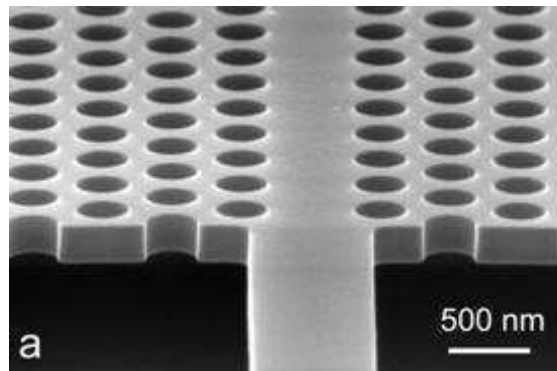


Figure 1.13 Image MEB d'un cristal photonique membranaire [24,52]

1.10.3. Structures à guide « enterré » et gravure Profonde :

Les structures à guide « enterré » (entre deux couches de confinement), malgré la difficulté de leurs réalisations technologiques en raison de la grande profondeur des trous à

graver sont aujourd'hui à la base de fabrication des principaux composants de l'optique guidée. Cette configuration présente plusieurs avantages par rapport aux structures membranaires (figure 1.14).

- Le premier avantage est dû au fait que le cœur du guide est bien protégé contre les pollutions éventuelles de la surface du semi-conducteur.
- Le deuxième avantage est que même dans le cas d'un éventuel faible contraste d'indice, des perturbations accidentelles (ex : irrégularités de gravure) ou volontaires (ex : virage de lumière à guide coudé) ont moins de conséquences sur les pertes de guidage. C'est d'ailleurs les raisons pour lesquelles d'importants efforts ont été consacrés à la gravure profonde des matériaux semi-conducteurs [1].
- Toutefois, les structures réalisées dans cette configuration sont bien plus robuste par rapport aux structures membranaires.

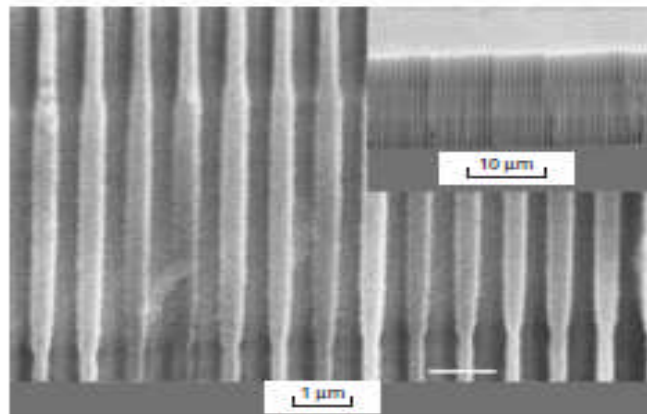


Figure 1.14 : Guide planaire réalisé par gravure photo-électrochimique du silicium [1,53]

1.11. Différents types de mailles du réseau bidimensionnels et facteur de remplissage :

a- Différents types de mailles du réseau bidimensionnel :

On trouve dans la littérature trois principales familles de cristaux photoniques selon la forme de leurs réseaux ; réseau carré, réseau triangulaire et réseau hexagonal.

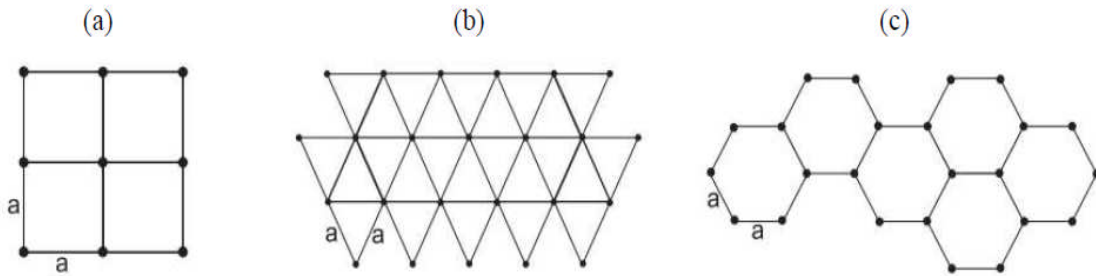


Figure 1.15 : figure montrant les réseaux, carré, triangulaire et hexagonal [18]

b- Facteur de remplissage :

Le facteur de remplissage est défini comme étant le rapport entre l'espace occupée par la particule élémentaire et celui de la cellule élémentaire [15,18,24,54]. Pour le cas d'une particule circulaire de rayon r dans un cristal de paramètre de réseau de dimension a, le facteur de remplissage est égal à [1,55]:

– $\frac{\pi.r^2}{a^2}$, Pour un, réseau carrée.

– $\frac{2.\pi.r^2}{\sqrt{3}a^2}$, Pour un, réseau hexagonal

Ces notions de facteurs de remplissages, de zone de Brillouin et diagramme de dispersion restent les principaux outils pour l'étude du comportement d'un cristal photonique.

1.12. Différents Défauts ponctuels et défauts étendus :

1.12.1. Défauts ponctuels-Mode résonnant de cavité :

Plusieurs méthodes sont utilisées pour créer des défauts ponctuels dans les cristaux photoniques. On peut ajouter ou à modifier un ou plusieurs motifs du cristal et cela revient a réalisé des défauts lacunaires ou interstitiels appelées cavités. Les cavités optiques ainsi créés introduisent des énergies correspondants à leurs modes de résonance au sein des bandes interdites du cristal.

La figure 1.21 présente le spectre de transmission calculé d'un cristal bidimensionnel de géométrie hexagonale et formé de tiges diélectriques muni d'un défaut, créé par une tige manquante dans le réseau. Cette figure donne le spectre de transmission du cristal sans défaut

présentant une bande interdite de longueur d'onde comprise entre 0,9 et 1,3 μm . La présence du défaut se traduit par un pic de transmission étroit et unique à 1,1 μm . On a donc affaire, dans ce cas, à une cavité monomode [1,56,63].

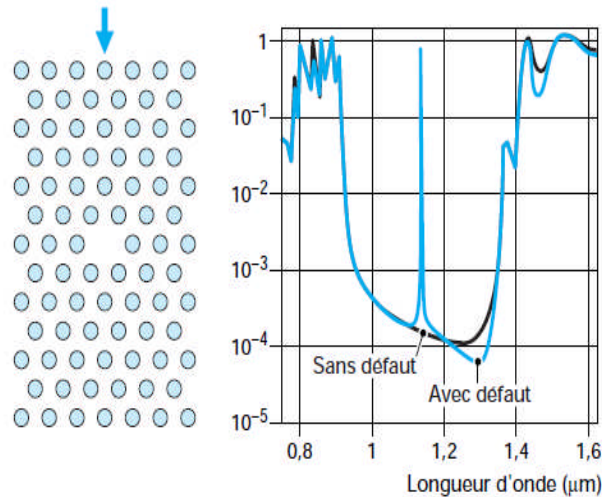


Figure 1.21 : Transmission d'un cristal photonique hexagonal de tiges diélectriques avec ou sans défaut lacunaire. Le peak de transmission correspond au mode résonant de la cavité introduite avec le défaut [40]

1.12.2. Défauts étendus et guides d'onde

1.12.2.1. Couplage de défauts ponctuels

Plusieurs défauts ponctuels peuvent pratiquement être rapprochés délibérément de façon à obtenir des effets de couplage dans un cristal photonique. Un exemple en est donné en figure 1.22, où un cristal photonique hexagonal est transformé en une chaîne de cavités

Ce design assure un couplage des modes de résonance de cavités voisines. Les modes couplés se dédoublent et le dédoublement se reproduit de cavité à cavité. On finit alors par obtenir une bande de transmission contenant une série de peak de transmission au contraire du premier cas. La direction d'alignement des cavités fixe la direction de propagation permise pour les ondes électromagnétiques. La chaîne de cavités forme donc un guide optique que l'on désigne sous l'acronyme CROW (de l'anglais, « Coupled Resonator Optical Waveguide » [1,63].

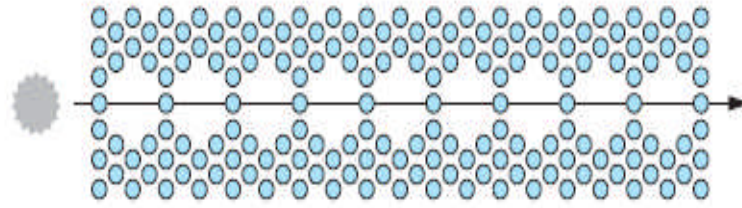


Figure 1.22 : Guide d'onde de différentes configurations réalisé dans un cristal photonique hexagonal. [1]

1.12.2.2. Guides d'ondes dans les cristaux photoniques

Un défaut étendu est un ensemble de défauts ponctuels couplés réalisé en retirant (ou modifiant) directement une ou plusieurs rangées de motifs du cristal photonique original. Dans la figure 1.23 on peut voir deux exemples de cristal bidimensionnels hexagonal, le premier exemple (figure 1.24-a) représente un défaut obtenu en retirant une rangée de motifs dans la direction ΓM alors que le second (figure 1.23-b) est un défaut obtenu en retirant une rangée de motifs dans la direction ΓK . De ces figures on constate que les architectures des deux défauts sont très différentes et certainement ce sera le même cas pour leurs propriétés optiques. Les défauts étendus des figures 1.23-a et 1.23-b constituent aussi des guides d'onde optiques au sein du cristal photonique semblablement au cas de la chaîne de cavités couplées présentées au paragraphe précédent.

Dans le cas des guides des figures 1.23-a et 1.23-b, la lumière est guidée dans le cœur, car elle ne peut pas se propager dans les gaines qui présentent une bande interdite photonique ; Le guidage s'effectue donc par réflexion et on peut alors imaginer des guides coudés ou courbés avec de très faibles rayons de courbure. En fait, on peut réaliser une grande variété de guides à cristal photonique bidimensionnels en mixant à la fois leurs formes géométriques et aussi leurs constitutions que ce soit connectés ou déconnectés [1].

Les cristaux photoniques bidimensionnels à réseaux de trous sont plus préférés par rapport à ceux constitués par des tiges diélectriques, cela est en raison non seulement de leur capacité à fournir une bande interdite complète, mais aussi et surtout parce que les pertes par diffraction hors du plan de propagation y sont moins importantes. Le principe de fonctionnement de ces guides optiques diffère sensiblement de celui des guides d'onde classiques de l'optique guidée où le guidage est assuré par réflexion totale à l'intérieur d'une

couche diélectrique (le coeur), prise en sandwich entre deux autres couches diélectriques (les gaines) d'indice de réfraction plus faible.

La réflexion totale à l'interface entre deux couches d'indices respectifs n_1 et n_2 est obtenue pour tous les angles d'incidence supérieurs à l'angle critique θ_c donné par : [1].

$$\theta_c = \arcsin (n_2/n_1) \quad 1.18$$

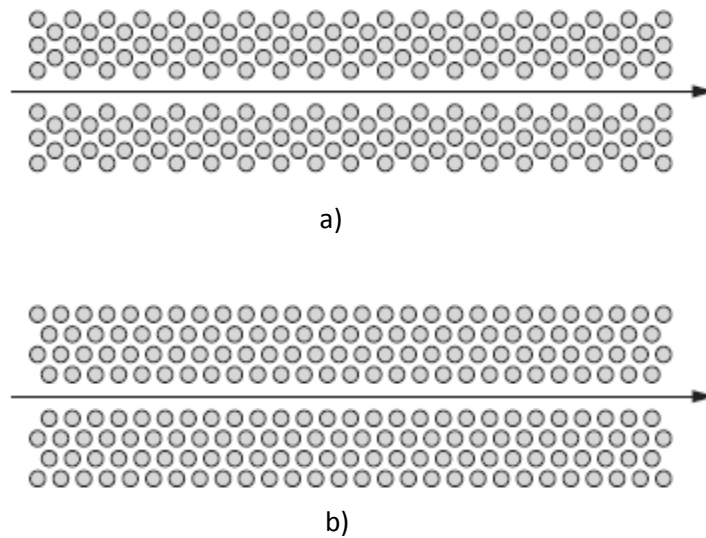


Figure 1.23 : Guide d'onde de différentes configurations réalisé dans un cristal photonique hexagonal. [1]

- a- Guide obtenu par retrait d'une rangée de motifs dans la direction ΓM .
- b- Guide obtenu par retrait d'une rangée de motifs dans la direction ΓK .

1.12.3. Influence du défaut sur le diagramme de dispersion :

L'insertion du défaut dans la structure influe fortement sur le diagramme de dispersion [30,64]. Un diagramme de bandes en orientation ΓK est tracé pour un cristal photonique à maille triangulaire sans défaut (indice du matériau égal à 3.21 et facteur de remplissage en air égal à 30%) ainsi que pour deux structure à guide de types W_3 et W_5 respectivement (figure 1.24). En comparant ces diagrammes, on constate que les structures avec défauts font apparaître des modes de propagations induit au sein de la bande interdite photonique du cristal parfait. En augmentant les largeurs des défauts on constate que nombre de modes augmente dans le guide (figure 1.24).

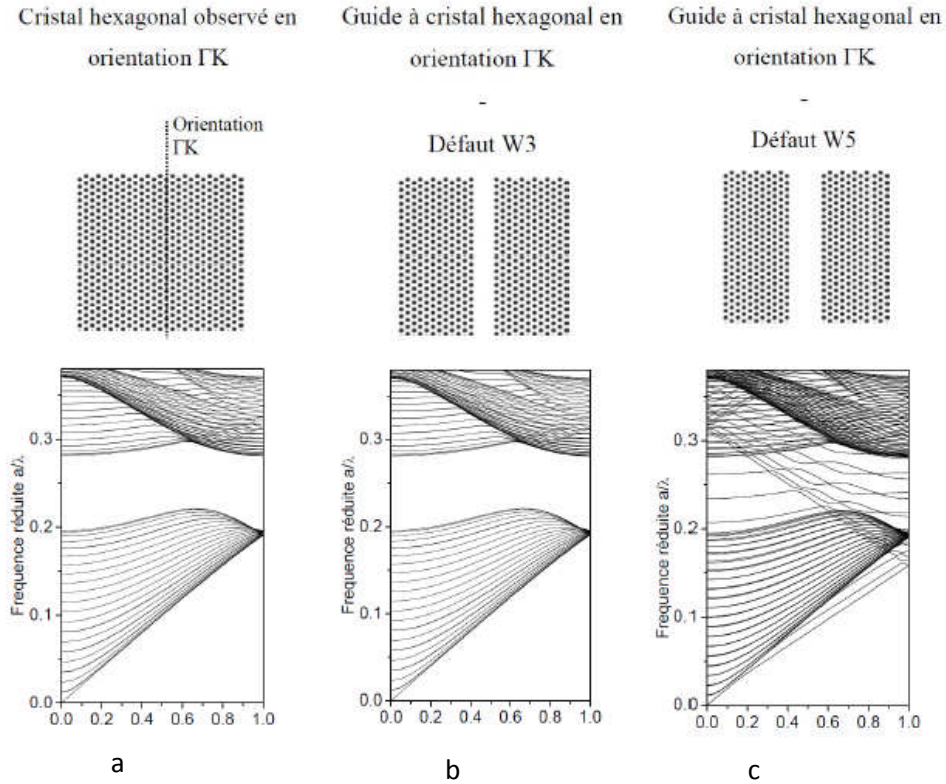


Figure 1.24 : Impact de la largeur du défaut linéique sur le diagramme dispersion d'un cristal photonique à réseau hexagonal en orientation Γ K [30].

- a- Cristal photonique sans défaut.
- b- Cristal photonique avec guide d'onde W_3 .
- c- Cristal photonique avec guide d'onde W_5

1.13. Conclusion :

Ce premier chapitre été dédié à l'étude des concepts de base relatifs aux cristaux photoniques. Parmi ces concepts, le plus importants entre eux est leurs possessions de structures de bandes interdites photonique issus de leurs propres architectures. En effet la variation périodique de la constante diélectrique des matériaux constituant ce cristal photonique à l'échelle de la longueur d'onde, sur une ou plusieurs directions ; mène à l'ouverture d'une bande interdite photonique interdisant toute propagation de lumière de longueur d'onde située entre ces limites. Cette bande interdite associé à des défauts de tous types (microcavité, guide d'onde, couplage microcavité-guide d'onde ..etc) volontairement créés dans la structure périodique originale de ce cristal est à la base de toutes les applications conçus au tours de ce type de structure. D'un autre côté, la grande flexibilité que ces structures périodiques les ronds très prometteuses pour la réalisation de composants optiques planaires compacts et originaux et plus particulièrement les capteurs optiques.

Références du chapitre 1 :

- [1] Jean-Michel LOURTIOZ, Cristaux photoniques et « gaps » de photons -Aspects fondamentaux- et -Propriétés et applications-, Date de publication : 2004 af3710/11, Technique de l'ingénieur.
- [2] Samira AMOUDACHE, Cristaux Phoxoniques Accordables ; Application Au Domaine Des Capteurs THESE DE DOCTORAT Spécialité : Physique. Universite Mouloud Mammeri De Tizi-Ouzou. Soutenue Le 26/11/2015
- [3] R. D. Meade, K. D. Brommer, A. M. Rappe, et J. D. Joannopoulos, Photonic bound states in periodic dielectric materials, *Phys. Rev. B* 44, 13772 (1991).
- [4] M. Sigalas, C. M. Soukoulis, E. N. Economou, C. T. Chan and K. M. Ho, Photonic band gaps and defects in two dimensions: Studies of the transmission coefficient, *Phys. Rev. B* 48, 14121 (1993).
- [5] Qihuang Gong |Xiaoyong Hu, Photonic Crystals Principles And Applications, 2013 by Taylor & Francis Group, LLC CRC Press is an imprint of Taylor & Francis Group, an Informa business.
- [6] E. Yablonovitch, "Inhibited spontaneous emission in solid-state physics and electronics," *Phys. Rev. Lett.* 58, 2059–2062 (1987).
- [7] S. John, "Strong localization of photons in certain disordered dielectric superlattices," *Phys. Rev. Lett.* 58, 2486–2489 (1987).
- [8] K. Guven, and E. Ozbay, "Coupling and phase analysis of cavity structures in two- dimensional photonic crystals," *Phys. Rev. B* 71, 085108 (2005).
- [9] M. Fatih, S. Fan, and M. Soljacic, "High-contrast all-optical bistable switching in photonic crystal microcavities," *Appl. Phys. Rev.* 83, 2739–2741 (2003).
- [10] R. Colombelli, K. Srinivasan, M. Troccoli, O. Painter, C. F. Gmachl, D. M. Tennant, A. M. Sergent, D. L. Sivco, A. Y. Cho, and F. Capasso, "Quantum cascade surface-emitting photonic crystal laser," *Science* 302, 1374–1377 (2003).
- [11] M. Okano, and S. Noda, "Analysis of multimode point-defect cavities in three-dimensional photonic crystals using group theory in frequency and time domains," *Phys. Rev. B* 70, 125105 (2004).

- [12] Y. C. Hsue, A. J. Freeman, and B. Y. Gu, "Extended plane-wave expansion method in three-dimensional anisotropic photonic crystals," *Phys. Rev. B* 72, 195118 (2005).
- [13] Marc ZELSMANN, Cristaux photoniques en silicium sur isolant pour le guidage, le filtrage, l' mission et l'extraction de lumière. Thèse de doctorat de l' Université Joseph Fourier – Grenoble 1. Novembre 2003.
- [14] J. D. Joannopoulos, R. D. Meade et J.N. Winn, *Photonic Crystals: Molding the Flow of Light*, Princeton University Press, Princeton, (1995).
- [15] Bougriou Faïda, Etude Theorique Des Materiaux A Bandes Interdites Photoniques Bidimensionnels : Applications Dans Le Domaine Du Guidage Optique Et La Detection. Soutenue Le 16 Décembre 2013. Université Constantine 1.
- [16] Michael Sarrazin, « Etude de propriétés optiques liées à la transmission de cristaux photoniques bidimensionnels », Thèse de doctorat n° 903, Université de Franche-comté, 24 avril 2002.
- [17] Davy Gerarad, « Etude en champ proche et en champ lointain de composants périodiquement nano structurés : cristaux photoniques et tamis à photons », Thèse de doctorat, Université de Bourgogne, 09 juillet 2004.
- [18] Safia ARAFA, Étude des composants à base de cristaux photoniques : Application dans le domaine du démultiplexage et de la détection. UNIVERSITÉ FRÈRES, MENTOURI, CONSTANTINE.
- [19] S. Noda, A. Chutinan, et M. Imada, "Trapping and emission of photons by a single defect in a photonic bandgap structure," *Nature*, vol. 407, pp. 608, 2000.
- [20] C. Kee, S. P. Han, K. Byoung, et al., "Photonic band gaps and defect modes of polymer photonic crystal slabs," *Appl. Phys. Lett.*, vol. 86, pp. 051101, 2005.
- [21] E. Yablonovitch, T. J. Gmitter, R. D. Meade, A. M. Rappe, K. D. Brommer, et J. D. Joannopoulos, "Donor and acceptor modes in photonic band structure," *Phys. Rev. Lett.*, vol. 67, pp. 3380-3383, 1991.
- [22] M. Plihal et A. A. Maradudin, "Photonic band structure of two-dimensional systems: the triangular lattice," *Phys. Rev. B*, vol. 44, pp. 8565-8571, 1991.
- [23] A. Shinya, M. Notomi, I. Yokohama, C. Takahashi, J. Takahachi, et T.

- Tamamura, “ Two dimensional Si photonic crystals on oxide using SOI substrate,” *Opti. And Quant. Elect.*, vol. 34, pp. 113–121, 2002.
- [24] Maxence Hofman, *Composants Optiques A Base De Cristaux Photoniques Pour Applications A L'imagerie Infrarouge*. Soutenu Le 23 Novembre 2011 L'universite Des Sciences Et Technologies De Lille.
- [25] F. Benaïssa, *Etude et Simulation de la Propagation des Ondes Electromagnétiques Dans les guides à Cristaux Photoniques-Application aux Fibres Optiques*. Mémoire de Magister en Physique. L'UNIVERSITE ABOU-BAKR BELKAÏD – TLEMCEM 2012-2013.
- [26] R. Naoum, S. Bouamami, F. Salah- Belkhouja., *Etude d'un démultiplexeur à base des cristaux photoniques (Study of a demultiplexer based on photonic crystals)* *J. Mater. Environ. Sci.* 1 (S1) (2010) 313-316.
- [27] Benoît Lombardet, *Etude et Réalisation de Cristaux Photoniques pour l'Optique Intégrée*. École polytechnique fédérale de lausanne. 2005 de docteur ès sciences.
- [28] K. M. Ho, C. T. Chan, and C. M. Soukoulis, “Existence of a photonic gap in periodic dielectric structures”, *Phys. Rev. Letters*, vol. 65, no. 25, pp. 3152, 1990.
- [29] E Yablonovitch, T.J. Gmitter, and K.M. Leung, “Photonic band structure: The face-centered-cubic case employing nonspherical atoms”, *Phys. Rev. Lett.*, vol. 67, no. 17, pp. 2295-2298, 1991.
- [30] S. Y. Lin, J. G. Fleming, D.L. Hetherington, B.K. Smith, R. Biswas, K. M. Ho, M. M. Sigalas, W. Zubrzycki, S.R. Kurtz, and J. Bur, “A three-dimensional photonic crystal operating at infrared wavelengths”, *Nature*, vol. 394, no. 6690, pp. 251{253, 1998.
- [31] S. Noda, K. Tomoda, N. Yamamoto, and A. Chutinan, “Full Three-Dimensional Photonic Bandgap Crystals at Near-Infrared Wavelengths”, *Science*, vol. 289, no. 5479, pp. 604-606, 2000.
- [32] J. D. Joannopoulos, “Self-assembly lights up. *Nature*, vol. 414, no. 6861, pp. 257-258, 2001.
- [33] Y.A. Vlasov, X.-Z. Bo, J.C. Sturm, and D.J. Norris, “On-chip natural assembly of silicon photonic bandgap crystals”, *Nature*, vol. 414, no. 6861, pp. 289{293, 2001.
- [34] M. Qi, E. Lidorikis, P. T. Rakich, S. G. Johnson, J. D. Joannopoulos, E. P. Ippen, and H.

- Smith, A three-dimensional optical photonic crystal with designed point defects", *Nature*, vol. 429, pp. 538-542.
- [35] M. Imada, L. H. Lee, M. Okano, S. Kawashima, and S. Noda, "Light-propagation control by 3D Photonic crystal / Fabrication of line-defect waveguide at near infrared wavelength", in PECS-V Conference, Kyoto, Japan, 2004.
- [36] C. Monat, C. Seassal, X. Letartre, P. Regreny, M. Gendry, P. Rojo-Romeo, P. Viktorovitch, M. Le Vassor d'Yerville, D. Cassagne, J. P. Albert, E. Jalaguier, S Pocar et B. Aspar, Two-dimensional hexagonalshaped microcavities formed in a two- dimensional photonic crystal on an inp membrane, *Journal of Applied Physics* 93, p. 23 (2003).
- [37] S. David, Etude de composants à cristaux photoniques dans la filière silicium pour les longueurs d'ondes des télécommunications optiques, Thèse de doctorat, Université Paris XI (2003)
- [38] W. L. Ng, M. A. Lourenço, R. M. Gwilliam, S. Ledain, G. Shao et K. P. Homewood, An efficient roomtemperature silicon-based light-emitting diode, *Nature* 410, p. 192 (2001).
- [39] T. Trupke, J. Zhao, A. Wang, R. Corkish et M. A. Green, Very efficient light emission from bulk crystalline silicon, *Applied Physics Letters* 82, p. 2996 (2003).
- [40] D. Sotta, Milieux émetteurs de lumière et microcavité optique en silicium monocristallin sur isolant, Thèse de doctorat, Université Joseph Fourier - Grenoble 1 (2002).
- [41] H. Ahlam, Contribution à l'étude et la conception des capteurs à base de cristaux photoniques. Doctorat en Sciences en Electronique, Université Mohamed Boudiaf - m'sila 27/04/2017
- [42] R.L. Smith, S.D. Collins, « Porous silicon formation mechanisms », *J. Appl. Phys.* Vol 71, N° 8, pp 1-22, 1992.
- [43] J.C. Vial, J. Dierren, « Beyond quasicrystals », Les Houches, France, Springer, Berlin, 1994.
- [44] U. Gruning, V. Lehmann, S. Ottow, K. Bush, « Macroporous silicon with a complete two-dimensional photonic band gap centered at 5 //m », *Appl. Phys. Lett.* Vol 68, N° 8, pp 747-749, 1996.
- [45] S. Ottow, V. Lehmann, H. Föll, « Processing of three-dimensional microstructures using macroporous n-type silicon», *J. Electrochem. Soc.* 143, pp 385-390, 1996.

- [46] M. Galli, M. Agio, L. C. Andreani, M. Belotti, G. Guizzetti, F. Marabelli, M. Patrini, P. Bettotti, L. Dal Negro, Z. Gaburro, L. Pavesi, A. Lui, and P. « Bellutti: Spectroscopy of photonic bands in macroporous silicon photonic crystals», *Phys. Rev. B*, 65, 11311, 2002.
- [47] G. Pucker, P. Bellutti, C. Spinella, K. Gatterer, M. Cazzanelli, L. Pavesi, « Room temperature luminescence from (Si/sio₂)_n (n=1, 2, 3) multilayers grown in an industrial low-pressure chemical vapor deposition reactor », *J. Appl. Phys.* 88, pp 6044-6051, 2002.
- [48] F. Benaïssa, Etude et Simulation de la Propagation des Ondes Electromagnétiques Dans les guides à Cristaux Photoniques-Application aux Fibres Optiques. Mémoire de Magister en Physique. L'UNIVERSITE ABOU-BAKR BELKAÏD – TLEMCEM 2012-2013
- [49] C. Sibilica · T.M. Benson · M. Marciniak · T. Szoplik, *Photonic Crystals: Physics and Technology*. Library of Congress Control Number: 2008932582 _c 2008 Springer-Verlag Italia
- [50] Photonics Laboratory, Indian Institute of Technology, Kanpur.
- [51] Dems M., Czyszanowski T., Panajotov K.: Numerical analysis of high Q-factor photoniccrystal vcsels with plane-wave admittance method. *Opt. Quantum Electron.* 39, 419–426 (2007)
- [52] Sharee J. Mcnab, Nikolaj Moll, and Yurii A. Vlasovultra-low loss photonic integrated circuit with membrane-type photonic crystal waveguides3 November 2003 / Vol. 11, No. 22 / *OPTICS EXPRESS* 2927
- [53] Rowson (S.), Chelnokov (A.) et Lourtioz (J.-M.). – Two-dimensional photonic crystals in macroporous silicon : from midinfrared (10 μm) to telecommunication wavelengths (1.3-1.5 μm). *J. Lightwave Technol.*, vol. 17, p. 1989-1995 (1999).
- [54] D. Felbacq, E. Centeno, “ Theory of diffraction for 2D photonic crystals with a boundary,” *Optics communications*, vol.199, pp. 39-45, 2001.
- [55] Noda (S.), Yamamoto (N.), Kobayashi (H.), Okano (M.) Et Tomoda (K.). – Optical properties of tree-dimensional photonic crystals based on III-V semiconductors at infrared to near-infrared wavelengths. *Appl. Phys. Lett.*, vol. 75, no 7, p. 905 (1999).
- [56] Yariv (A.), Xu (Y.), Lee (R.K.) et Scherrer (A.). – Coupled-resonator optical waveguide : a proposal and analysis. *Opt. Lett.*, 24, p. 711- 713 (1999).

CHAPITRE 2 : CAPTEURS DE POSITION ET DE DEPLACEMENT

2.1. Introduction :

Les capteurs de déplacement sont d'un emploi très général, d'une part, parce que le contrôle des positions et déplacements est un élément important pour le fonctionnement correct de beaucoup de machines, machines outils par exemple ; d'autre part, parce qu'un certain nombre de grandeurs physiques sont mesurables par les déplacements qu'elles imposent à des corps d'épreuve : c'est le cas des forces, des pressions, des accélérations, de la température, etc.

Il y a deux méthodes fondamentales utilisées pour le repérage des positions et la mesure des déplacements.

- **Dans la première méthode**, la plus fréquemment utilisée, le capteur fournit un signal qui est fonction de la position de l'une de ses parties liée à l'objet mobile et les variations de ce signal traduisent le déplacement ; le groupe le plus important de ce type est constitué à partir d'impédances électriques dont l'une des caractéristiques géométriques ou dimensionnelles est variable avec la position de l'élément mobile :

- Potentiomètre, inductance à noyau mobile,
- Condensateur à armature mobile, transformateur à couplage variable.

À cette catégorie de capteurs, appartiennent aussi les codeurs digitaux absolus à l'aide desquels la position et le déplacement sont déterminés par lecture optique ou magnétique d'une graduation codée en binaire qui est portée par une règle ou un disque solidaires de l'élément mobile.

- **Dans la seconde méthode**, d'emploi moins fréquent, le capteur délivre une impulsion à chaque déplacement élémentaire : la position et les déplacements sont déterminés par comptage des impulsions émises, ou décomptage selon le sens du déplacement. Il s'agit dans ce cas de capteurs incrémentaux.

Les capteurs dits de proximité sont caractérisés par l'absence de liaison mécanique avec l'objet dont ils mesurent la distance ou le déplacement : ils ont donc une grande finesse. Le couplage entre l'objet en déplacement et le capteur est établi par l'intermédiaire d'un champ magnétique, électromagnétique ou électrostatique et c'est l'intensité de ce couplage, fonction de la position relative de l'objet et du capteur, qui détermine la réponse électrique du capteur.

[1].

2.2. Type des capteurs de déplacement:

2.2.1. Capteurs de déplacement à potentiomètre résistif :

Il s'agit d'un capteur dont la simplicité du principe conduit à des réalisations de coût modéré; le signal de mesure qu'il permet d'obtenir peut être d'un niveau relativement important et il n'exige pas de circuit de traitement spécifique. Cependant il est le siège de frottements internes qui affectent sa finesse, sont une source de bruit et la cause d'une usure qui entraîne la dégradation de ses performances (linéarité, précision) et fixe une limite au nombre de manœuvres qu'il peut subir. En outre, son fonctionnement peut être affecté par l'atmosphère ambiante (humidité, poussières) [1].

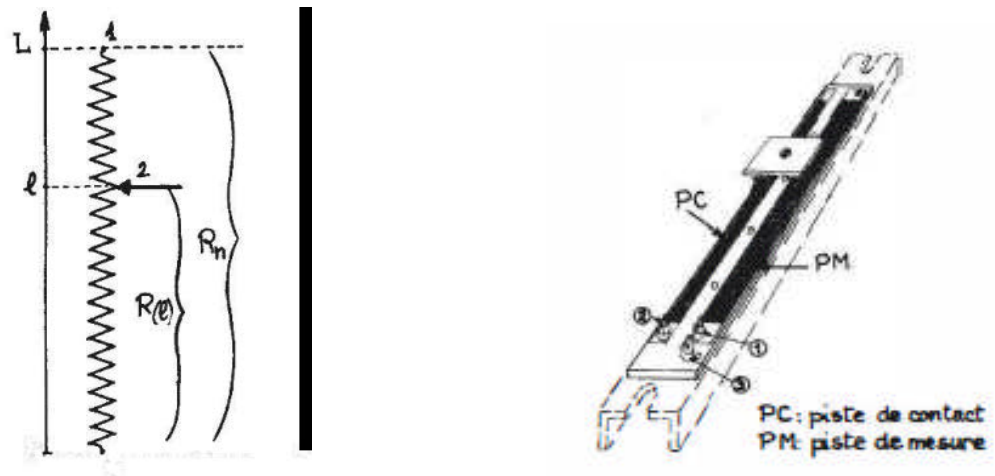
a- Diverses formes géométriques

Un potentiomètre est constitué d'une résistance fixe R_n sur laquelle peut se déplacer un contact électrique, le curseur. Celui-ci est solidaire mécaniquement de la pièce dont on veut traduire le déplacement ; il en est isolé électriquement.

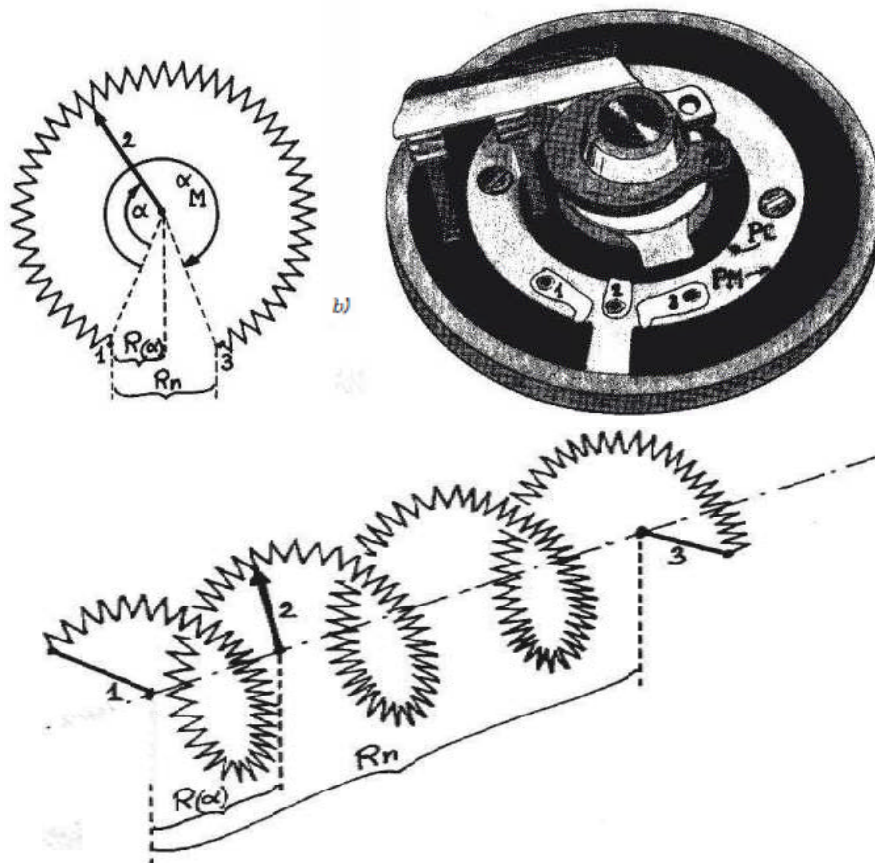
La valeur de la résistance R entre le curseur et l'une des extrémités fixes est fonction, d'une part de la position du curseur, et donc de la pièce mobile dont on veut traduire électriquement la position ; d'autre part de la réalisation de la résistance fixe. Lorsque celle-ci est constituée de façon uniforme, le potentiomètre est linéaire car il établit une relation de proportionnalité entre R et la position du curseur. Selon la forme géométrique de la résistance fixe et donc du mouvement du curseur on distingue :

- le potentiomètre de déplacement rectiligne (figure 2. 1 a)
- le potentiomètre de déplacement angulaire et plus précisément,
- le potentiomètre circulaire : $[J.,M < 360^\circ$ (figure 2. 1 b)
- le potentiomètre hélicoïdal : $[J.,M > 360^\circ$ (figure 2. 1 c)

De façon générale, on désignera dans la suite le déplacement du curseur par x , qu'il soit linéaire ($x = C$) ou angulaire ($x = a$) et par X sa valeur maximale (L ou aM).



a)



b)

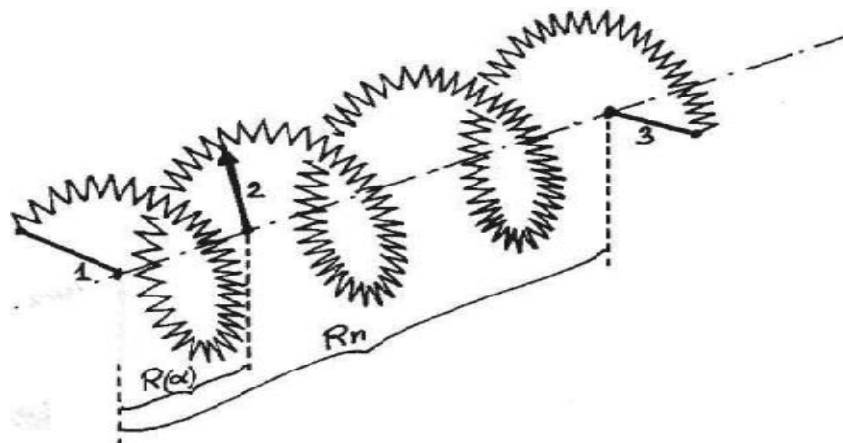


Figure 2.1 Diverses formes de potentiomètres : schémas de principe et réalisations :

a) potentiomètre rectiligne ; b) potentiomètre circulaire ;

c) potentiomètre hélicoïdal [1].

b- Paramètre caractérisant els capteurs de déplacement résistifs :

- ***Tolérance sur la valeur de la résistance***

Pour les potentiomètres standards la tolérance sur la valeur de R_n est selon les cas de $\pm 20\%$ ou $\pm 10\%$; elle peut être ramenée à $\pm 5\%$. En fait, une grande précision sur la valeur de la résistance n'est en général pas nécessaire dans les montages de mesure où le signal résulte du rapport de résistances $R(x)/R_n$ [1].

- ***Coefficient de température de la résistance***

Il est en général plus élevé pour les résistances à piste (de l'ordre de $-3 \cdot 10^{-4} / ^\circ\text{C}$) ; il est d'importance secondaire si la température du potentiomètre est homogène et si le signal n'est fonction que du rapport $R(x)/R_n$. [1].

- ***Linéarité propre***

De faibles inhomogénéités dans la structure ou la composition des matériaux, de légères irrégularités dans les dimensions peuvent entraîner un défaut de linéarité de la résistance qui se traduit par une variation, au cours du déplacement, de l'accroissement unitaire $dR(x)/dx$. L'ordre de grandeur de l'écart entre la courbe réelle $R(x)$ et la meilleure droite est selon les types de $0,01\%$ à 1% de R_n .

c- Détermination d'une position grâce à ce type de capteurs :

L'information est fournie par la tension V_m entre le curseur et une extrémité du potentiomètre : elle doit être mesurée ou acquise à l'aide d'un dispositif à grande impédance d'entrée : voltmètre ; amplificateur en montage suiveur : la tension de mode commun maximale admissible par l'amplificateur doit être supérieure à la tension d'alimentation du potentiomètre ; amplificateur en montage inverseur : la résistance d'entrée du montage, R_1 , doit être très supérieure à R_n .

L'utilisation d'un convertisseur analogique - numérique qui a pour tension de référence la tension d'alimentation E_s du potentiomètre permet d'éliminer l'erreur due à l'incertitude sur la valeur de cette tension, résultant par exemple d'une dérive ; en effet, le nombre N en sortie du convertisseur, de résolution n bits, ayant pour valeur [1]:

$$N = \frac{v_m}{E_{ref}} \cdot 2^n$$

On a dans ce cas : $v_m = \frac{x}{X} \cdot E_r$, $E_{ref} = E_r$, d'où $N = \frac{x}{X} \cdot 2^n$

L'information déterminant le déplacement est ici liée à la variation ΔV_m de la tension du curseur qu'entraîne son déplacement Δx autour d'une position x_0 donnée.

$$v_m(x_0 + \Delta x) = v_{m0} + \Delta v_m$$

Où : $v_{m0} = \frac{x_0}{X} \cdot E_r$ et $\Delta v_m = \frac{\Delta x}{X} \cdot E_r [1]$

Une détermination précise de Δx s'effectue en éliminant le terme constant V_{m0} par une mesure différentielle ; celle-ci nécessite un potentiomètre de compensation, identique au potentiomètre de mesure, alimenté par la même source et dont le curseur fixé à la position x_0 délivre la tension constante V_{m0} . Lorsque le déplacement Δx est rapidement variable, de fréquence minimale f_m , la composante continue V_{m0} peut être éliminée par un couplage capacitif réalisant un filtre passe-haut dont la fréquence de coupure est inférieure à f_m .

2.2.2. Capteurs inductifs

a- Capteurs inductifs à entrefer variable

- *Principe de base*

Le déplacement que l'on veut traduire électriquement est imposé à l'un des éléments d'un circuit magnétique, entraînant une variation du flux dans un enroulement de mesure. Lorsque l'élément mobile est un noyau ferromagnétique, en translation ou en rotation, son déplacement peut être mis en évidence :

- Soit par la modification du coefficient d'auto-induction d'une bobine (inductance variable) ;
- Soit par le changement du couplage entre les enroulements primaire et secondaire d'un transformateur (transformateur différentiel, Microsyn) provoquant une variation de la tension secondaire.

Les variations du coefficient d'auto-induction L ou de mutuelle induction M en fonction du déplacement d'un noyau sont en général d'une linéarité médiocre ; celle-ci peut être notablement améliorée par l'association en opposition de deux bobines dont les coefficients L

ou M variant en sens contraire pour un même déplacement, réalisant ainsi une compensation partielle des non-linéarités (fonctionnement en push-pull).

Le capteur inductif est placé dans un circuit alimenté par une source de tension sinusoïdale dont la fréquence est, en général, limitée à quelques dizaines de kilohertz afin que soient réduites les pertes magnétiques et par courants de Foucault ainsi que l'influence des capacités parasites. La figure 2.2 donne un exemple de capteur de déplacement inductif. [1]

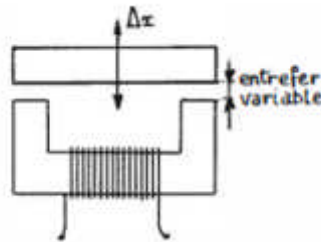


Figure 2.2-Schéma de principe d'un capteur à entrefer variable

L'expression du coefficient d'auto-induction L est donnée par :

$$L = \mu_0 N^2 s \cdot \frac{1}{\ell_0 + \frac{\ell_f}{\mu_f}}$$

ℓ_f et ℓ_0 sont respectivement la longueur moyenne d'une ligne de force dans le matériau ferromagnétique et dans l'air ; s_f et s_0 sont les sections droites du circuit magnétique et de l'entrefer, μ_f la perméabilité magnétique relative du matériau ferromagnétique (de l'ordre de 10^3 à 10^4) et $\mu_0 = 4\pi \cdot 10^{-7}$ (MKSA). Pour que L inductance soit être sensible à la variation d'entrefer, il faut choisir : $\ell_0 \gg \ell_f / \mu_f$

$$L = \frac{\mu_0 N^2 s}{\ell_0}$$

ℓ_f et ℓ_0 sont respectivement la longueur moyenne d'une ligne de force dans le matériau ferromagnétique et dans l'air ; s_f et s_0 sont les sections droites du circuit magnétique et de l'entrefer, μ_f la perméabilité magnétique relative du matériau ferromagnétique (de l'ordre de 10^3 à 10^4) et $\mu_0 = 4\pi \cdot 10^{-7}$ (MKSA).

- **Sensibilité de ce type capteur :**

Moyennant quelque considération et approximation ; la sensibilité S d'un tel dispositif

de mesure de déplacement Δx est donnée par la relation suivante : [1]

$$S = \frac{\Delta L}{\Delta x} = -\frac{2\mu_0 N^2 S}{\ell_0^2} \cdot \Delta x = \left(1 - \frac{2\Delta x}{\ell_0} + \left(\frac{2\Delta x}{\ell_0}\right)^2 + \dots \right)$$

La sensibilité dépend de la position initiale l_0 de l'armature : elle est d'autant plus élevée que l_0 est plus petit ; en outre, elle ne peut être considérée comme constante que si le déplacement est très petit par rapport à l_0 . Ceci limite l'emploi de ce type de capteur à des déplacements faibles, de l'ordre du mm.

b- Transformateur différentiel

Il s'agit d'un capteur remarquable pour ses qualités de linéarité, de résolution et de discrétion ; il se prête en outre à des réalisations susceptibles de fonctionner en atmosphères très hostiles. [1]

Comparé à l'association en push-pull de deux capteurs inductifs à noyau plongeur avec laquelle il présente une certaine similitude, il a l'avantage : d'une plus grande simplicité de montage, puisqu'il n'exige pas la réalisation et l'équilibrage d'un pont ; d'une indépendance du circuit d'excitation et du circuit de mesure procurant entre eux un isolement galvanique simplifiant la réjection des tensions de mode commun et évitant dans certains cas l'emploi d'un amplificateur d'isolement.

- ***Principe de base***

Le transformateur différentiel est constitué d'un enroulement primaire et de deux enroulements secondaires placés symétriquement par rapport au primaire ; celui-ci est alimenté par une fém. sinusoïdale $e_1 = E_1 \cos(\omega t)$. Le déplacement d'un noyau ferromagnétique modifie le couplage entre le primaire et chacun des secondaires (figure 2.3-a et b). Les secondaires sont reliés en opposition de façon que les f.é.m. qui y sont induites par mutuelle induction avec le primaire se soustraient. Un schéma électrique simplifié, dans lequel sont négligées les capacités parasites (entre spires d'un enroulement et entre enroulements) ainsi que les inductances de fuite, est représenté figure 2.3-c avec les notations utilisées dans les calculs.

• *Caractéristiques métrologiques*

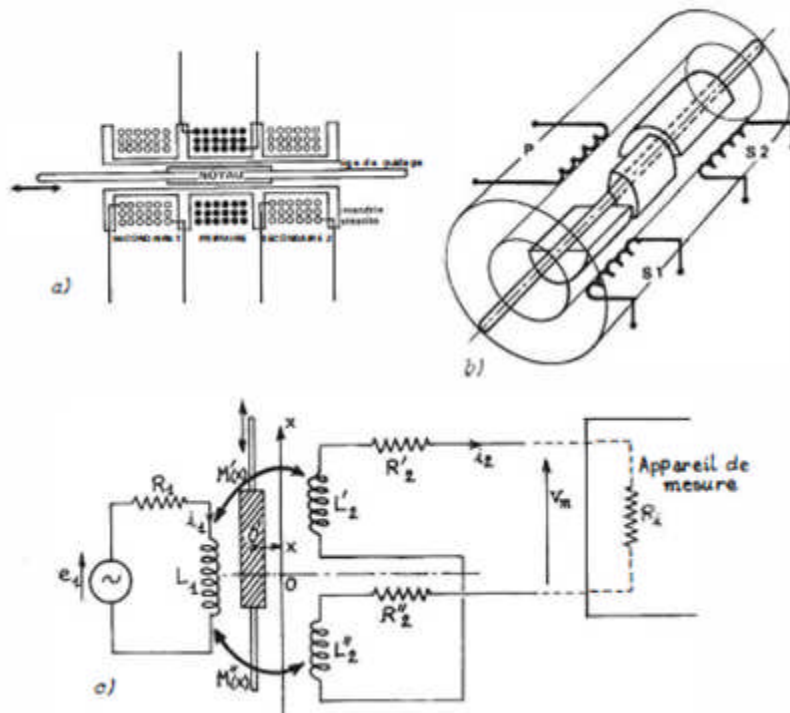
De l'expression précédente de la tension de mesure on déduit la sensibilité [1]:

$$S = - \frac{\Delta V_m}{\Delta x} = \frac{2\omega a E_1}{\sqrt{R_1^2 + L_1^2 \omega^2}}$$

V_m étant l'amplitude de v_m .

➤ Pour les fréquences d'excitation basses [1]:

$$(f < R_1 / 2\pi L_1) : \quad S = \frac{2\omega_a E_1}{R_1}$$



[1]

Figure 2.3-Transformateur différentiel. Principe de constitution : pour déplacement rectiligne ;b) pour déplacement angulaire ; c) schéma électrique équivalent Simplifié

La sensibilité est dans ce cas proportionnelle à la fréquence de la tension au primaire : elle peut être affectée par les variations thermiques de R_1 ; cependant ces dernières peuvent être convenablement compensées en plaçant en série avec R_1 une résistance r_1 dont les

variations thermiques s'opposent à celles de R_1 ou en alimentant le primaire par une source de courant

- Pour les fréquences d'excitation élevées [1]

$$(f < (R_1 | 2\pi L_1): \quad S = \frac{2\omega\alpha E_1}{R_1}$$

La sensibilité est indépendante de la fréquence de l'alimentation et l'influence de la température est considérablement réduite.

- *Ordre de grandeur des caractéristiques* [1]:

1. *Étendue de mesure* :

- Déplacements linéaires : ± 1 mm à ± 500 mm,
- Déplacements angulaires : $\pm 45^\circ$;

2. *Sensibilité* :

- **Déplacements linéaires** : 1 à 500 m V par V primaire et par mm,
- **Déplacements angulaires** : 1 à 10 m V par V primaire et par degré d'angle ;
- **Écart de linéarité** : 0,05 % à 1 % de l'étendue de mesure (E.M.) ;

3. *Précision* :

- **Erreur de mobilité** : 0,002 % à 0,05 % E.M.,
- **Erreur d'hystérésis** : 0,002 % E.M. ;

4. *Finesse* : masse mobile de 0,5 g à quelques dizaines de g.

5. *Tension d'alimentation* : 1 à 50 V_{eff}.

6. *Fréquence de l'alimentation* : 50 Hz à 25 000 Hz.

7.

c- *Microsyn*

Cette petite machine est formée d'un stator à quatre pôles et d'un rotor, tous deux

ferromagnétiques. Sur chaque pôle du stator sont bobinés deux enroulements : un primaire et un secondaire ; le rotor n'est pas bobiné et il subit la rotation qu'il s'agit de traduire (figure 2.4 [1])

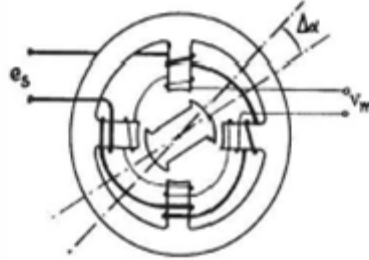


Figure 2.4-principe de la constitution du microsyn [1]

Les enroulements primaires sont en série et l'ensemble est alimenté par une tension sinusoïdale de quelques dizaines de volts au maximum et de fréquence généralement inférieure à 10 kHz. Le flux d'induction dans chaque enroulement secondaire ainsi que la f.é.m. dont il est le siège sont de la forme :

$$\phi_i = \Phi_i \cos \omega t \quad e_i = -\frac{d\phi_i}{dt} = \omega \sin \omega t$$

Les enroulements secondaires sont montés en série de façon que e_1 et e_3 soient en opposition avec e_2 et e_4 ; la tension secondaire a donc pour expression :

$$v_m = e_1 + e_3 - e_2 - e_4$$

Soit

$$v_m = \omega(\phi_1 + \phi_3 - \phi_2 - \phi_4) \sin \omega t$$

La position angulaire du rotor fixe la réluctance des circuits magnétiques et donc les flux maximaux dans les enroulements ; lorsque le rotor est dans une position symétrique par rapport aux 2 paires de pôles, les flux dans les 4 enroulements secondaires sont égaux, soit Φ_0 leur valeurs, et la tension v_m est nulle : c'est le zéro du capteur. Lorsque le rotor tourne par rapport à cette dernière position, il y a une variation de réluctance et donc de flux dans les enroulements secondaires : La f.é.m. résultante a pour expression :

$$v_m = 2\omega(\Delta\phi - \Delta\phi') \sin \omega t$$

De part et d'autre du zéro, les variations $\Delta\Phi$ et $\Delta\Phi'$ sont de signe contraire ; pour des rotations

$\Delta\alpha$ faibles on peut écrire

$$\Delta\phi = a\Delta\alpha + b(\Delta\alpha)^2$$

$$\Delta\phi' = -a\Delta\alpha + b(\Delta\alpha)^2$$

Le montage qui est du type push-pull, assure donc une compensation des non linéarités des variations de flux : $v_m = 4a\omega \cdot \Delta\alpha \cdot \sin \omega t$

L'amplitude de la tension secondaire est, dans une plage limitée autour du zéro, proportionnelle au déplacement angulaire $\Delta\alpha$. Pour la position zéro, la tension v_m résiduelle (due aux harmoniques, aux capacités parasites et aux dissymétries de la réalisation) peut être extrêmement réduite si les précautions adéquates sont prises lors de la fabrication. Il en résulte la possibilité de mesurer au voisinage du zéro des déplacements angulaires très faibles, de l'ordre de 1 minute d'angle. L'absence de bague au rotor, qui n'est pas alimenté, est un élément favorable pour la réduction du bruit et l'accroissement de la durée de vie. Ordre de grandeur de caractéristiques métrologiques :

- étendue de mesure : $\pm 1 \text{ } 0^\circ$;
- sensibilité : 0,1 V par V primaire et par degré d'angle ;
- écart de linéarité : 0,5 % à 1 % de l'étendue de mesure.

2.2.3. Capteurs capacitifs

Il s'agit soit de condensateurs plans soit de condensateurs cylindriques dont l'une des armatures subites le déplacement à traduire, entraînant une variation de la capacité. En négligeant les effets de bord, celle-ci a pour expression :

➤ Pour le condensateur plan : [1]

$$C = \frac{\epsilon_0 \cdot \epsilon_r \cdot A}{D}$$

ϵ_r étant la permittivité relative du milieu placé entre les armatures, A et D étant respectivement leur surface en regard et leur distance ;

➤ Pour le condensateur cylindrique : [1]

$$C = \frac{2\pi\epsilon_r\epsilon_0\ell}{\log\frac{r_2}{r_1}}$$

ℓ étant l'enfoncement du cylindre intérieur de rayon r_1 dans le cylindre creux de rayon r_2 .

Dans le système M.K.S.A., les longueurs sont exprimées en mètre, $\epsilon_0 = 8,8510^{-12}$, et l'unité de capacité est le Farad.

L'effet de bord devient important lorsque la distance des armatures n'est pas très faible par rapport aux dimensions linéaires des surfaces en regard. Il peut, dans certains cas, être éliminé de la mesure par l'emploi d'un anneau de garde qui permet de reporter la perturbation au-delà de la surface des armatures effectivement utilisée dans la mesure.

Le déplacement de l'armature peut s'effectuer :

- Dans le cas d'un condensateur plan,
- Soit dans son propre plan : A variable, D constant,
- Soit perpendiculairement à son plan : A constant, D variable ;

Dans le cas d'un condensateur cylindrique uniquement parallèlement à l'axe : ℓ variable.

Les capteurs capacitifs sont remarquables par la simplicité de leur constitution qui permet des réalisations robustes et fiables. Le diélectrique est généralement l'air si bien que les performances ne dépendent que des caractéristiques géométriques et sont indépendantes des propriétés des matériaux utilisés, à condition qu'ils soient bien choisis.

Le principe de mesure le plus adéquat est celui qui assure la meilleure linéarité entre déplacement et signal de mesure. Selon le conditionneur associé au capteur, ce signal peut être fonction linéaire : [1]

- de la variation de capacité ΔC ;
- de la variation d'impédance ΔZ ;
- ou enfin de la variation relative $\Delta Z / Z$, ($\Delta Z / Z = - \Delta C / C$).

Afin d'utiliser le dispositif de mesure le plus approprié, il faut déterminer pour chaque type de capteur capacitif les différentes sensibilités au déplacement x , à savoir :

- la sensibilité de la capacité : $S_c = \Delta C / \Delta x$;

- la sensibilité de l'impédance : $S_z = \Delta Z / \Delta x$;
- la sensibilité relative : $S_r = 1/c \times S_c = - 1/Z \times S_z$

Ainsi par exemple, si la sensibilité S_c de la capacité est constante, on choisira de préférence un conditionneur dont la tension de sortie V_m varie comme ΔC : $V_m = k \Delta C = k S_c \Delta x$, k étant une constante caractéristique du conditionneur utilisé .Maintenant, si c'est S_z qui est constante, on associera au capteur un montage tel que : $V_m = k \Delta Z = k S_z \Delta x$; dans chacun de ces cas, on obtient alors un signal proportionnel au déplacement Δx .

a- Condensateur à surface variable

Il s'agit habituellement soit d'un condensateur plan avec armature tournante (figure 7.26a) soit d'un condensateur cylindrique dont une armature est translatable le long de l'axe (figure 7.26b). Dans les deux cas, la capacité varie linéairement en fonction du déplacement x [1]:

$$C(x) = K \cdot x$$

➤ Pour le condensateur tournant [1]:

$$C(x) = \frac{\epsilon_0 \cdot \pi \cdot r^2}{360 \cdot D} \cdot \alpha$$

$x = \alpha$ en degrés

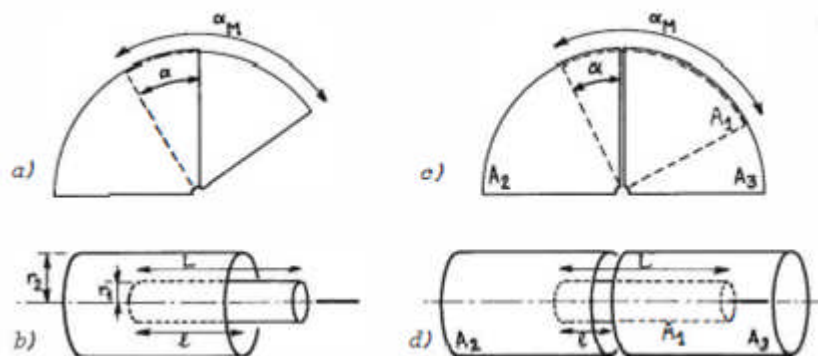


Figure 2.5 : Principe des capteurs capacitifs à surface variables. Condensateur simple : a) rotatif ;b) à déplacement rectiligne ; Condensateur double différentiel :

c) rotatif ; d) déplacement rectiligne [1].

➤ Pour le condensateur cylindrique [1]:

$$K = \frac{2\pi \cdot \varepsilon_0}{\log(r_2/r_1)}$$

$x = l$ en m.

La sensibilité S_c est constante $S_c = k$, par contre l'impédance est fonction non linéaire de x et

$$S_z = -\frac{1}{K\omega} \cdot \frac{1}{x^2}$$

La sensibilité relative est $S_r = 1/x$, les sensibilités S_z et S_r , sont d'autant plus grandes que x est plus petit : mais c'est aussi dans ce cas que, pour un même déplacement dx , la non-linéarité est la plus prononcée. L'utilisation d'un second condensateur fonctionnant en push-pull (montage différentiel) permet la compensation de cet effet.

- **Condensateur double différentiel**

L'armature mobile A_1 est déplacée entre deux armatures fixes A_2 et A_3 constituant deux condensateurs dont les capacités C_{21} et C_{31} varient en sens contraire en fonction du déplacement x (figure 2.5-c et d). La position prise comme origine des déplacements x est celle où l'armature mobile est placée symétriquement par rapport aux deux armatures fixes et où les deux capacités C_{21} et C_{31} sont dor égaies. En fonction de K et x précédemment définis et du déplacement maximum X on a [1]:

$$C_{21} = K(X + x) = KX \left(1 + \frac{x}{X}\right) = C_0 \left(1 + \frac{x}{X}\right)$$

$$C_{31} = K(X - x) = KX \left(1 - \frac{x}{X}\right) = C_0 \left(1 - \frac{x}{X}\right)$$

en posant $KX = C_0$ et avec : $X = L/2$, L étant la longueur de l'armature mobile dans le cas d'un condensateur cylindrique ; $X = \alpha_M / 2$, α_M étant l'angle au centre de l'armature mobile dans le cas d'un condensateur circulaire. L'intérêt du montage différentiel apparaît évidemment dans l'association des condensateurs C_{21} et C_{31} : C'est pourquoi il est important de noter, pour le bon choix d'une méthode de mesure, que les rapports potentiométriques suivants sont des fonctions linéaires du déplacement :

$$\frac{Z_{31}}{Z_{21} + Z_{31}} = \frac{C_{21}}{C_{21} + C_{31}} = \frac{1}{2} \left(1 - \frac{x}{X}\right)$$

$$\frac{Z_{21}}{z_1 + Z_{31}} = \frac{C_{31}}{C_{21} + C_{31}} = \frac{1}{2} \left(1 + \frac{x}{X} \right)$$

b- Condensateur à écartement variable

Il ne peut s'agir que d'un condensateur plan destiné à la traduction de déplacements rectilignes (figure 2.6) [1].

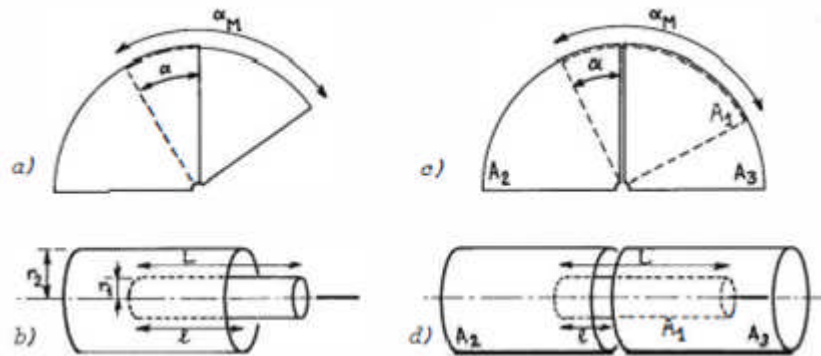


Figure 2.6-des capteurs capacitifs à écartement variable :a) Condensateur Simple ;b) Condensateur double différentiel. [1]

• **Condensateur unique** (figure 2.6-a)

En désignant par d le déplacement par rapport à l'écartement origine D_0 on a [1]:

$$C(d) = \frac{\epsilon_0 \cdot A}{D_0 + d}$$

$$S_1 = \frac{-\epsilon_0 \cdot A}{(D_0 + d)^2} ; \quad S_2 = \frac{1}{\epsilon_0 \cdot A \cdot d} ; \quad S_c = \frac{-1}{D_0 + d}$$

C'est la variation d'impédance qui dans ce cas est linéaire en fonction du déplacement. La sensibilité S_c et la sensibilité relative sont d'autant plus élevées que D_0 est plus petit ; elles peuvent être considérées comme constantes dans la mesure où $d \ll D_0$. La sensibilité S_c du condensateur à écartement variable est très supérieure à celle du condensateur à surface variable : dans le cas, par exemple, d'un condensateur constitué de deux plaques carrées de côtés a, placées en regard à la distance D_0 ($D_0 \ll a$) on a :

➤ pour un déplacement parallèle à l'un des côtés [1]:

$$S_c(//) = \frac{\epsilon_0 \cdot a}{D_0}$$

➤ pour un déplacement parallèle à l'un des côtés [1]:

$$S_c(\perp) = \frac{\epsilon_0 \cdot a^2}{D_0^2}$$

et [1],

$$\frac{S_c(\perp)}{S_c(//)} = \frac{a}{D_0} \gg 1.$$

Par contre, le condensateur à écartement variable ne peut être utilisé que pour des étendues de mesure faibles (en général inférieures au mm) alors que le condensateur à surface variable a une étendue de mesure nettement plus importante (supérieure au cm).

• **Condensateur double différentiel**

L'armature mobile A_1 est déplacée, perpendiculairement à son plan entre deux armatures fixes A_2 et A_3 (figure 2.6-b). Soit d son déplacement par rapport à la position origine équidistante de D_0 des 2 plans ; on a [1]:

$$C_{21} = \frac{\epsilon_0 \cdot A}{D_0 - d} = \frac{\epsilon_0 \cdot A}{D_0} \cdot \frac{1}{1 - \frac{d}{D_0}} = C_0 \cdot \frac{1}{1 - \frac{d}{D_0}}$$

$$C_{31} = \frac{\epsilon_0 \cdot A}{D_0 + d} = \frac{\epsilon_0 \cdot A}{D_0} \cdot \frac{1}{1 + \frac{d}{D_0}} = C_0 \cdot \frac{1}{1 + \frac{d}{D_0}}$$

En posant : $\frac{\epsilon_0 \cdot A}{D_0} = C_0$

Comme dans le cas du condensateur différentiel à variation de surface, c'est l'association de ces deux condensateurs qui présente des propriétés intéressantes, à savoir, des rapports potentiométriques variant linéairement avec le déplacement :

$$\frac{Z_{31}}{Z_{21} + Z_{31}} = \frac{D_{21}}{C_{21} + C_{31}} = \frac{1}{2} \left(1 + \frac{d}{D_0} \right)$$

$$\frac{Z_{21}}{Z_{21} + Z_{31}} = \frac{C_{31}}{C_{21} + C_{31}} = \frac{1}{2} \left(1 - \frac{d}{D_0} \right)$$

C'est de ces relations que le montage de mesure associé au capteur doit tirer avantage.

- **Caractéristiques métrologiques :**

Capteur de déplacement linéaire AL 102 à électronique incorporée (fabricant E.A.M. STOPCOTE) [1]:

Étendue de mesure : ± 1 mm.

Sensibilité : 0,5 mV / μm .

Écart de linéarité : 0, 1 % de l'étendue de mesure.

Précision : erreurs de mobilité et d'hystérésis : non décelables

2.2.4. Capteur de déplacement à cristaux photoniques :

a- Définition :

Les cristaux photoniques (CPH) sont des structures périodiques artificielles avec un matériau dont la perméabilité diélectrique est modulée périodiquement dans une, deux ou trois directions dans l'espace [2]. Cette variation périodique produit une région de longueur d'onde interdite appelée intervalle de bande photonique (PBG) qui interdit la propagation de la lumière dans le matériau en raison de l'inexistence des modes de propagation optique autorisés dans cette région. Les cristaux photoniques deviennent vraiment exploitables en introduisant certains défauts tels que des défauts ponctuels comme des cavités ou des défauts de ligne comme des guides d'ondes, et leurs éléments couplés dans la structure peuvent ajuster le diagramme de dispersion permettant ainsi à des modes particuliers de se propager dans l'intervalle de bande [3]. L'interaction entre un résonateur de cavité et un guide d'ondes a déjà été utilisée dans d'énormes travaux de recherche dans différents domaines tels que le biosensing [4-8], la détection chimique et gazeuse [9-11], la détection de température [12], la détection de tension et/ou de pression [13-17], mesure et détection du déplacement [18-22]. Cette dernière application a toujours été très importante en ingénierie pour de nombreuses applications. En effet, La mesure et le contrôle des micro-déplacements a une grande importance pour les applications, tels que dans l'aérospatiale, les dispositifs de contrôle de la santé (scanner et imagerie médicale), les systèmes micro-électromécaniques (NEMS), etc.

Ce type de capteur est un élément clé dans la mesure et aussi pour le contrôle précis du déplacement microscopique. Par conséquent, il est potentiellement important pour des applications telles que la microscopie à force atomique (AFM) ainsi que pour la détection biochimique [23-25].

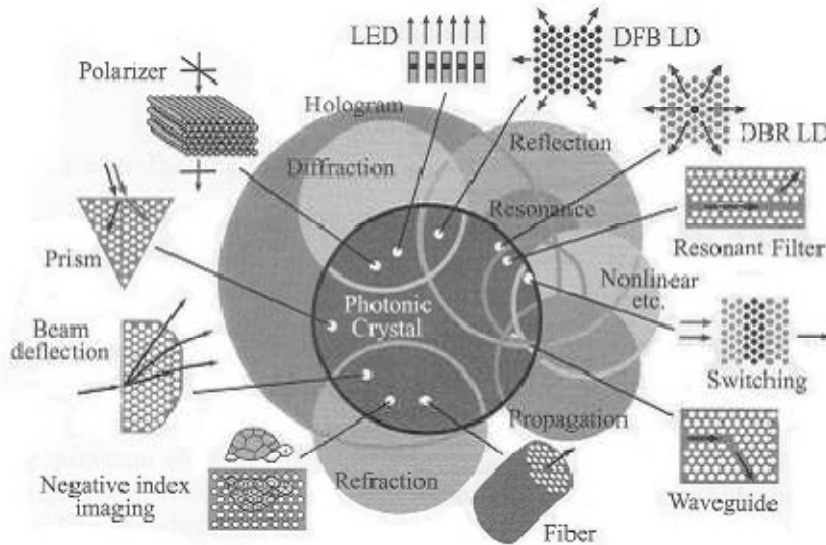


Figure 2.7: recueil d'applications à base de cristaux [9]

De nombreux efforts scientifiques ont été consacrés dans le but de faire des mesures le micro voire de nano déplacement avec grande précision en utilisant des capteurs à base de cristaux photoniques et des interféromètres laser [26–28], en raison de leurs précision de mesure des micro-déplacements tout en ayant des tailles ultracompactes.

b- Recueil d'exemple de réalisation existante en linéature:

Les premières conceptions ultrasensible qui ont été proposés par O. Levy et al [27], pour la détection de déplacement utilisaient des guides d'ondes à cristaux photoniques (figure 2.8). Ces dans leurs temps, avaient démontrés que de tels dispositifs pouvaient fournir une sensibilité de proche de $1\mu\text{m}^{-1}$ avec une source lumineuse de $9,02\mu\text{m}$.

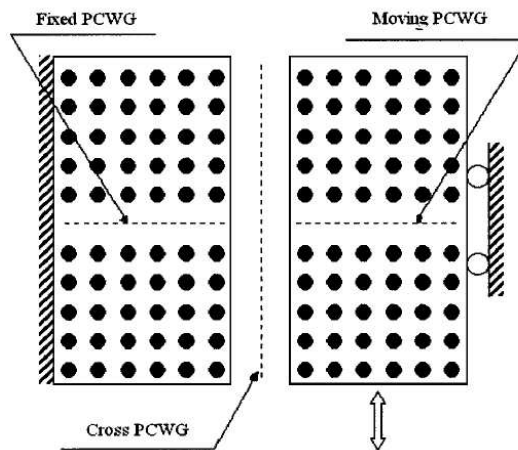


Figure 2.8 : Capteur de déplacement proposé par O.Levy et al [26]

Puis Z. Xu et al [29], ont présentés un capteur de micro-déplacement utilisant un cristal photonique bidimensionnels déconnecté (le matériau utilisé été d'indice de réfraction de 3.4) de réseau carré muni d'un défaut sous forme de cavité résonante linéique.

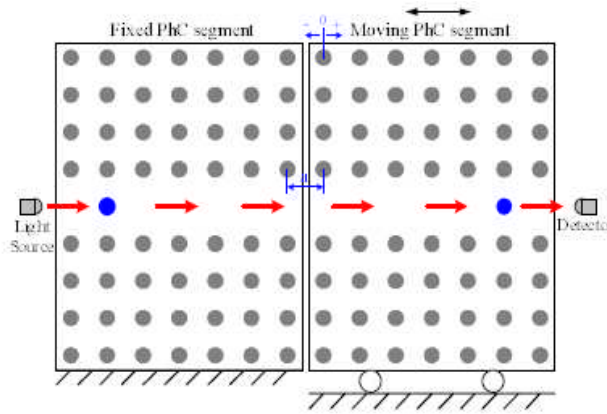


Figure 2.9 : Capteur de déplacement proposé par Zhenfeng et al[29]

Le cristal photonique formant le capteur été divisé en deux segments, un segment fixe et l'autre mobile, cela est illustré en figure 2.9. Ce capteur pouvait mesurer le déplacement dans une plage de $-0,55a$ à $0,60a$. Pour l'étude du comportement de ce capteur cette plage a été segmentée en 6 sous-plages et chaque plage de déplacement ayant sa propre longueur d'onde d'excitation les résultats obtenus par **Zhenfeng Xu et al** sont regroupé dans le tableau 2.1.

Replacement (a)	Frequency de travail ($2\pi c/a$)	Sensibilité (a^{-1})
-0.55 à -0.4	0.343	1.90
-0.4 à -0.2	0.341	1.62
-0.2 à 0.0	0.339	1.46
0.0 à 0.2	0.332	1.15
0.02 à 0.4	0.330	1.01
0.4 à 0.6	0.328	0.781

Tableau 2.1 : Sensibilité du capteur proposé par **Zhenfeng Xu et al** dans chaque segment de déplacement considéré [29].

Une autre structure de capteur a été introduite en 2007 par ces mêmes auteurs [30]. Ces

derniers ont proposés un capteur de micro-déplacement avec une large plage de mesure dynamique et sa technique de détection est basée sur un coupleur co-directionnel en cristaux photoniques.

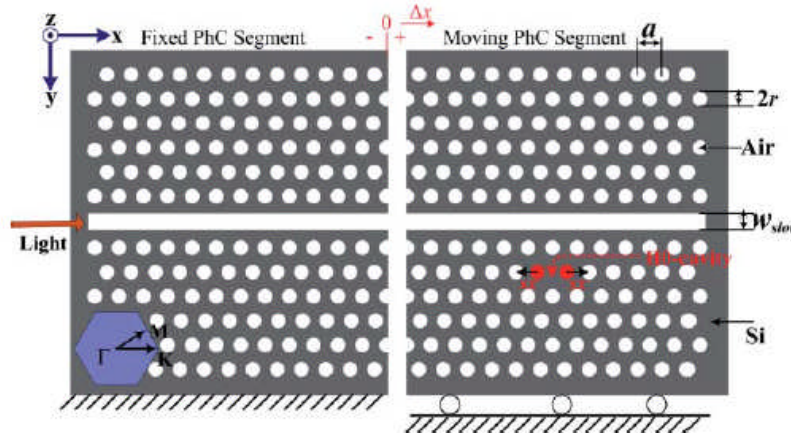


Figure 2.10 : Capteur de déplacement proposé par D. Yang et al [31]

En 2011 par D. Yang et al. [31] ont fourni le capteur de déplacement en silicium représenté en figure 2.10. Ce capteur a été constitué d'un slab de silicium bidimensionnel avec un réseau de trous d'air en configuration triangulaire. Ce substrat de silicium contient une fente et une micro cavité H_0 réalisée par l'enlèvement d'un seul trou (figure 2.10). Les deux trous horizontaux adjacents à la H_0 seront déplacés d'une quantité s_x suivant les axes $+X$ et $-X$ respectivement pour contrôler les paramètres du capteur comme l'intensité du signal de la microcavité et sa sensibilité. Finalement le capteur final est obtenu en divisant la structure globale en deux segments, celui de gauche fixe et celui de droite mobile. En choisissant une fréquence d'excitation normalisée convenable $\omega_0 = 0.2492 (2\pi c/a)$ et pour $s_x = 0.2a$, D. Yang et al, ont pu avoir un capteur de réponse linéaire avec une sensibilité de l'ordre de $1.a^{-1}$ et un facteur de qualité de la cavité Q de 6000 dans l'intervalle de déplacement de $0.00a$ à $0.20a$. En 2014, S. Olyee et al [32], ont levé le rideau sur une autre structure de capteur doté de haute sensibilité par rapport à la littérature précédente. Ce capteur a été réalisé avec un matériau d'indice de réfraction $n = 3.4$ dans le quel est creusée une matrice de trous d'air suivant un réseau carré comme montré en figure suivante (figure 2.11).

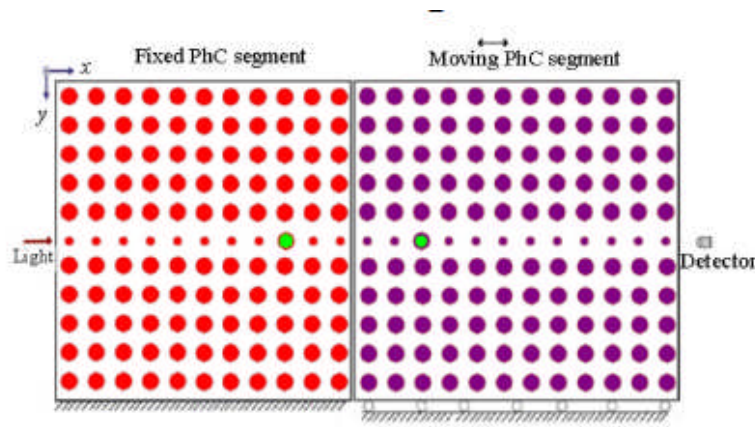


Figure 2.11 : Capteur de déplacement proposé par Saeed OLYAEE et Morteza AZIZI [32]

En choisissant une longueur d'onde convenable de $2.7 \mu\text{m}$, la sensibilité qu'ils ont pu avoir est de $3.6 \mu\text{m}^{-1}$ - $3.8 \mu\text{m}^{-1}$ selon le rayon des trous choisi (en choisissant un rayon de trous entre $0.49 \mu\text{m}$ e $0.51 \mu\text{m}$, la sensibilité et la régression ont des valeurs optimale) avec un facteur de qualité proche de 180. La linéarité de ce capteur est assurée dans l'intervalle de $0.0\mu\text{m}$ à $0.5\mu\text{m}$. Dans la même année **P. Rani** et al [33], ont proposés un capteur de nano-déplacement utilisant un réseau de trous de forme hexagonale creusés dans un slab en en silicium (Si) divisé en deux segment l'une fixe et l'autre (voire figure en bas). Un guide d'ondes est réalisé dans les deux segments en enlevant la rangé de trous centrale complète de chaque côté. La structure est conçue de façon à ce que le segment mobile ait deux degrés de libertés, cela veut dire qu'il peut se déplacé dans la direction horizontale ou verticale comme présentée en figure 2.12.

Cette structure a fourni une grande sensibilité de $0,00461 \text{ nm}^{-1}$ pour un déplacement horizontal du guide d'onde en mouvement de 40 nm à 120 nm . Pour le déplacement vertical du guide d'onde de la partie en mouvement, la structure est très sensible dans la région 150 nm à 200 nm avec une sensibilité de $0,00684 \text{ nm}^{-1}$ pour un déplacement horizontal nul, de 130 nm à 200 nm avec une sensibilité de $0,00523 \text{ nm}^{-1}$ pour un déplacement horizontal de 10 nm , de 130 nm à 200 nm avec une sensibilité de $0,00418. \text{ nm}^{-1}$ pour un déplacement horizontal de 20 nm , 130 nm à 200 nm avec une sensibilité de $0,00461 \text{ nm}^{-1}$ pour un déplacement horizontal de 30 nm , 100 nm - 130 nm avec une sensibilité de $0,00466 \text{ nm}^{-1}$ pour un déplacement horizontal de 40 nm . D'après les résultats qu'ils ont obtenus grâce à ce design,

ils ont conclu que cette structure peut être utilisée comme capteur de Nano-Déplacement pour les déplacements horizontaux et verticaux.

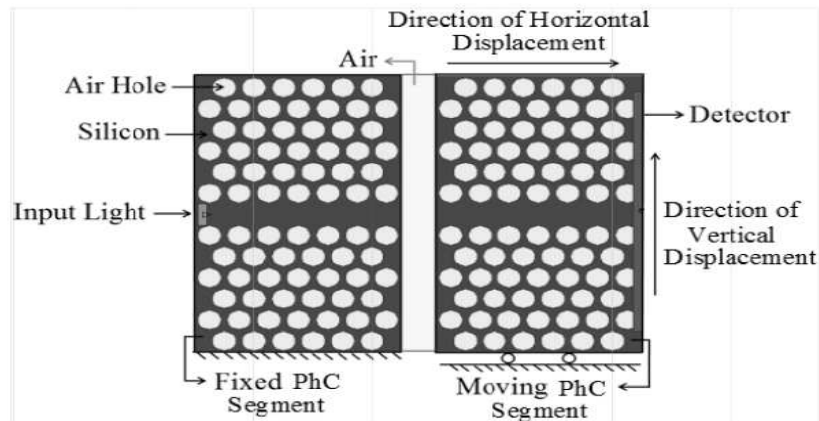


Figure 2.12 : Capteur de déplacement proposé par P. Rani et al [60]

2.3. Conclusion

Dans ce chapitre, une étude des capteurs de déplacement a été présentée. En effet, en premier lieu nous avons donné différents types de capteurs de déplacement classiques exploitant des phénomènes simples : résistif, inductif et capacitif. Puis en second lieu nous avons parlé des cristaux photoniques et de leurs utilisations dans le domaine des capteurs en général et en particulier celui des capteurs de déplacement. Dans ce contexte, nous avons cité des exemples de réalisation tirés de la littérature du domaine.

Ce type de capteurs optiques représente, une solution intrigante pour atteindre de hautes performances dans les applications de détection. Cela couplé au fait que les processus technologiques compatibles avec la norme CMOS (à savoir, la lithographie par faisceau d'électrons, gravure par plasma à couplage inductif (ICP), dépôt chimique en phase vapeur assisté par plasma (PECVD)) sont généralement utilisés pour la fabrication de cristaux photoniques (de différentes géométries et dimensions), rendant ainsi ces capteurs aptes à production à grande échelle et à faible coût.

Références du chapitre 2:

- [1] Les Capteurs en instrumentation industrielle, G.Ash et coll, 7 édition. Dunod
- [2] Ya-nan Zhanga, Yong Zhaoa,b, Ri-qing Lva, A review for optical sensors based on photonic crystal cavities. *Sensors and Actuators A* 233 (2015) 374–389 375. 0924- 4247/© 2015 Elsevier
- [3] E. Yablonovitch, Inhibited spontaneous emission in solid-state physics and electronics, *Phys. Rev. Lett.* 58 (1987) 2059–2062.
- [4] S. John, Strong localization of photons in certain disordered physics dielectric superlattices, *Phys. Rev. Lett.* 58 (1987) 2486–2489.
- [5] A. Scherer, O. Painter, J. Vuckovic, et al., Photonic crystals for confining, guiding, and emitting light, *IEEE Trans. Nanotechnol.* 1 (1) (2002) 4–11.
- [6] J.D. Joannopoulos, P.R. Villeneuve, S. Fan, Photonic crystals: putting a new twist on light, *Nature* 386 (6621) (1997) 143–149.
- [7] J.D. Joannopoulos, S.G. Johnson, J.N. Winn, et al., *Photonic Crystals: Molding the Flow of Light*, second ed., Princeton University Press, Princeton, 2008.
- [8] M. Notomi, Strong light confinement with periodicity, *Proc. IEEE* 99 (10)(2011) 1768–1779.
- [9] K. Busch, S. Lölkes, R. B. Wehrspohn, and H. Föll. *Photonic Crystals Advances in Design, Fabrication, and Characterization*. 2004 WILEY-VCH Verlag gmbh & Co. KGaA, Weinheim
- [10] P. Lalanne, C. Sauvan, J.P. Hugonin, Photon confinement in photonic crystal nanocavities, *Laser Photonics Rev.* 2 (6) (2008) 514–526.
- [11] S. Chakravarty, A. Hosseini, X.C. Xu, et al., Analysis of ultra-high sensitivity configuration in chip-integrated photonic crystal microcavity bio-sensors, *Appl. Phys. Lett.* 104 (19) (2014) 191109 (1–5).
- [12] Y. Zhao, Y. Zhang, Q. Wang, Research advances of photonic crystal gas and liquid sensors, *Sens. Actuators, B: Chem.* 160 (1) (2011) 1288–1297.

- [13] R.V. Nair, R. Vijaya, Photonic crystal sensors: an overview, *Prog. Quantum Electron.* 34 (3) (2010) 89–134.
- [14] C. Fenzl, T. Hirsch, O.S. Wolfbeis, Photonic crystals for chemical sensing and biosensing, *Angew. Chem. Int. Ed.* 53 (13) (2014) 3318–3335.
- [15] Vittorio M. N. Passaro, *ADVANCES IN PHOTONIC CRYSTALS*. First published February, 2013 InTeOp
- [16] Saeed Olyae, Hamideh Mohsenirad and Ahmad Mohebzadeh-Bahabady, Photonic Crystal Chemical/Biochemical Sensors. *Progresses in Chemical Sensor*, 2016 2016 The Author(s). Licensee InTech. Chapter book, Chapter 3
- [17] G. Asch et Coll. *Les capteurs en instrumentation industrielle 7e edition*. Dunod, 2010. ISBN 978-2-10-055697-7.
- [18] G. Asch et Coll. *Les capteurs en instrumentation industrielle 7e edition*. Dunod, 2010. ISBN 978-2-10-055697-7
- [19] John Ballato, and Andrew James, A Ceramic Photonic Crystal Temperature Sensor A Ceramic Photonic Crystal Temperature Sensor. *J. Am. Ceram. Soc.*, 82 [8] 2273–75 (1999)
- [20] Y. Chang, Y. Jhu, C. Wu, Temperature dependence of defect mode in a defective photonic crystal, *Opt. Commun.* 285 (6) (2012) 1501–1504
- [21] FU Hai-wei, ZHAO Hui, QIAO Xue-guang, LI Yan, ZHAO Da-zhuang, and YONG Zhen. Study on a novel photonic crystal temperature sensor. *OPTOELECTRONICS LETTERS* Vol.7 No.6, 1 November 2011
- [22] Abdesselam Hocini and Ahlam Harhouz, Modeling and analysis of the temperature sensitivity in two-dimensional photonic crystal microcavity. *Journal of Nanophotonics* 016007-1 Jan–Mar 2016 • Vol. 10(1). SPIE.
- [23] Qihuang Gong | Xiaoyong Hu, *Photonic Crystals Principles And Applications*, 2013 by Taylor & Francis Group, LLC CRC Press is an imprint of Taylor & Francis Group, an Informa business.
- [24] L. Martiradonna, F. Pisanello, T. Stomeo, A. Qualtieri, G. Vecchio, S. Sabella, R. Cingolani, M. D. Vittorio, and P. P. Pompa, “Spectral tagging by integrated photonic crystal

resonators for highly sensitive and parallel detection in biochips,” *Appl. Phys. Lett.* 96, 113702 (2010).

[25] E. Chow, A. Grot, L. W. Mirkarimi, M. Sigalas, and G. Girolami, “Ultracompact biochemical sensor built with two-dimensional photonic crystal microcavity,” *Opt. Lett.* 29, 1093–1095 (2004).

[26] O. Levy, B. Z. Steinberg, M. Nathan, and A. Boag, “Ultrasensitive displacement sensing using photonic crystal waveguides,” *Applied Physics Letters*, 2005, 86(10): 104102– 104104.

[27] S. Olyaei, S. Hamedi, and Z. Dashtban, “Design of electronic sections for nano-displacement measuring system,” *Frontiers of Optoelectronics in China*, 2010, 3(4): 376–381.

[28] H. Altug and J. Vuckovic, “Polarization control and sensing with two-dimensional coupled photonic crystal microcavity arrays,” *Opt. Lett.* 30, 982–984 (2005).

[29] Z. Xu, L. Cao, C. Gu, Q. He, and G. Jin, “Micro-displacement sensor based on line-defect resonant cavity in photonic crystal,” *Optics Express*, 2006, 14(1): 298–305.

[30] Z. Xu, L. Cao, Ping Su, Qingsheng He, Guofan Jin, and Glaire Gu, Micro-Displacement Sensor With Large Dynamic Range Based on Photonic Crystal Co-Directional Coupler. *IEEE Journal Of Quantum Electronics*, Vol. 43, No. 2, February 2007.

[31] Daquan Yang, Huiping Tian, Yuefeng Ji, Microdisplacement sensor based on high-Q nanocavity in slot photonic crystal. *Optical Engineering* 50(5), 054402 (May 2011).

[32] Saeed OLYAEE and Morteza AZIZI, Micro-Displacement Sensor Based on High Sensitivity Photonic Crystal. *Photonic Sensors*, 2014.

[33] Preeti Rani, Yogita Kalra, Venus Dillu and R. K. Sinha, Photonic crystal based nano-displacement sensor. *Photonic Fiber and Crystal Devices: Advances in Materials and Innovations in Device Applications VIII*, edited by Shizhuo Yin, Ruyan Guo, Proc. of SPIE Vol. 9200, 92000Q · © 2014 SPIE.

**CHAPITRE 3 : CAPTEURS DE MICRO-DEPLACEMENT A
CRISTAUX PHOTONIQUES
BIDIMENSIONNELS EN SILICIUM**

3.1. Introduction :

Dans cette partie nous allons nous focaliser sur l'emploi du silicium, le matériau le plus employé dans la microélectronique et dans les dispositifs à cristaux photonique précisément. Ce choix est justifié par le fait que le silicium en tant que substrat présente l'inégalable combinaison de robustesse mécanique supérieure, stabilité chimique et thermique remarquable, faible coût, et enfin sa technologie de fabrication est largement maîtrisée. Le silicium présente également un indice de réfraction élevé et une fenêtre de transparence moyennement large dans le milieu de l'infrarouge, jusqu'à environ 7 μm de longueur d'onde, et est donc utile comme matériau optique passif en IR moyen.

3.2. Principe de la détection de déplacement par cristaux photonique:

La lumière émise par une source se propagera à travers la structure du capteur proposé et l'intensité de la transmission est détectée par un photodétecteur. Ce genre de capteur est en général constitué de deux segments ; le premier fixe et le second mobile et tous les deux sont des structures à cristaux photonique de forme symétrique ou non. La modification de la distance entre les deux segments du capteur changera l'intensité de la transmission et dans le cas où le capteur est proprement optimisé il existera une petite plage de déplacement dans laquelle la relation entre l'intensité de sortie et le déplacement est linéaire. A une fréquence de fonctionnement appropriée, la structure proposée peut être utilisée comme capteur de micro-déplacement avec une sensibilité élevée. Les coefficients de transmission pour différentes fréquences peuvent être exprimés approximativement par la fonction de Lorentz suivante [1,2]:

$$T(\omega_0, \omega_1) = \frac{\left(\frac{\omega_0}{2 \times Q}\right)^2}{(\omega - \omega_0)^2 + \left(\frac{\omega_0}{2 \times Q}\right)^2} \quad 3.1$$

Où: ω_0 est la pulsation (qui correspond à la fréquence) de résonance et Q le facteur de qualité de la cavité résonante de la structure. Lorsque le segment mobile est décalé le long de l'axe commun de déplacement avec une certaine fréquence ω_0 de fonctionnement, nous pouvons alors déduire la variation du coefficient de transmission

$$\Delta T(\Delta x) = T(x + \Delta x) - T(x) \quad 3.2$$

Ou : Δx est le déplacement entre les deux segments. En utilisant un développement en série de Taylor on obtiendra [1,2] :

$$\Delta T(\Delta x) = T'(x) \times \Delta x + \frac{T''(x)}{2} \times \Delta x^2 + O(\Delta x) \quad 3.3$$

En pratique, lors de la conception d'un capteur on doit chercher une pulsation ω_1 (ou une longueur d'onde λ_1) qui assure son fonctionnement linéaire dans une plage de déplacement bien définie [3]. Une fois cette longueur d'onde définie la relation 3.3 devient linéaire ce qui implique que [1]:

$$T''(\omega_0, \omega_1) \approx 0 \quad 3.4$$

$$\Delta T(\Delta x) = T'(x) \times \Delta x, \quad 3.5$$

Et finalement la sensibilité de ce genre de capteur s'écrit sous la forme [1]:

$$S = \frac{\Delta T(\Delta x)}{\Delta x} \quad 3.6$$

3.3. Structure proposée pour le capteur de déplacement à cristaux photonique:

La structure que nous allons adopter pour le capteur de déplacement utilise un réseau de type triangulaire constitué d'une matrice de trous d'air creusés dans un substrat en silicium de période a (figure 3.1). L'indice de réfraction du silicium de $n_{Si} = 3,48$ [4] (indice de réfraction réel), et est r le rayon des trous d'air. L'épaisseur du slab étant $h = 490\text{nm}$, déposé sur une couche d'oxyde de carbone SiO_2 d'indice de réfraction 1.45 [5] et d'épaisseur $h_{\text{SiO}_2} = 1.5\mu\text{m}$. La source incidente est une impulsion de forme Gaussienne d'une longueur d'onde de $3.6\mu\text{m}$. En prenant en considération tous ces données précédentes le calcul de l'indice de réfraction effectif (n_{eff}) du silicium nous mène à la valeur 2.654. La figure 3.2 illustre le diagramme de dispersion de la fréquence normalisée par rapport au vecteur d'onde (de la matrice de trous originale), pour les modes TM du cristal photonique bidimensionnels. Sans défauts, la structure initiale présente un large intervalle de bande interdite situé entre $3.0001\mu\text{m}$ et $3.9550\mu\text{m}$ et centre à $3.4775\mu\text{m}$ pour la polarisation TM et dans les directions Γ -K-M- Γ de la zone de Brillouin (voir figure 3.3). Ce résultat est obtenu en utilisant la méthode PWE en deux dimensions intégré dans le module Band Solve du logiciel RSoft.

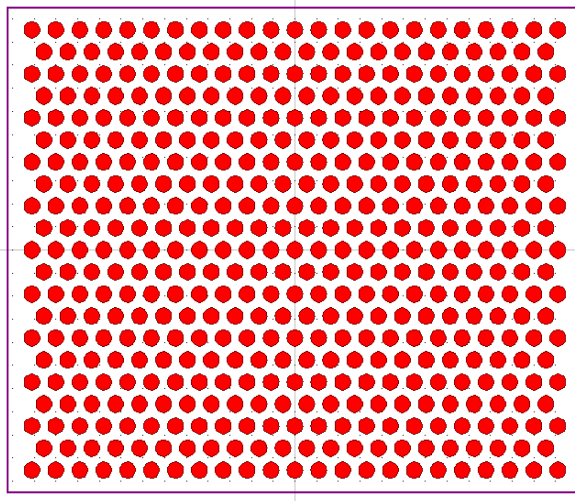


Figure 3.1 : Matrice de base des trous d'air dans le substrat en silicim.

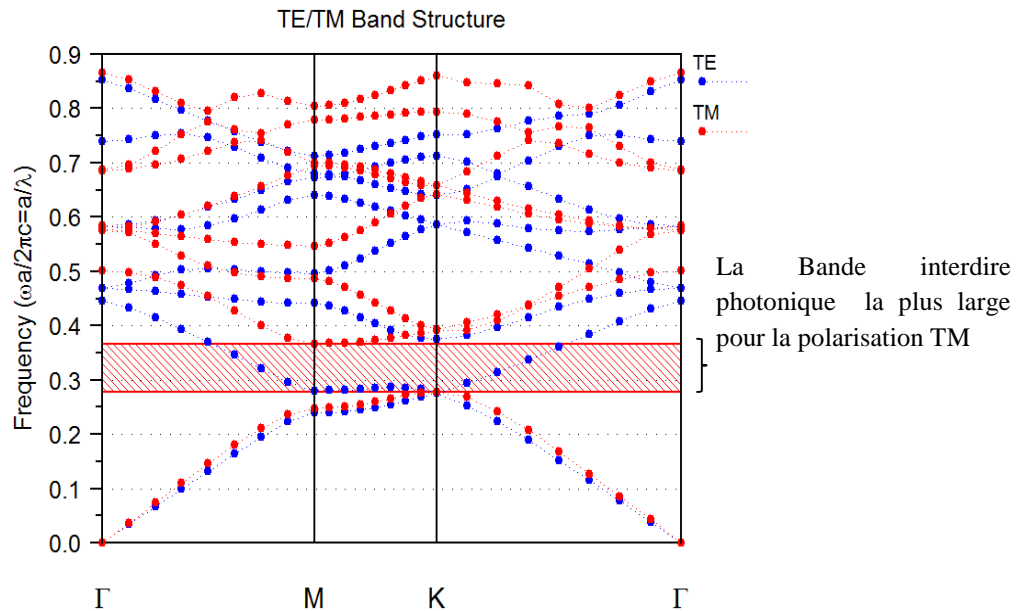


Figure 3.2 : Diagramme de bande interdite pour la polarisation TM situé entre les fréquences normalisées de la structure en silicium avec des trous d'air sans défauts..

Dans la structure basique de la figure 3.1 on réalise un guide d'onde central et deux cavités H_0 de part et d'autre des axes OX et OZ comme représenté en figure 3.3. Les cavités H_0 sont obtenues en décalant les trous en jaunes d'un schift (S_x) sur l'axe OX de $0.36D$ (D la distance représenté en figure 4.3-b) dans les deux directions opposées +OX et -OX au même temps. Le choix de cette valeur vient du fait qu'elle fournit de meilleurs résultats et caractéristiques pour notre structure.

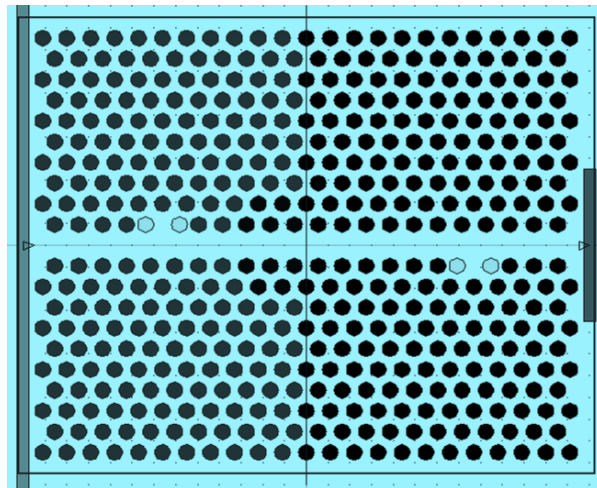


Figure 3.3 : Le design proposé pour le capteur de déplacement

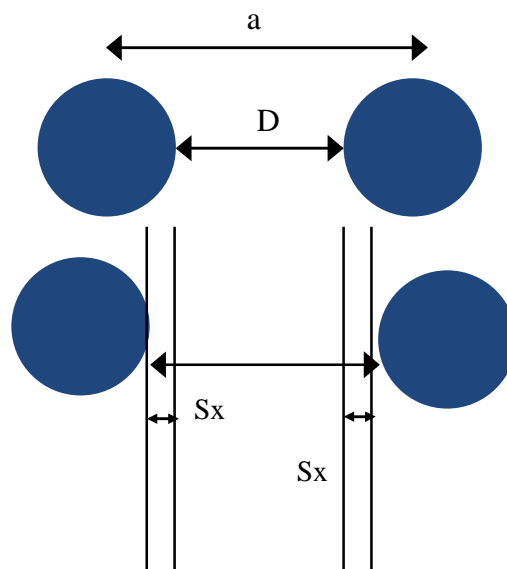


Figure 3.4 : figure expliquant la formation des microcavité H_0 grâce au décalage S_x

Pour vérifier le bon fonctionnement de la structure que nous avons proposé, nous avons tracé sa réponse pour les cas suivant :

- 1- La structure avant la séparation des deux parties du capteur (substrat en entier) sans microcavité.
- 2- La structure après la séparation des deux parties fixe et mobile mais en gardant cette dernière adjacent à la partie fixe (Capteur de déplacement en repos) toujours sans microcavité.
- 3- Le capteur de déplacement en repos, en présence des microcavités.

Les résultats sont représentés en figure 3.5.

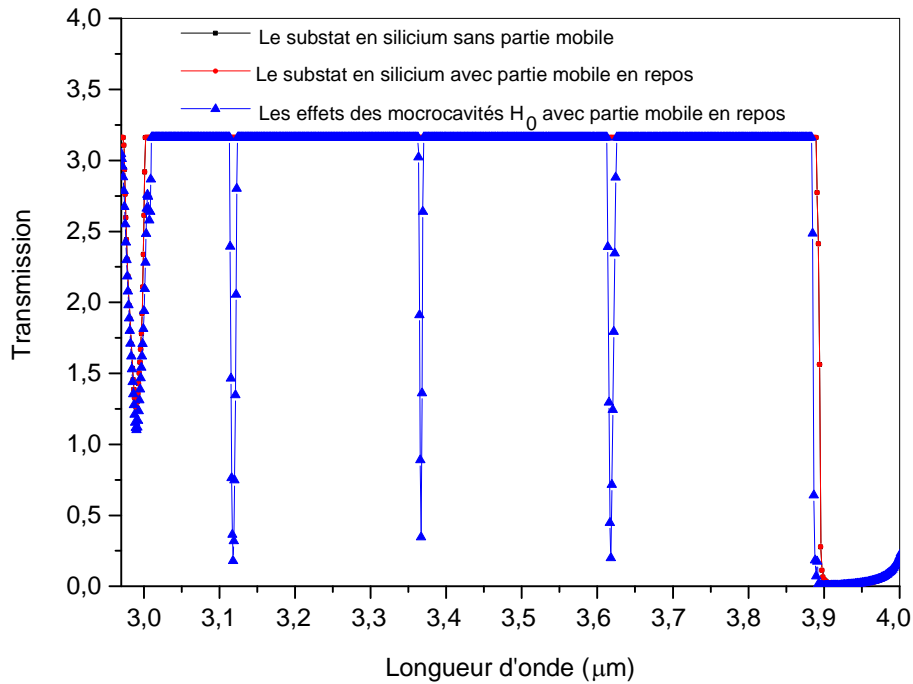


Figure 3.5 : Test de la structure que nous avons proposés avant son utilisation en temps que capteur de déplacement.

De cette figure on constate que les courbes des deux premiers cas sont complètement confondues (courbes en étoile rouge et en carré noire), une preuve déjà que la simulation du capteur que nous avons proposés est très bonne et efficaces. Quant à la courbe en triangle bleu, cette dernière donne la réponse des microcavités représentées en figure 3.3. On remarque que cette réponse présence trois pics en réponse à son excitation, ces derniers correspondent aux longueurs d'ondes (respectivement de gauche à droite) suivantes : $3.1178\mu\text{m}$, $3.366\mu\text{m}$ et $3.6180\mu\text{m}$.

3.4. Fonctionnement et réponse du capteur de déplacement :

Le capteur de déplacement est formé de deux parties, l'une fixe et d'autre mobile. C'est deux partie sont situés de part et d'autre de l'axe OZ central du substrat en silicium. Le pas de déplacement de la partie mobile est une fraction de la période a . Dans nos calculs, ce pas sera pris $0.05a$ et l'intervalle de déplacement total sera situé entre 0 et $0.2a$; intervalle utilisé dans plusieurs travaux de recherche existant en littérature du domaine [5-7].

La réponse du capteur est obtenue en déplaçant la partie mobile du capteur dans la

partie correspondante aux valeurs positives de l'axe OX. Le pas de déplacement est de $0.05a$, ou a est la période de la structure basique du capteur sans défaut (voir figure 3.6.). L'excitation lumineuse du capteur est un laser de longueur d'onde $\lambda = 3.6\mu\text{m}$, les simulations sont réalisées avec le module FullWave du software RSoft et par défaut ce dernier fournit une réponse étalant de $0\mu\text{m}$ à $7\mu\text{m}$ pour cette longueur d'onde d'excitation. Le spectre de sortie utile que nous allons exploiter est présentée en figure 3.7-a

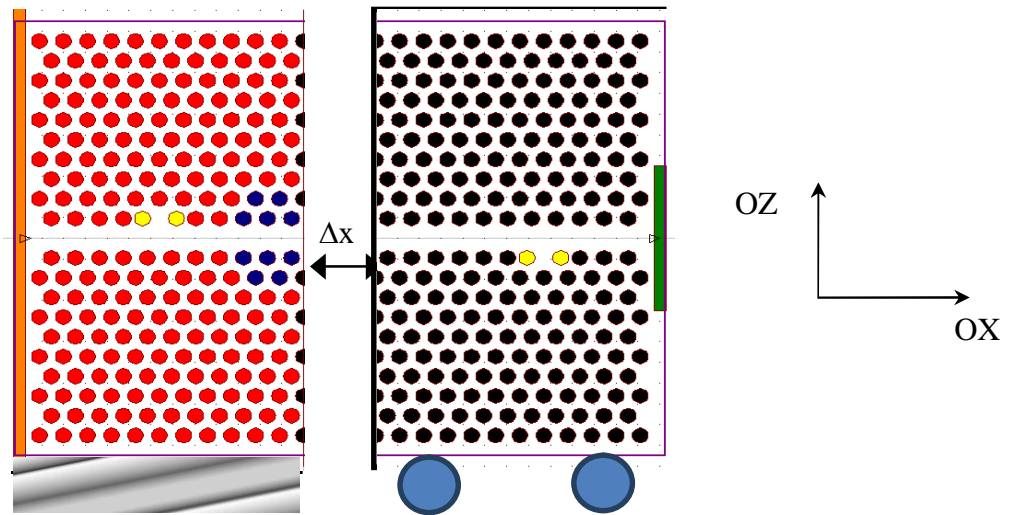


Figure 3.6 : Fonctionnement et réponse du capteur de déplacement

La réponse du capteur est obtenue en déplaçant la partie mobile du capteur dans la partie correspondante aux valeurs p

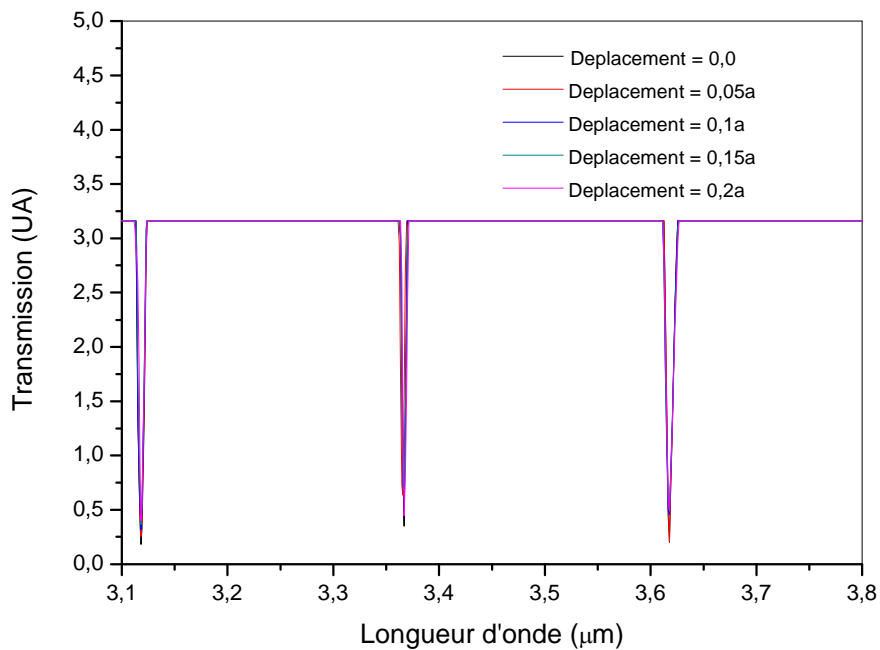


Figure 3.7-a : Spectre exploitable de la réponse du capteur.

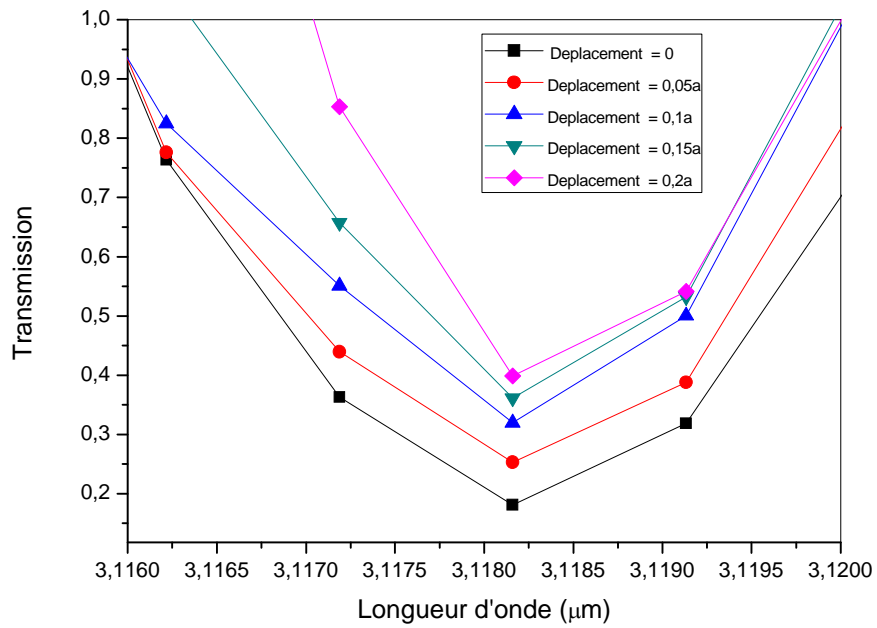


Figure 3.7-b : Spectre de réponse autour de la longueur d'onde 3.118µm

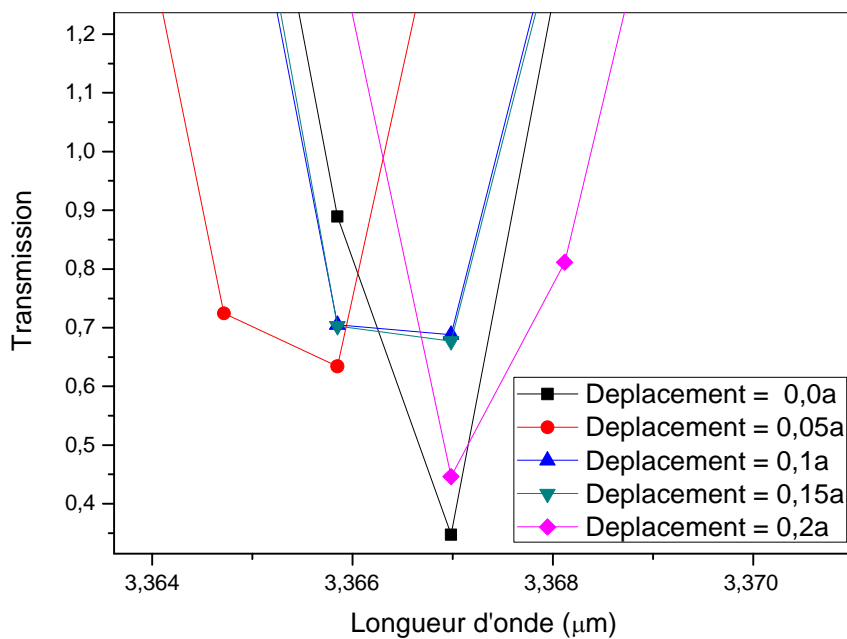


Figure 3.7-c : Spectre de réponse autour de la longueur d'onde 3.3667µm

La figure 3.7.c montre que la réponse du capteur est très peu exploitable, elle ne sera pas pris en considération par conséquent dans les prochains calculs. Dans les figures 3.7-b,d on remarque que le phénomène physique sur lequel repose le fonctionnement du capteur de déplacement est nettement présent et visible ; une diminution des transmissions des pics de sorties avec l'augmentation de la distance parcourue par la partie mobile.

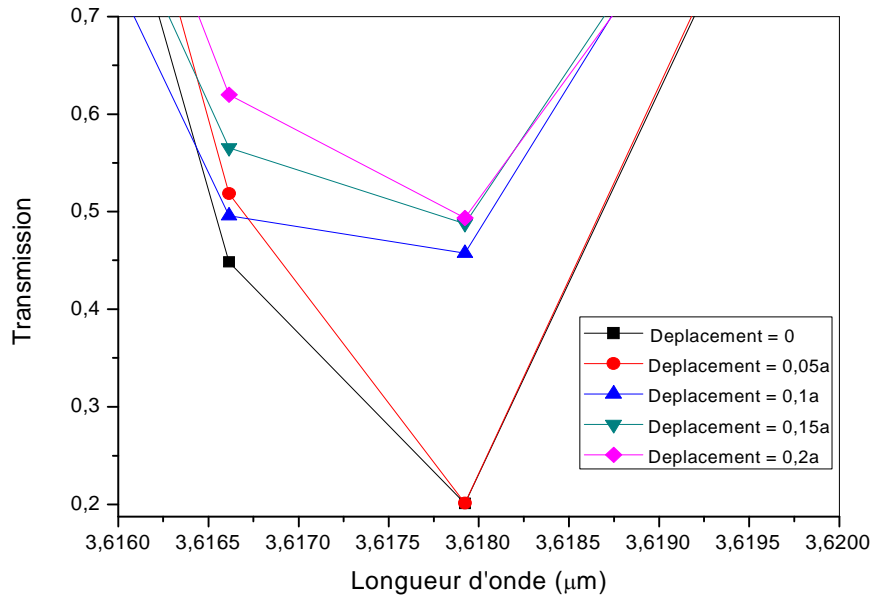


Figure 3.7-d: Spectre de réponse autour de la longueur d'onde 3.618 μm

3.5. Etude détaillée des caractéristiques du capteur :

Les caractéristiques les plus importantes de la structure proposée résident d'une part dans la nature de la relation liant les intensités des pics de sorties aux déplacements correspondants ainsi que sa capacité à fournir des réponses significatives, importantes et surtout stable quand elle est excitée par de faible mesurande d'entrée. ; On parle respectivement ici de sa fonction de transfert et de sa sensibilité. Dans ce cas de capteur, la fonction de transfert est le tracé des amplitudes des pics des signaux de sorties en fonction des déplacements qui sont à leurs origines. Cette fonction de transfert est d'autant plus intéressante si elle est de forme linéaire, puisque cette forme est la plus simple et aussi elle aide à prévoir facilement la réponse du capteur pour n'importe quel déplacement situé dans l'intervalle de fonctionnement considéré. Pour obtenir le fonctionnement linéaire du capteur, on doit chercher une longueur d'onde λ_0 (μm) sur son spectre de réponse garantissant une dépendance linéaire des intensités de sortie avec le déplacement. Cela veut dire que sur chaque réponse représentée en figure 3.7-b,d on doit définir une région de fonctionnement linéaire. Quant à la sensibilité, cette dernière est définie selon la formule 3.18. Cette grandeur est d'autant plus importante que la structure proposée fournisse un pic de sortie important quand il est déplacé d'une distance très faible Δx .

3.5.1. Etude des caractéristiques de la structure autour de 3.118μm :

Sur la figure 3.7-b, on a défini trois régions de fonctionnement, chacune autour d'une longueur d'onde bien précise. C'est longueurs d'onde sont les suivantes : $\lambda_1 = 3.11718\mu\text{m}$, $\lambda_2 = 3.11815\mu\text{m}$ et $\lambda_3 = 3.1178\mu\text{m}$ (cette dernière est obtenue en cherchant directement sur la courbe, une longueur d'onde pour laquelle on a une réponse linéaire du capteur). Le tableau 4.1, regroupe toutes les données relatives à ces longueurs d'onde.

	Déplacement (a)	intensité	Sensibilité (a^{-1})
$\lambda=3,11815\mu\text{m}$	0,0	2,98173	
	0,05	2,90964	1,44
	0,1	2,84387	1,32
	0,15	2,80	0,86
	0,2	2,76	0,74
$\lambda= 3,11780\mu\text{m}$	0,0	2,88532	
	0,05	2,81321	1,44
	0,1	2,7238	1,79
	0,15	2,64746	1,53
	0,2	2,52751	2,4
$\lambda=3,11718\mu\text{m}$	0,0	2,9159	
	0,05	2,8416	1,49
	0,1	2,7588	1,66
	0,15	2,6932	1,31
	0,2	2,5985	1,9

Tableau 4.1: Grandeurs caractéristiques de la structure pour :

- a- $\lambda = 3,11815 \mu\text{m}$.
- b- $\lambda = 3,11780 \mu\text{m}$.
- c- $\lambda = 3,11718 \mu\text{m}$

À partir de ce tableau on peut tracer les réponses du capteur pour chacune des longueurs d'ondes précédentes. Cela est représenté en figure 3.8.

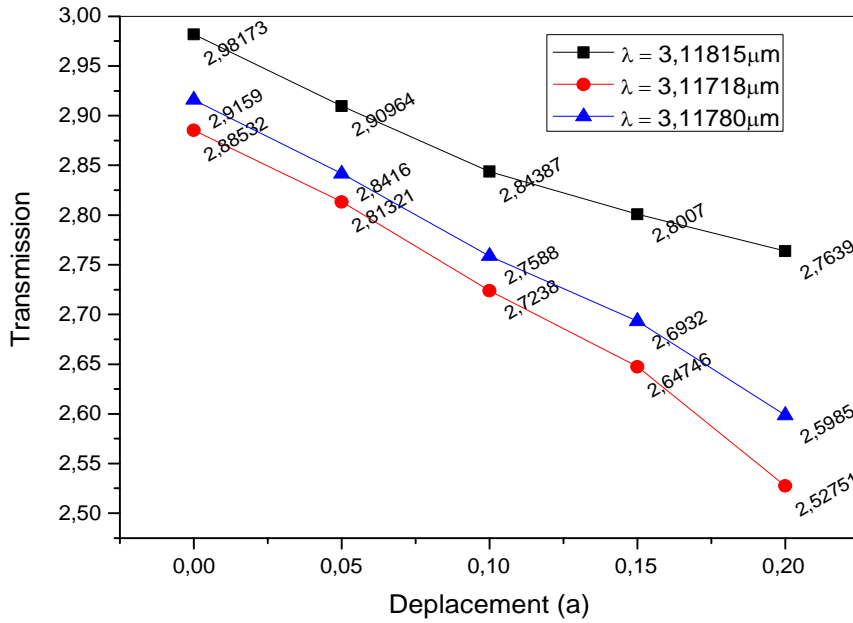


Figure 3.8:- Spectre de réponse autour de la longueur d'onde 3.118 μm

La figure 3.9 donne la sensibilité du capteur pour chaque longueur d'onde.

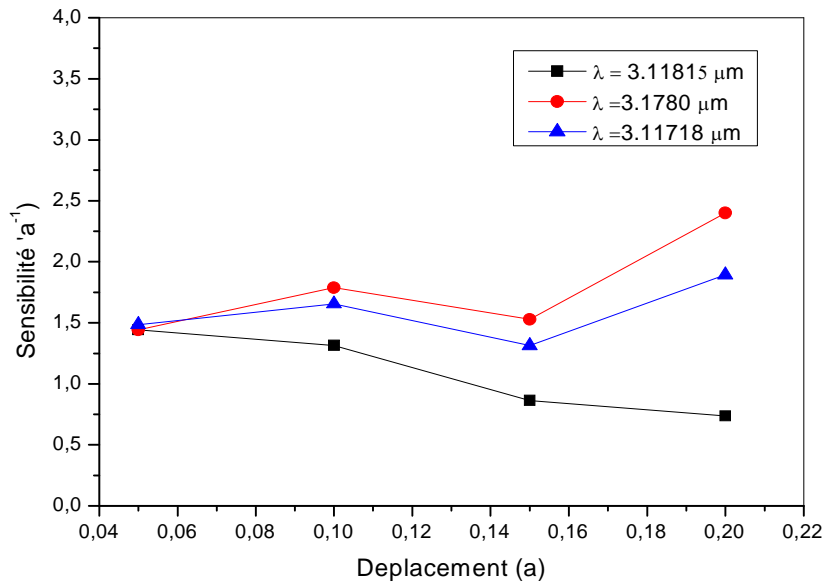


Figure 3.9: Sensibilité du capteur au alentours de la longueur d'onde 3.118 μm

3.5.2. Etude des caractéristiques de la structure autour de 3.618 μm :

Sur la figure 3.7-d, on a défini de la même façon que dans le cas précédent, trois régions de fonctionnement, chacune autour d'une longueur d'onde bien précise. C'est longueurs d'onde sont les suivantes : $\lambda_1 = 3.679\mu\text{m}$, $\lambda_2 = 3.6166\mu\text{m}$ et $\lambda_3 = 3.617\mu\text{m}$ (cette dernière est obtenue en cherchant directement sur la courbe, une longueur d'onde pour laquelle on a une réponse linéaire du capteur). Le tableau 4.2, regroupe toutes les données relatives à ces longueurs d'onde.

	Déplacement (a)	intensité	Sensibilité (a^{-1})
$\lambda=3,679\mu\text{m}$	0,0	2,96203	
	0,05	2,96178	0,005
	0,1	2,7051	5,13
	0,15	2,6754	0,6
	0,2	2,66952	0,12
$\lambda= 3,6166\mu\text{m}$	0,0	2,71479	
	0,05	2,66723	0,95
	0,1	2,64452	0,45
	0,15	2,59749	0,94
	0,2	2,54331	1,08
$\lambda=3,617\mu\text{m}$	0,0	2,78892	
	0,05	2,7389	1,00
	0,1	2,6789	1,2
	0,15	2,6206	1,17
	0,2	2,5803	0,81

Tableau 4.2: Grandeurs caractéristiques de la structure pour

- a- $\lambda = 3,679 \mu\text{m}$.
- b- $\lambda = 3,6166 \mu\text{m}$.
- c- $\lambda = 3,617 \mu\text{m}$

À partir de ce tableau on peut tracer les réponses du capteur pour chacune des longueurs d'ondes précédentes. Cela est représenté en figure 3.10.

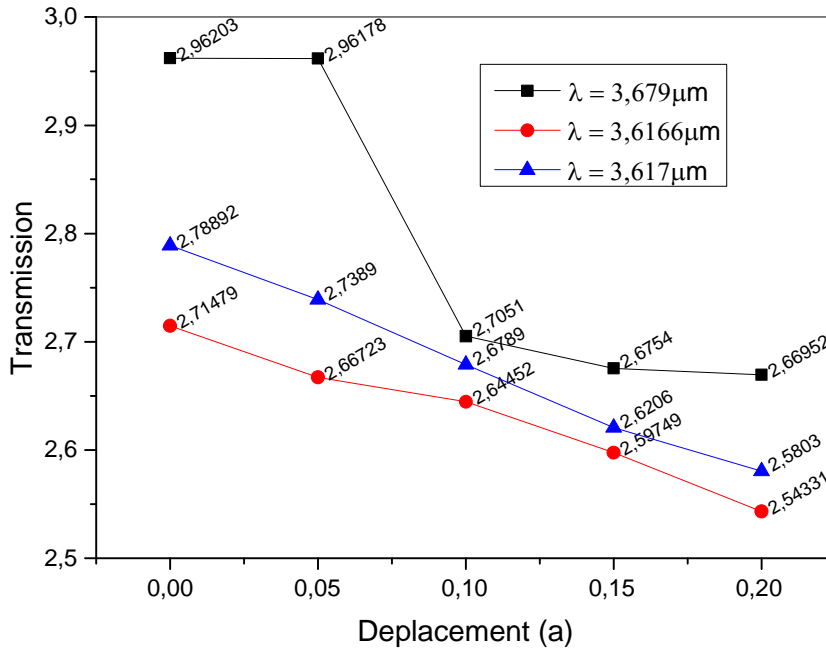


Figure 3.10: Spectre de réponse autour de la longueur d'onde 3.618 μm

La figure 3.11 donne la sensibilité du capteur pour chaque longueur d'onde.

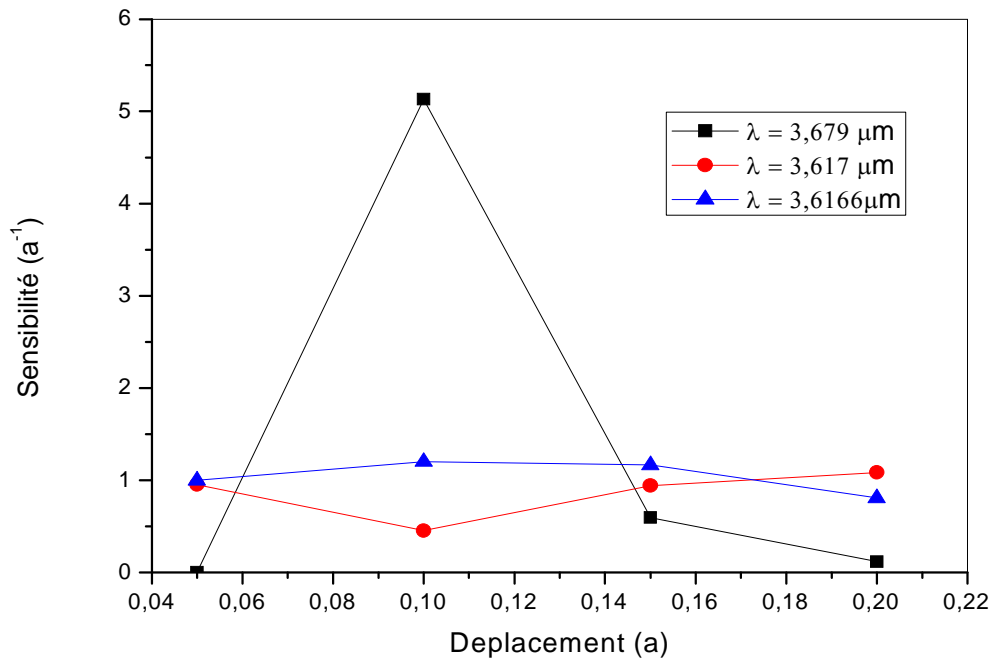


Figure 3.11: Sensibilité du capteur aux alentours de la longueur d'onde 3.618 μm

3.6. Discussion des résultats :

La discussion des résultats se fera en deux parties : la première portera sur la forme de la réponse du design proposé en fonction du déplacement, tandis que dans la seconde, on discutera les valeurs de la sensibilité que ce dernier nous a permis d'obtenir

3.6.1. Zone de fonctionnement quasi-linéaire du capteur

Pour ce qui est de la linéarité du capteur, on peut constater aisément à partir des figures 3.8 et 3.10 que ce design présente une fonction de transfert d'assez bonne linéarité seulement autour des longueurs d'onde $\lambda = 3.11780\mu\text{m}$ et $\lambda = 3.617\mu\text{m}$ (courbes en triangles bleus), ce qui est bien montré en figure 3.12. Mais ce n'est pas le cas pour les autres longueurs d'onde ou ce dernier présente une très mauvaise linéarité surtout pour $3.679\mu\text{m}$.

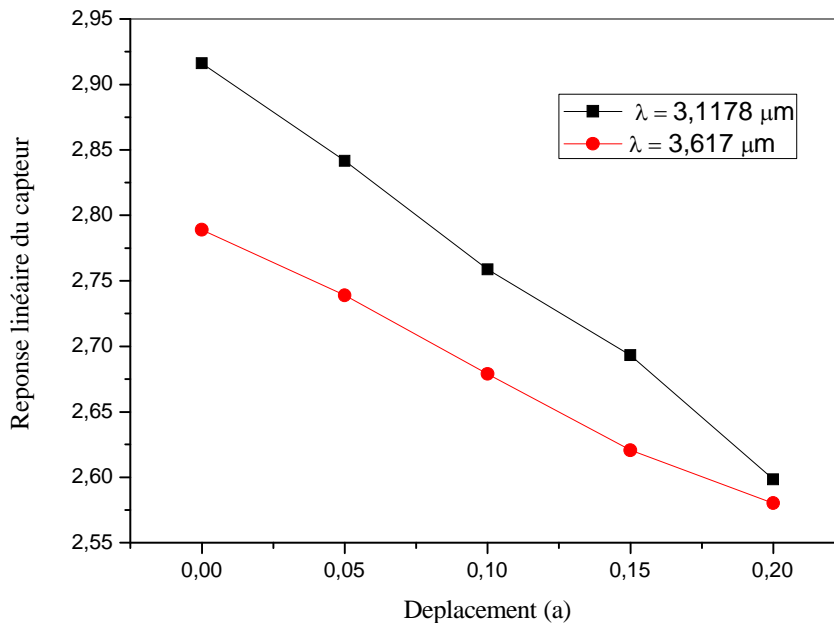


Figure 3.12: Réponse du capteur dans les régions quasi-linéaire

3.6.2. Sensibilité du capteur

Pour ce qui est de la sensibilité et qui représente d'ailleurs la pente de la courbe de transfert, Le tableau 4.3 donne les sensibilités pour les différentes longueurs d'ondes considérées en fonction des déplacements pris en compte lors des simulations.

Longueur d'ondes	3,11815 μm	3,11780 μm	3,11718 μm	3,679 μm	3,6166 μm	3,617 μm
Déplacement (a)	Sensibilité (a^{-1})					
0 - 0,05	1,44	1,44	1,49	0,005	0,95	1,00
0.05 - 0,1	1,32	1,79	1,66	5,13	0,45	1,2
0.1 - 0,15	0,86	1,53	1,31	0,6	0,94	1,17
0.15 - 0,2	0,74	2,4	1,9	0,12	1,08	0,81

Le tableau 4.3 : Les sensibilités obtenues pour les longueurs d'ondes considérées

On remarque à partir de ce tableau que pour les deux cas, la sensibilité n'est pas vraiment constante mais qui diffère suivant l'intervalle de déplacement considéré. Pour la longueur d'ondes 3,11780 μm , le capteur présente un maximum de sensibilité de 2,4 a^{-1} entre 0.15a et 0.2a, et un autre maximum de 5,13 a^{-1} pour de la longueur d'onde 3,679 μm entre 0.05a et 0.1a. D'un autre coté on peut aussi remarquer que cette sensibilité est quasi-constante pour les longueurs d'onde 3,11718 μm et 3,617 μm pour tout l'intervalle de déplacement 0 - 0.2a et aussi pour 3,11780 μm entre 0 et 0.15a.

En comparant nos résultats par rapport à la littérature du domaine on peut dire que nos résultats sont assez satisfaisants dans la plus part des cas et présentent même un maximum de 5,13 a^{-1} qui est très important par rapport travaux effectuées jusqu'à présents.

3.7. Conclusion :

Dans ce chapitre nous avons proposé un design pour un capteur de déplacement micrométrique à cristaux photonique. Le substrat de base utilisé dans ce capteur est en silicium d'indice de réfraction effectif de 2.654. Les résultats que nous avons obtenus grâce à la structure que nous avons proposée sont très bons et peuvent aisément être améliorée par un choix approprié d'une cavité qui peut fournir de meilleur et résultats et aussi qui peut garantir un bon compromis entre linéarité et sensibilité.

Références du chapitre 3:

- [1] Daquan Yang, Huiping Tian, Yuefeng Ji, Microdisplacement sensor based on high-Q nanocavity in slot photonic crystal. *Optical Engineering* 50(5), 054402 (May 2011)
- [2] Saeed OLYAEE and Morteza AZIZI, Micro-Displacement Sensor Based on High Sensitivity Photonic Crystal. *Photonic Sensors*, 2014
- [3] Z. Xu, L. Cao, C. Gu, Q. He, and G. Jin, "Micro-displacement sensor based on line-defect resonant cavity in photonic crystal," *Optics Express*, 2006, 14(1): 298–305.
- [4] *sensor array based on ring-shaped holes photonic crystal H0-cavity. Optik SafiaArafa, Mohamed Bouchemat, TourayaBouchemat, AhlemBenmerkhi, High sensitive optofluidic* 131 (2017) 49–57.
- [5]Z. Xu, L. Cao, C. Gu, Q. He, and G. Jin, "Micro-displacement sensor based on line-defect resonant cavity in photonic crystal," *Optics Express*, 2006, 14(1): 298–305.
- [6] Daquan Yang, HuipingTian, YuefengJi, Microdisplacement sensor based on high-Q nanocavity in slot photonic crystal. *Optical Engineering* 50(5), 054402 (May 2011)
- [7] S.Olyae and A. A. Dehghani , High Resolution and Wide dynamic Range PressureSensor Based on Two-Dimensional Photonic Cristal. *Photonic Sensor* (2012) Vol.2, No. 1, 92-96

CONCLUSION GENERALE

Conclusion générale :

Le travail que nous avons effectué dans ce mémoire été orienté principalement vers l'étude et la synthèse de capteur de grandeurs mécaniques ; et plus précisément les capteurs de déplacement et de micro-déplacement.

Le capteur de déplacement à cristaux photonique, nous avons également proposés un design que nous avons développé nous-même. Le substrat utilisé dans ce capteur est en silicium d'indice de réfraction effectif de 2.654 UIR. Les résultats que nous avons obtenus grâce à cette structure sont très bons et très satisfaisantes puisque on a obtenus des sensibilités entre 1.44 a^{-1} et $2,4\text{a}^{-1}$ pour une longueur d'onde de $3.1178\mu\text{m}$, et même on put avoir un maximum de 5.13a^{-1} pour une longueur d'onde de $3.679\mu\text{m}$. Ces résultats peuvent aisément être améliorés par un choix approprié d'une cavité qui peut satisfaire le bon compromis universelle des capteurs; une bonne linéarité et une parfaite sensibilité.

Summary

Photonic crystals represent a new class of optical materials that takes the interaction of light matter to a very high level of sophistication. These man-made structures are characterized by periodic single-dimensional (1D), two-dimensional (2D) or three-dimensional (3D) arrangements dielectric materials that lead to the formation of an energy band structure for electromagnetic waves propagating inside. Recent advances in micro-structuring technology offer enormous flexibility in the choice of material composition, network periodicity and symmetry of these arrangements, making photonic crystals with structures incorporating defects voluntarily placed into their networks. As a result, the mode structure associated with these modified photonic crystals can be adapted to almost any field, especially in the field of detection. Due to the effect of high photon containment in defects such as microcavities and linear defects such as waveguides in these types of structures, ultra-high resolutions of the order of the mono molecule or ultimate volume of the order of femto liter can be achieved through sensors made by photonic crystal technology. Therefore, photonic crystals make possible the realization of dream sensors and allow designing real laboratories on single chip

This work comes into this context, in fact we will design mechanical sensors based on two-dimensional photonic crystals and more particularly we will propose a design ensuring the measurement of displacement with great sensitivity

Key Words: Two-dimensional photonic crystals, effective refractive index, RI sensitivity, mechanical sensors, motion sensitivity.

ملخص :

تمثل البلورات الضوئية فئة جديدة من المواد الضوئية التي تأخذ تفاعل المادة الضوئية إلى مستوى عالٍ جداً من التطور. تتميز هذه الهياكل من صنع الإنسان بتواضع دوري أحادي الأبعاد 1 D، أو ترتيبات ثنائية الأبعاد 2 D أو ثلاثية الأبعاد 3 D، وهي ترتيبات المواد العازلة التي تؤدي إلى تكوين بنية نطاق طاقة للموجات الكهرومغناطيسية التي تنتشر في الداخل. توفر التطورات الأخيرة في تكنولوجيا الهيكلة الجزئية مرونة هائلة في اختيار تكوين المواد ودورية الشبكة وتجانس هذه الترتيبات، مما يسمح بصنع بلورات فوتونية تحتوي على هياكل تتضمن عيوب موضوعة عمداً داخل شبكاتها. ونتيجة لذلك، يمكن تكيف بنية الوضع المرتبطة بهذه البلورات الضوئية المعدلة مع جميع المناطق تقريباً، وخاصة في مجال الكشف و الكواشف.

نظراً لتأثير الأحتواء العالي للفوتون في عيوب مثل التجويفات الدقيقة والعيوب الخطية مثل الموجهات الموجية في هذه الأنواع من البنى، يمكن تحقيق مستويات عالية للغاية من الدقة من خلال أجهزة الاستشعار المصنوعة من تقنية الكريستال الفوتوني. لذلك، تتيح البلورات الضوئية تحقيق أجهزة استشعار الحلم وتسمح حتى بتصميم مختبرات حقيقية على شريحة واحدة.

هذا العمل يأتي في هذا السياق، في الواقع سنصمم أجهزة استشعار ميكانيكية تعتمد على بلورات فوتونية ثنائية الأبعاد، وبشكل خاص سنقترح تصميمًا يضمن قياس الإزاحة مع حساسية عالية

الكلمات المفتاحية : بلورات فوتونية ثنائية الأبعاد، مؤشر فعال لإعادة التفسير، حساسية RI ، مستشعرات ميكانيكية، حساسية الحركة.

Summary

Photonic crystals represent a new class of optical materials that takes the interaction of light matter to a very high level of sophistication. These man-made structures are characterized by periodic single-dimensional (1D), two-dimensional (2D) or three-dimensional (3D) arrangements dielectric materials that lead to the formation of an energy band structure for electromagnetic waves propagating inside. Recent advances in micro-structuring technology offer enormous flexibility in the choice of material composition, network periodicity and symmetry of these arrangements, making photonic crystals with structures incorporating defects voluntarily placed in the breasts of their networks. As a result, the mode structure associated with these modified photonic crystals can be adapted to almost any field, especially in the field of detection. Due to the effect of high photon containment in defects such as microcavities and linear defects such as waveguides in these types of structures, ultra-high resolutions of the order of the mono molecule or ultimate volume of the order of femto liter can be achieved through sensors made by photonic crystal technology. Therefore, photonic crystals make possible the realization of dream sensors and allow designing real laboratories on single chip .This work comes into this context, in fact we will design mechanical sensors based on two-dimensional photonic crystals and more particularly we will propose a design ensuring the measurement of displacement with great sensitivity

Key Words: Two-dimensional photonic crystals, effective refractive index, RI sensitivity, mechanical sensors, motion sensitivity.

ملخص :

تمثل البلورات الضوئية فئة جديدة من المواد الضوئية التي تأخذ تفاعل المادة الضوئية إلى مستوى عالٍ جدًا من التطور. تتميز هذه الهياكل من صنع الإنسان بتواضع دوري أحادي الأبعاد 1D، أو ترتيبات ثنائية الأبعاد 2D أو ثلاثية الأبعاد 3D، وهي ترتيبات المواد العازلة التي تؤدي إلى تكوين بنية نطاق طاقة للموجات الكهرومغناطيسية التي تنتشر في الداخل. توفر التطورات الأخيرة في تكنولوجيا الهيكلة الجزيئية مرونة هائلة في اختيار تكوين المواد ودورية الشبكة وتجانس هذه الترتيبات، مما يسمح بصنع بلورات فوتونية تحتوي على هياكل تتضمن عيوب موضوعة عمداً داخل شبكاتها. ونتيجة لذلك، يمكن تكييف بنية الوضع المرتبطة بهذه البلورات الضوئية المعدلة مع جميع المناطق تقريباً، وخاصة في مجال الكشف والكواشف.

نظراً لتأثير الأحتواء العالي للفوتون في عيوب مثل التجويفات الدقيقة والعيوب الخطية مثل الموجهات الموجية في هذه الأنواع من البنى، يمكن تحقيق مستويات عالية للغاية من الدقة من خلال أجهزة الاستشعار المصنوعة من تقنية الكريستال الفوتوني. لذلك، تتيح البلورات الضوئية تحقيق أجهزة استشعار الحلم وتسمح حتى بتصميم مختبرات حقيقية على شريحة واحدة.

هذا العمل يأتي في هذا السياق، في الواقع سنصمم أجهزة استشعار ميكانيكية تعتمد على بلورات فوتونية ثنائية الأبعاد، وبشكل خاص سنقترح تصميمًا يضمن قياس الإزاحة مع حساسية عالية

الكلمات المفتاحية : بلورات فوتونية ثنائية الأبعاد، مؤشر لإعادة التفسير الفعال ، حساسية RI ، مستشعرات ميكانيكية، حساسية الحركة.