

الجمهورية الجزائرية الديمقراطية الشعبية
République Algérienne Démocratique et Populaire
وزارة التعليم العالي والبحث العلمي

Ministère de l'Enseignement Supérieur et de la Recherche Scientifique

Centre Universitaire BOUSSOUF Abdelhafid -Mila
Institut des Sciences et Technologie
Département de Génie Mécanique et Électromécanique



N° Ref :.....

Projet de Fin d'études préparé En vue de l'obtention du diplôme
de MASTER
Spécialité : Électromécanique

Étude et conception d'un capteur de température

Réalisé par :

- FENAGHRA Abir**
- LEKNOUCHE Maissa**

Soutenu devant le jury :

Dr. M. TIAR
Dr. R. SOUADEK
Dr. M. BENENIA

Président
Examinatrice
Promotrice

Année universitaire : 2023/2024

الإهداء

الحمد لله حبا وامتنانا ما كنت لأفعل هذا لولا فضل الله فالحمد لله على البدء والختام

(وآخر دعواهم ان الحمد لله رب العالمين)

نلتها وعانقت اليوم مجدا عظيما لم تكن الرحلة قصيرة ولا ينبغي لها ان تكون لم يكن طريق الحلم قريبا ولا الطريق محفوفا بالتسهيلات لكنني فعلتها ونلتها انظر لنفسي ولنجاحي كالذي ينظر إلى معجزته تحقق الحلم بفضل الله وأصبح واقعا افتخر به

الى الرجل العظيم الذي احمل اسمه فخرا حاملة شرف لقبك بكل اعتزاز الى ركني العظيم في الحياة الى من كلله الله بالهيبة والوقار الى من كلل العرق جبينه ودعمني بلا حدود وأعطاني بلا مقابل من علمني ان النجاح لا يأتي الا بالصبر والاصرار الى النور الذي انار دربي والسراج الذي لا ينطفئ نوره في قلبي ابدا من بدل الغالي والنفيس من أجلي الى من استمد منه قوتي واعتزازي بذاتي الى مأمني الوحيد وفرحتي الدائمة والدي العزيز متعه الله بالصحة والعافية

إلى من جعل الله الجنة تحت اقدامها الى من وضعتني على طريق الحياة وغمرتني بحبها واحتضنتني قلبها قبل يدها وسهلت لي الشدائد بدعائها من كان وجودها يمدني بالسعي دون ملل نبراس ايامي ووهج حياتي داعمتي الاولى ووجهتي التي استمد منها قوتي الى من سهرت وساندت وكافحت دوما إلى الانسانة العظيمة التي لا طالما تمننت ان تقر عينها لرؤيتي في يوم كهذا دمتي لي روحا لا اعيش إلا بها أُمي العزيزة متعها الله بالصحة والعافية

الى ضلعي الثابت وأمان ايامي الى من شددت عضدي بهم فكانوا لي ينابيع ارتوي منها الى خيرت ايامي وصفوتها الى قرة عيني الى اخواتي الغاليات آية ورحمة

الى من كاتفنتي ونحن نشق الطريق معنا نحو النجاح في مسيرتنا العلمية الى زميلتي ورفيقة دربي

لكنوش ميساء

الى من كان عوننا وسندا في هذا الطريق الى اصدقائي الاوفياء ورفقاء السنين لأصحاب الشدائد والازمات أسماء وفردوس

الى من افاضني بمشاعره ونصائحه المخلصة اليكم عائلتي اهديكم هذا الانجاز وثمره نجاحي الذي لا طالما تمنيته ها انا اليوم اتممت وأكملت اول ثمرته بفضل سبحانه وتعالى الحمد لله على ما وهبني وأن يجعلني مباركا وأن يعينني اينما كنت

اخيرا من قال انا لها نالها فانا لها وإن ابنت رغما عنها اتيت بها الشكر موصول لنفسي على الصبر والعزيمة والاصرار والتي كانت أهلا للمصاعب ها انا اختم كل ما مررت به بفخر ونجاح الحمد لله من قبل ومن بعد راجية من الله تعالى ان ينفعني بما علمني وأن يعلمني ما أجهل ويجعله حجة لي لا علي

فناغرة عبير

الإهداء

قال تعالى: (قل اعملوا حتى يرى الله عملكم ورسوله والمؤمنون)
إلهي لا يطيب الليل الا بشكرك ... ولا يطيب النهار الا بطاعتك...
ولا تطيب اللحظات الا بذكرك... ولا تطيب الآخرة الا بعفوك...
ولا تطيب الجنة الا برويتك الله ﷺ
الى من بلغ الرسالة... وأدى الأمانة... ونصح الأمة... الى نبي الرحمة ونور العالمين سيدنا محمد صلى
الله عليه وسلم
الى من كلفه الله بالهبة والوقار... الى من علمني العطاء بدون انتظار... الى من احمل اسمه بكل
افتخار... ارجو من الله ان يرحمك ويسكنك في فسيح جناته وستبقى كلماتك نجوما اهتدي بها اليوم
وفي الغد والى الابد
والدي العزيز رحمه الله
اهدي ثمرة جهدي المتواضع الى من وهبتي الحياة والامل، والنشأة على شغف الاطلاع والمعرفة،
الى من علمتني الارتقاء على سلم الحياة بحكمة وصبر، برا واحسانا وفاء لها
امي الغالية
الى ملائكة رزقي الله بهن لأعرف طعم الحياة الجميلة، تلك الملائكة التي غيرن مفاهيم الحب
والسعادة ساجد، أسينات وأمجد
الى من وهبني الله نعمة وجودهم في حياتي الى العقد المتين من كانوا عوننا في رحلة بحثي اخواتي،
زوجة اخي وأخي
الى من كانوا بمثابة عائلتي الثانية وجعلوا رحلة الدراسة ممتعة مليئة بالذكريات اهدي لكم ثمرة
جهودي وفرحة قلبي
صديقاتي
الى من كانتني ونحن نشق الطريق معا نحو النجاح في مسيرتنا العلمية الى رفيقة دربي: عبير فناغرة
الى أولئك المطلعين على عثراتنا وعيوبنا، التي اجتهدت على اخفائها دون ان يكونوا يدا تضغط على
الجرح، اليوم اقطف ثمرة سنين واهديها لكل من احتضن حلمي وروحي
الى كل من ساعدني وكان له دور من قريب او بعيد في إتمام هذه الدراسة، سائلة المولى ان يجزي
الجميع خير الجزاء في الدنيا والآخرة
وأخيرا وصلنا لأخر المشوار ... تخرجنا بعزم وإصرار

لكنوش ميساء

REMERCIEMENT

Avant tout, nous remercions Dieu le tout puissant et miséricordieux, qui nous a aidé dans nos études et nous a donné la force, la patience et la volonté d'accomplir ce Modeste travail.

Nous tenons à exprimer nos sincères remerciements et notre gratitude à notre encadrante **Mme. BENENIA Meriem** pour ses conseils, son aide et son infinie patience tout au long de la période d'achèvement de ce travail. Nos vifs remerciements vont également aux membres du jury pour l'intérêt qu'ils ont porté à notre recherche en acceptant d'examiner notre travail

Et de l'enrichir par leurs propositions. Nous adressons également nos remerciements à tous nos enseignants pendant nos études et à tous les employés du Département Électromécanique.

Enfin, nous remercions toutes les personnes qui ont participé de près ou de loin à la réalisation de ce travail.

Liste des abréviations

| | |
|-------------------|---------------------------------------------------|
| HVAC | Heating, ventilation and air conditioning |
| CO | Capteur d'occupation |
| NFC | Communication en Champ Proche |
| RTD | resistance temperature Detector |
| NTC | Coefficient de température négatif |
| PTC | Coefficient de Température Positive |
| IR | Capteur infrarouge |
| BIP | Bande interdite photonique |
| 1D, 2D, 3D | Un, deux, trois dimensions |
| FDTD | Finite Difference in the Time Domaine |
| CPs | Cristaux Photoniques |
| TE | Transverse Électrique |
| TM | Transverse Magnétique |
| T | Température |
| PCW | Guide d'Onde à Cristaux Photoniques |
| Dn | Contraste d'Indice |
| nh | Indice de Réfraction du Matériau de Haut Indice |
| nl | Indice de Réfraction du Matériau de Faible Indice |
| E | Champ électrique |
| H | Champ magnétique |
| CPh | Cristal photonique |

Liste des symboles

| | |
|-----------------------|----------------------------------------------------------------|
| λ | Longueur d'onde |
| ϵ_r | Permittivités |
| a | période |
| n | Indice de réfraction |
| a_1, a_2 | Épaisseur des couches de permittivité ϵ_1, ϵ_2 |
| $\omega_0 = 2\pi f_0$ | Fréquence |
| k | Vecteur d'onde |
| f | Facteur de remplissage |

Table des matières

Liste des abréviations

Liste des symboles

Table des matières

Liste des tableaux

Liste des figures

Résumé

Introduction générale..... 1

Chapitre I : Généralité sur les capteurs

| | |
|---------------------------------------------------------|----|
| I.1.Introduction | 3 |
| I.2. Généralités sur les capteurs | 3 |
| I.2.1. Définition de capteur | 3 |
| I.2.2. Les différentes catégories de capteurs | 3 |
| I.3. Capteur de température..... | 8 |
| I.3.1. Définition | 8 |
| I.3.2. Fonctionnement d'un capteur de température | 8 |
| I.3.3. Types de capteurs de température..... | 9 |
| Conclusion | 15 |

Chapitre II : Les cristaux photoniques

| | |
|----------------------------------------------------------------------------|----|
| Introduction..... | 16 |
| II.1. Définition | 16 |
| II.1.1. Principales caractéristiques des Cristaux photoniques | 18 |
| II.1.1.1. Le contraste d'indice D_n : | 18 |
| II.1.1.2. La période | 18 |
| II.1.1.3. Facteur de remplissage f | 19 |
| II.1.1.4. Bande interdite photonique | 19 |
| II.2. Les différents types et classification des cristaux photoniques..... | 21 |

| | |
|--------------------------------------------------------------------------------------------------------|----|
| II.2.1. Les cristaux photoniques unidimensionnels (Empilement de couches minces, réseau de Bragg)..... | 21 |
| II.2.2. Cristaux photoniques bidimensionnels (2D) | 23 |
| II.3.2.1. Différentes familles de cristaux photoniques bidimensionnels | 26 |
| II.2.3. Les cristaux photoniques tridimensionnels | 29 |
| II.3. Défaut dans un cristal photonique | 31 |
| II.3.1. Défauts ponctuels | 31 |
| II.3.2. Défauts étendus | 33 |
| II.3.3. Défauts linéiques | 33 |
| II.4. Application des cristaux photonique :..... | 34 |
| II.4.1. Guides d'onde à cristaux photoniques : | 34 |
| II.4.2. Diviseur de puissance | 34 |
| Conclusion | 35 |

Chapitre III : Conception du capteur de température à cristaux photoniques

| | |
|----------------------------------------------------------------|-----------|
| Introduction..... | 36 |
| III.1. Les Capteurs de température à cristaux photoniques..... | 36 |
| III.1.1. Les cavités | 36 |
| III.2. Fondement théorique | 40 |
| III.2.1. Équation de Faraday (loi de l'induction) | 41 |
| III.2.2. Équation d'Ampère (loi d'Ampère-Maxwell) | 42 |
| III.2.3. Mode TM (Magnétique Transverse) | 43 |
| III.2.4. Mode TE (Électrique Transverse) | 43 |
| III.3. Conception | 44 |
| III.4. Résultat | 46 |
| Conclusion | 51 |
| Conclusion générale | 51 |
| Références bibliographiques | 52 |
| Annexes..... | 55 |

Liste des tableaux

Tableau I.1. Type de matériau utilisé et caractéristique électrique des capteurs passifs4
Tableau I.2. Grandeurs d'entrée et de sortie et effet utilisé pour les capteurs actifs..... 5
Tableau II.1. Caractéristiques géométriques principales des réseaux bidimensionnels
carré et triangulaire29
Tableau III.1. Température par rapport à l'indice de réfraction de la silice.....45

Liste des figures

Chapitre I : Généralité sur les capteurs

Figure I.1. Différents types de capteur intelligent 6
Figure I.2. Capteur température 8
Figure I.3. Thermocouple 9
Figure I.4. Principe de mesure avec thermocouple. 10
Figure I.5. Sonde RTD 11
Figure I.6. Thermistance..... 11
Figure I.7. Capteur de température à infrarouges 12
Figure I.8. Pyromètre optique..... 14

Chapitre II : Les cristaux photoniques

Figure II.1. Cristaux photoniques à une (1D), deux (2D) et trois dimensions (3D) 17
Figure II.2. Cristal photonique naturel : (a) opale, (b) papillon morpheus 17
Figure II.3. Période 18
Figure II.4. Réseau réel, réciproque, première zone de Brillouin et zone de Brillouin irréductible pour les cristaux 2D : (a) triangulaire ; (b) carré..... 19
Figure II.5. Polarisation possible dans une structure à bande interdite photonique : TM et TE. 20
Figure II.6. Diagramme de bandes d'un cristal photonique (réseau triangulaire) gravé dans un milieu diélectrique de l'indice de réfraction substrat =1.4 avec un facteur de remplissage de $f = 0.30$: (a) Polarisation TE; (b) Polarisation TM 21
Figure II.7. BIP unidimensionnel, empilement de couches de permittivités différentes. 22
Figure II.8. Structure de base d'un cristal photonique unidimensionnel 22
Figure II.9. Réflexions et transmissions aux interfaces d'un miroir de Bragg..... 23
Figure II.10. Structure périodique 2D connectée 24
Figure II.11. Structure périodique 2D déconnectée 24
Figure II.12. la zone de Brillouin associée en (a) Réseau carré et (b) Réseau triangulaire 25
Figure II.13. Diagramme de bande d'un cristal photonique triangulaire de trous d'air dans une matrice diélectrique ($\epsilon_1 = 12$) pour un facteur de remplissage en air de 63 % ($r/a = 0,43$). Les bandes TE sont en traits pleins et les bandes TM en pointillés 26
Figure II.14. Structure carré 26
Figure II.15. Structure triangular 27

| | |
|--------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------|----|
| Figure II.16. Structure hexagonal graphite | 27 |
| Figure II.17. Structure Nitrure de Bore | 28 |
| Figure II.18. Structure « La Yablonovitch » | 30 |
| Figure II.19. Structure "tas de bois"..... | 30 |
| Figure II.20. (a) Les opales directes ; (b) les opales inverses | 31 |
| Figure II.21. (a) Défaut lacunaire ; (b) Défaut de substitution..... | 32 |
| Figure II.22. (a) Défaut lacunaire ; (b) et (c) Défauts de substitutions. | 32 |
| Figure II.23. Spectre de transmission d'un cristal hexagonal de tiges diélectriques avec ou sans défaut lacunaire..... | 32 |
| Figure II.24. Simulation de la propagation du champ électromagnétique dans un guide d'onde réalisé dans un cristal photonique | 33 |
| Figure II.25. Schéma d'un guide défaut dans un réseau (a) de colonnes d'un diélectrique (b) de trous d'air | 34 |
| Figure II.26. Différents composants à base de défauts linéaires, a) guide droit, b) virage à 120° et c) jonction Y | 34 |
| Figure II.27. Le diviseur à cristaux photoniques..... | 35 |

Chapitre III : Conception du capteur de température à cristaux photoniques

| | |
|-----------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------|----|
| Figure III.1. cavité carrée dans un cristal photonique carré avec un paramètre de maille 600 nm | 37 |
| Figure III.2. (a) Cavité triangulaire dans un cristal photonique triangulaire avec un paramètre de maille 600 nm, (b) cavité hexagonale sur membrane suspendue | 37 |
| Figure III.3. Cavité rectangulaire dans un cristal photonique triangulaire avec un paramètre de maille 560 | 38 |
| Figure III.4. Structure du capteur de température proposée par F.Hai et al..... | 39 |
| Figure III.5. Structure du capteur de température proposée par A.Hocini et A.Harhouz | 40 |
| Figure III.6. Conception de la structure PCRR..... | 44 |
| Figure III.7. Spectre de transmission pour différentes températures | 49 |
| Figure III.8. Amplitude de transmission en fonction de la température vs..... | 50 |
| Figure III.9. Décalage de longueur d'onde avec la température | 51 |

Résumé

Les capteurs de température à base de cristaux photoniques sont des dispositifs innovants qui utilisent les propriétés uniques des cristaux photoniques pour détecter les changements de température. Ces capteurs fonctionnent en détectant les changements dans les propriétés de la lumière, comme l'intensité ou la longueur d'onde, en réponse aux variations de température.

Ce travail vise à concevoir des capteurs à cristaux photoniques pour la détection de température à deux dimensions, dans le but d'atteindre une sensibilité optimale. L'identification est basée sur l'évolution de l'indice de réfraction du Si à cause de la variation de température. Par conséquent, nous étudions les bandes optiques interdites, puis nous simulons la transmission lumineuse pour différentes températures en utilisant la méthode des différences finies.

Mots-clés : capteurs de température, cristaux photoniques, bande interdite photonique, indice de réfraction.

Abstract

Photonic crystal-based temperature sensors are innovative devices that use the unique properties of photonic crystals to detect temperature changes. These sensors work by detecting changes in the properties of light, such as intensity or wavelength, in response to temperature variations. This study aims to design two-dimensional temperature-sensing photonic crystal sensors, with the aim of achieving optimal sensitivity and a high-quality factor. The identification is based on the evolution of the refractive index of Si due to the temperature variation. Therefore, we study the forbidden optical bands, then we simulate the light transmission for different temperatures using the finite difference method.

Keywords: temperature sensors, photonic crystals, bandgap photonics, refractive index, quality factor.

المخلص

أجهزة استشعار درجة الحرارة الضوئية القائمة على الكريستال هي أجهزة مبتكرة تستخدم الخصائص الفريدة للبلورات الضوئية لاكتشاف التغيرات في درجات الحرارة. تعمل هذه المستشعرات عن طريق اكتشاف التغيرات في خصائص الضوء، مثل الشدة أو الطول الموجي، استجابة لتغيرات درجة الحرارة. تهدف هذه الدراسة إلى تصميم مستشعرات بلورية ضوئية ثنائية الأبعاد لاستشعار درجة الحرارة، بهدف تحقيق الحساسية المثلى وعامل الجودة العالية. ويستند تحديد على تطور معامل الانكسار من سي بسبب تغير درجة الحرارة. لذلك، ندرس النطاقات البصرية المحظورة، ثم نقوم بمحاكاة انتقال الضوء لدرجات حرارة مختلفة باستخدام طريقة الاختلاف المحدود.

الكلمات المفتاحية: حساسات درجة الحرارة، البلورات الضوئية، فجوة الحزمة الضوئية، معامل الانكسار، عامل

الجودة.

Introduction générale

Introduction générale

Ces dernières années, les demandes industrielles sont devenues plus importantes dans les divers secteurs nécessitant des technologies de pointe, telles que les télécommunications optiques (filtres, démultiplexeurs et fibres à cristaux photoniques) [1,2], ainsi que dans l'optoélectronique.

La température revêt une importance capitale dans le domaine industriel, elle joue un rôle essentiel en tant que grandeur principale dont la valeur doit être précise. Pour obtenir un résultat précis de température, les ingénieurs ont choisi de faire appel à la mesure automatique par des capteurs

L'évolution de la science et de la technologie dans le domaine de la mesure thermique témoigne de l'histoire captivante des capteurs de température, qui traverse les époques. Depuis les premiers thermoscopes à l'actuelle utilisation des capteurs sophistiqués, chaque étape de cette évolution a été caractérisée par des découvertes et des progrès importants.

Au XVI^e siècle, l'histoire des capteurs de température commence avec l'apparition du thermoscope par Galilée en 1592, un appareil qui permettait de repérer les fluctuations de température, mais sans une échelle de mesure de précision [3]. Ce progrès a permis des avancées plus tardives, dont l'une des plus significatives est l'introduction du thermomètre à mercure par Gabriel Fahrenheit en 1714, offrant une mesure précise et reproductible de la température [4].

Pendant le XVIII^e siècle, le thermomètre à alcool est devenu une option plus fiable que le thermomètre à mercure dans certaines situations, tandis que le XIX^e siècle a connu l'apparition des thermocouples, qui utilisent le principe de thermoélectricité pour de précises mesures de température sur une large plage de températures [5].

Le siècle dernier a été caractérisé par l'apparition des thermistances, des résistances dont la valeur varie en fonction de la température, ce qui leur confère une plus grande sensibilité pour des applications particulières qui nécessitent une mesure précise de la température [6]

Actuellement, les capteurs de température ont atteint un niveau de perfection sans précédent, en utilisant des technologies comme les capteurs à fibre optique et les capteurs à cristaux photoniques pour des mesures très précises et dans différents environnements. L'histoire met en évidence l'évolution constante des capteurs de température, passant des

dispositifs basiques aux instruments sophistiqués d'aujourd'hui, témoignant ainsi de l'ingéniosité humaine et de l'importance croissante de la mesure précise de la température dans différents domaines scientifiques et industriels [7].

Les cristaux photoniques sont des composants périodiques qui régulent la diffusion de la lumière à des échelles nanométriques. La première apparition du cristal photonique remonte à 1987 [8,9] et la fabrication du premier cristal photonique a eu lieu en 1991. L'innovation de leur conception ouvre de nouvelles perspectives dans différents secteurs, en particulier en tant que éléments essentiels pour les capteurs optiques hautement sensibles. En outre, la simulation numérique, en particulier avec COMSOL Multiphysics, joue un rôle crucial dans la conception, l'amélioration et l'analyse de ces appareils photoniques. Cette présentation explore le domaine des cristaux photoniques et examine leur potentiel en tant que capteurs optiques, ainsi que leur analyse en utilisant la simulation avec COMSOL.

Grâce à COMSOL, il est possible d'analyser en profondeur les caractéristiques des cristaux photoniques, comme leur dispersion, leur réponse spectrale et leur interaction avec la lumière qui les entoure. Cela rend la création et l'amélioration de capteurs optiques utilisant ces structures plus simples, en fournissant une vision approfondie de leur fonctionnement et de leurs performances prévues [10].

La méthode des différences finies dans le domaine temporel (FDTD) est une technique numérique rigoureuse et efficace pour la modélisation des dispositifs optiques à l'échelle nanométrique. Cette technique permet de visualiser la propagation des ondes électromagnétiques dans divers matériaux et structures, notamment les cristaux photoniques.

Pour la simulation des paramètres du capteur nous avons l'outil du logiciel Matlab

Ce mémoire se présente comme suit :

Chapitre 1 : Généralité sur les capteurs où nous avons parlé des types de capteurs et nous nous sommes concentrés sur le capteur de température, ses types et son fonctionnement.

Chapitre 2 : Cristaux photonique examine dans ce chapitre les cristaux photoniques, des structures qui contrôlent la propagation de la lumière grâce à une répartition périodique de permittivités relatives, créant une bande interdite photonique (BIP). Utilisés dans des applications telles que les guides d'onde et les diviseurs de puissance

Chapitre 3 : Conception du capteur de température à cristaux photoniques examine la conception et l'efficacité des capteurs de température utilisant des cristaux photoniques à l'aide d'outils de simulation comme COMSOL Multiphysics et MATLAB.

Et on termine par une conclusion générale .

Chapitre I

Généralité sur les capteurs

I.1.Introduction

Dans notre société contemporaine, les capteurs jouent un rôle essentiel en permettant de repérer et de mesurer différentes dimensions physiques ou chimiques. Ceux-ci sont utilisés dans divers secteurs tels que l'industrie, l'automobile, la santé, l'aéronautique et l'électronique. Leur rôle principal consiste à transformer ces grandeurs en signaux électriques ou optiques, qui peuvent ensuite être utilisés pour surveiller, contrôler ou analyser des processus industriels.

Parmi les diverses catégories de capteurs, les capteurs de température jouent un rôle crucial. Ils servent à évaluer la température dans divers domaines, tels que la gestion des processus industriels, la surveillance climatique et les applications médicales. Dans ce chapitre nous présentons quelques généralités sur les capteurs.

I.2. Généralités sur les capteurs

I.2.1. Définition de capteur

Un capteur est un dispositif technologique qui permet de détecter et de mesurer des grandeurs physiques tels que la lumière, la température, la pression, le mouvement, etc., afin de les convertir en signaux exploitables, généralement électriques, pour différentes utilisations comme le contrôle, la surveillance ou l'automatisation des processus industriels et environnementaux.

I.2.2. Les différentes catégories de capteurs

➤ Capteurs passifs

Les capteurs passifs permettent de détecter et de mesurer les signaux déjà présents dans leur environnement car ils ne nécessitent pas d'alimentation externe pour fonctionner. Ces signaux peuvent être acoustiques, thermiques, optiques ou magnétiques [11]

Ce fonctionnement est généralement assuré grâce à une impédance dont l'un de ses paramètres déterminants est sensible à la grandeur mesurée. La variation d'impédance résulte :

- Soit d'une variation de dimension du capteur, c'est le principe de fonctionnement d'un grand nombre de capteur de position, potentiomètre, inductance à noyaux mobile, condensateur à armature mobile.

- Soit d'une déformation résultant de force ou de grandeur s'y ramenant, pression accélération (Armature de condensateur soumise à une différence de pression, jauge d'extensomètre liée à une structure déformable).

Tableau I.1. Type de matériau utilisé et caractéristique électrique des capteurs passifs[11]

| Grandeur mesurée | Caractéristique électrique | Type de matériau utilisé |
|-----------------------------|----------------------------|------------------------------------------------------------|
| Température | Résistivité | Métaux : platine, nickel, cuivre ... |
| Très basse température | Constante diélectrique | Verre |
| Flux de rayonnement optique | Résistivité | Semi-conducteur |
| Déformation | Résistivité | Alliage de nickel, silicium dopé |
| | Perméabilité | Alliage ferromagnétique |
| Position (aimant) | Résistivité | Matériaux magnéto résistants : bismuth, antimoine d'indium |
| Humidité | Résistivité | Chlorure de lithium |

➤ **Capteurs actifs**

Un capteur actif utilise habituellement un principe physique pour transformer une quantité d'énergie correspondant à la grandeur physique mesurée en un signal électrique, énergie thermique, mécanique ou de rayonnement [11]. Les effets physiques les plus rencontrés en instrumentation sont :

- **Effet thermoélectrique** : Un circuit formé de deux conducteurs de nature chimique différente, dont les jonctions sont à des températures T_1 et T_2 , est le siège d'une force électromotrice d'origine thermique $E(T_1, T_2)$.

- **Effet piézo-électrique** : L'effet piézo-électrique se réfère à la propriété de certains matériaux, tels que certains cristaux et céramiques, de générer une charge électrique en réponse à une contrainte mécanique appliquée, ou inversement, de subir une déformation mécanique en réponse à l'application d'un champ électrique.

- **Effet d'induction électromagnétique** : La variation du flux d'induction magnétique dans un circuit électrique induit une tension électrique (détection de passage d'un objet métallique).

- **Effet photo-électrique** : libération de charges électriques dans une matière sous l'influence d'un rayonnement lumineux ou généralement une onde électromagnétique.

- **Effet Hall** : Un champ magnétique B et un courant électrique I créent une différence de potentiel UH dans le matériau.

- **Effet photovoltaïque** : Des électrons et des trous sont libérés au voisinage d'une jonction PN illuminée, leur déplacement modifie la tension à ses bornes.

Tableau I.2. Grandeurs d'entrée et de sortie et effet utilisé pour les capteurs actifs[11]

| Grandeur physique mesurée | Effet utilisé | Grandeur de sortie |
|-----------------------------|-----------------------------|--------------------|
| Température | Thermoélectricité | Tension |
| Flux de rayonnement optique | Photoémission | Courant |
| | Effet photovoltaïque | Tension |
| | Effet photo-électrique | Tension |
| Force | Piézo-électricité | Charge électrique |
| Pression | | |
| Accélération | Induction électromagnétique | Tension |
| Vitesse | | |
| Position (Aimant) | Effet Hall | Tension |
| Courant | | |

➤ **Capteur Intelligent**

Un capteur intelligent est un appareil qui est capable de détecter et de mesurer des changements physiques ou chimiques spécifiques dans son environnement, puis de convertir ces informations en un signal électrique qui peut être lu par un ordinateur ou un autre appareil

électronique [12]. Le capteur intègre des éléments de traitement numérique des données, qui lui confère des capacités d'interprétation autonomes. Les capteurs intelligents se composent ainsi de trois éléments : un ou plusieurs capteurs « classiques », un microprocesseur et une interface de communication



Figure I.1. Différents types de capteur intelligent

Les capteurs intelligents permettent de :

- Traiter, analyser et communiquer des données en temps réel
- Travailler en étant connecté à d'autres appareils, systèmes ou réseaux

- **Principe de fonctionnement**

Les capteurs intelligents fonctionnent grâce à leur aptitude à transformer des variations physiques ou chimiques particulières de l'environnement en signaux électriques exploitables. Ces capteurs convertissent les stimuli détectés en signaux électriques en utilisant des mécanismes tels que l'effet piézoélectrique, l'effet photoélectrique ou des variations de résistance. Par la suite, ces signaux sont ajustés, traités et étudiés à l'intérieur du capteur afin de produire une sortie précise qui reflète la grandeur analysée. Le contrôle en temps réel des processus industriels, la surveillance environnementale avancée ou la collecte de données pour des analyses approfondies sont essentiels pour cette sortie.

- **Traitement de l'information**

Une fois que le capteur a détecté un changement dans son environnement, il convertit qui se transforme en un signal électrique qui peut être lu par un ordinateur ou un autre appareil électronique. Les données sont ensuite traitées et analysées pour extraire des informations utiles.

- **Communication**

Les capteurs intelligents sont également en mesure de communiquer les données traitées à d'autres appareils, tels que les smart phones, les ordinateurs ou les systèmes de contrôle industriel.

- **Source d'énergie**

Les capteurs intelligents ont besoin de puissance pour fonctionner, et ils peuvent être alimentés par des batteries, des cellules solaires ou d'autres sources d'énergie. De nombreux capteurs intelligents ont des systèmes de gestion d'alimentation intégrés qui aident à prolonger la durée de vie de la batterie et à minimiser la consommation d'énergie.

- **Types de capteurs intelligents dans une maison intelligente et ses applications**

Les capteurs intelligents dans une maison intelligente incluent les capteurs de mouvement pour l'éclairage, les capteurs de fumée et de gaz, les capteurs de fuite d'eau pour prévenir les dégâts des eaux, les capteurs de contact sur les portes et fenêtres pour la sécurité, les capteurs de température et d'humidité pour le confort et l'efficacité énergétique, les capteurs de lumière pour optimiser l'éclairage naturel, et les capteurs de bruit pour surveiller les niveaux sonores et détecter les bruits inhabituels. Ces capteurs communiquent via des réseaux domestiques pour automatiser et centraliser la gestion de la maison, améliorant ainsi sécurité, confort et efficacité énergétique.

- **Avantages**

Ils permettent de réaliser d'importants gains de productivité. Les capteurs rationalisent le temps de production grâce à la corrélation de nombreux facteurs, à l'envoi d'informations contextualisées et consolidées. Les capteurs intelligents permettent aux machines d'une même usine de communiquer entre elles : la cadence de fabrication peut être adaptée et ajustée en temps réel. Le taux d'occupation des machines est maximisé.

- **Inconvénient : la sécurité et la cyber sécurité**

Les capteurs intelligents fonctionnent grâce à une technologie sans fil, type wifi, NFC (Near Field Communication) et Bluetooth. Étant par ailleurs connectés pour délivrer des informations à distance et consultables via Internet, leur sécurisation représente le défi le plus important.

Les capteurs peuvent ainsi faire l'objet d'une cyberattaque. Les machines peuvent être mises hors service sinon connaître d'importants dysfonctionnements. Le niveau de

performance de l'usine en pâtit instantanément, la production peut dans certaines situations être stoppée. Car des malwares peuvent être introduits dans les usines via les capteurs.

Le risque qui découle de ces piratages à distance est la perte de données stratégiques de l'entreprise, et des données sensibles issues des lignes de production. Les informations qui transitent d'un site à un autre ou d'une machine à une autre peuvent être volées, copiées.

I.3. Capteur de température

I.3.1. Définition

Un capteur de température est un appareil qui convertit généralement une valeur de température en un signal électrique lisible. Il est également souvent appelé sonde de température ou thermo capteur [13].

Ces appareils sont utilisés dans des endroits et dans des appareils où la température doit être mesurée avec précision ; par exemple, la température dans un circuit intégré peut être surveillée ou régulée.



Figure I.2. Capteur température[13]

I.3.2. Fonctionnement d'un capteur de température

Les capteurs de température sont des appareils qui mesurent la température d'une source de chaleur. Ils fonctionnent sur la base de différents principes physiques, tels que la tension de sortie générée par deux métaux différents lorsqu'ils sont exposés à des températures différentes, le changement de résistance d'un fil métallique lorsqu'il est exposé à des changements de température ou la quantité de rayonnement infrarouge émis par un objet.

En général, ces capteurs convertissent la température en un signal électrique proportionnel à la température mesurée. Ensuite, ce signal peut être lu par un affichage ou traité par un système de contrôle pour prendre des décisions en fonction de ces valeurs.

I.3.3. Types de capteurs de température

Il existe plusieurs types de capteurs de température. Certains de ces types les plus courants incluent :

➤ **Thermocouples**

Ce sont des capteurs de température qui mesurent la tension produite par deux métaux différents lorsqu'ils sont exposés à des températures différentes. Ils sont largement utilisés dans les applications industrielles et scientifiques en raison de leur large plage de mesure de températures et de leur durabilité

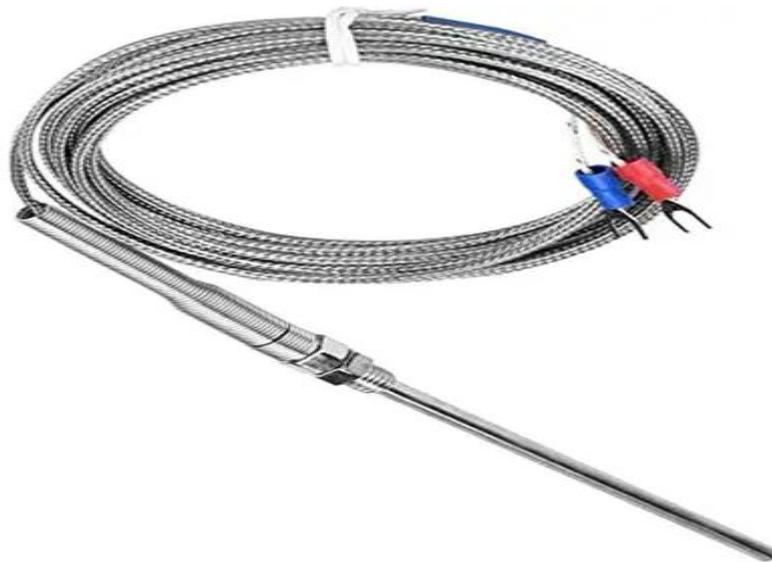


Figure I.3. Thermocouple[13]

- **Principe de fonctionnement et utilisations**

Les thermocouples sont constitués de deux fils métalliques dissemblables réunis à une extrémité. La jonction entre les deux métaux est exposée à la température mesurée, tandis que l'autre extrémité du thermocouple est connectée à un instrument de mesure ou à un système de contrôle.

Le principe de fonctionnement d'un thermocouple est basé sur l'effet Seebeck, qui est la génération d'une tension lorsque deux métaux différents sont assemblés et exposés à une variation de température. L'amplitude de la tension générée par un thermocouple est directement proportionnelle à la différence de température entre les deux extrémités des fils.

Les thermocouples sont utilisés dans :

- Les paramètres industriels comprennent la production d'acier, le traitement chimique et la surveillance de la température des fours.
- Recherche et développement scientifiques, tels que la mesure de la conductivité thermique et les études de gradient de température positive ou négative.

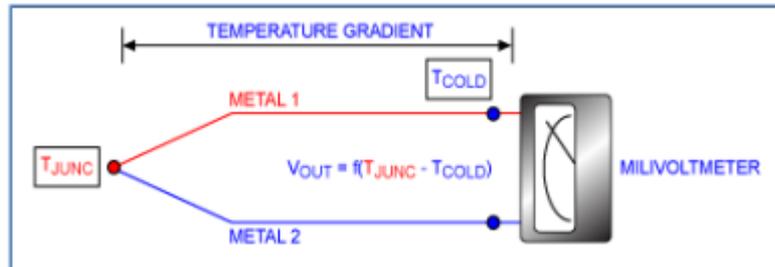


Figure I.4. Principe de mesure avec thermocouple.[14]

- **Avantages**

- Tenue et stabilité à températures élevées
- Nombreuses possibilités de diamètres et de dimensions
- Mesure en bout au niveau de la soudure chaude
- Temps de réponse très court
- Bon marché

- **Inconvénients**

- Précision plus faible que d'autres technologies
- Câblage coûteux, compensation de soudure froide nécessaire
- Signal électrique faible

➤ **Résistance temperature detector (RTD)**

Ces capteurs sont constitués d'un fil ou d'un film métallique qui modifie sa résistance en réponse aux changements de température. Ils sont couramment utilisés dans les environnements industriels et de laboratoire nécessitant une grande précision.[13]



Figure I.5. Sonde RTD [15]

- **Principe de fonctionnement**

Les détecteurs de température à résistance (RTD) utilisent le changement de résistance électrique d'un fil métallique avec les changements de température pour la mesurer. Les métaux les plus couramment utilisés pour les RTD sont le platine, le cuivre ou le nickel.

Le principe de fonctionnement d'un RTD est basé sur la relation entre la résistance électrique du métal et sa température, qui suit une relation presque linéaire sur une large plage de températures. Le RTD est connecté à un circuit en pont de Wheatstone, qui mesure la résistance du RTD et la convertit en une lecture de température.[13]

- **Thermistances**

Ce sont des capteurs de température constitués de matériaux semi-conducteurs qui modifient leur résistance en réponse aux changements de température. Ces thermomètres à résistance sont utilisés dans l'électronique grand public et les applications automobiles en raison de leur petite taille et de leur faible coût.



Figure I.6. Thermistance [16]

- **Principes de fonctionnement**

Les thermistances sont un type de capteur de température qui utilise le changement de résistance électrique d'un matériau semi-conducteur avec les changements de température pour la mesurer. Le matériau semi-conducteur le plus couramment utilisé pour les

thermistances est un mélange d'oxydes métalliques, tels que le manganèse, le nickel et le cobalt.[13]

Le principe de fonctionnement d'une thermistance repose sur la relation entre la résistance électrique du matériau semi-conducteur et sa température, qui suit une relation fortement non linéaire sur une large plage de température. La thermistance est connectée à un instrument de mesure ou à un système de contrôle, qui mesure sa résistance et la convertit en une lecture de température.

* Il existe deux types de thermistances :

- **Thermistances NTC** (coefficient de température négatif) : la résistance diminue lorsque la température augmente

- **Thermistances PTC** (Positive Température Coefficient) : la résistance augmente lorsque la température augmente.

➤ **Capteurs infrarouges (IR)**

Ces capteurs détectent le rayonnement infrarouge émis par les objets et l'utilisent pour calculer leur température. Ils sont couramment utilisés dans les applications de mesure de température sans contact.



Figure I.7. Capteur de température à infrarouges

- **Principes de fonctionnement**

Les capteurs infrarouges (IR) mesurent la quantité de rayonnement infrarouge émis par un objet pour déterminer sa température. Les capteurs infrarouges détectent la chaleur émise par un objet sous forme de rayonnement infrarouge et la convertissent en une lecture de température.

Son principe de fonctionnement est basé sur le fait que tous les objets au-dessus du zéro absolu émettent une certaine quantité de rayonnement infrarouge, qui est liée à leur température. Par conséquent, le capteur IR contient un détecteur sensible au rayonnement infrarouge et peut mesurer la quantité de rayonnement émise par un objet.

- **Bande bimétallique**

Ce capteur de température se compose de deux métaux qui se dilatent à des vitesses différentes en fonction de la température lorsqu'ils sont chauffés.

- **Principe de fonctionnement**

Ce capteur est composé de deux bandes de métaux différents, généralement du laiton et du fer, collées ensemble. Les métaux ont des coefficients de dilatation thermique différents, ce qui signifie qu'ils se dilatent et se contractent à des vitesses différentes lorsqu'ils sont chauffés ou refroidis.

Le principe de fonctionnement de celui-ci est basé sur le fait que lorsqu'il est chauffé, une bande métallique se dilate plus que l'autre, provoquant la flexion ou la courbure de la bande. Cette flexion ou courbure peut être utilisée pour actionner un interrupteur ou un dispositif mécanique, tel qu'un thermostat ou un disjoncteur.

- **Capteurs de température remplis de liquide**

Ces capteurs utilisent l'expansion et la contraction d'un liquide qui dépend de la température pour mesurer les changements de température. Ils sont utilisés dans des fonctions industrielles où le capteur doit être placé dans des conditions difficiles.

- **Principe de fonctionnement**

Les capteurs de température remplis de liquide sont un type de capteur de température qui utilise un liquide, tel que le mercure ou l'alcool, pour mesurer la température. Le liquide est contenu dans une ampoule en verre ou en métal et relié à un tube capillaire. Lorsque la température change, le liquide se dilate ou se contracte, provoquant un changement de pression, qui est ensuite mesuré et converti en une lecture de température.

Le principe de fonctionnement des capteurs de température remplis de liquide est basé sur le fait que les liquides se dilatent ou se contractent avec les changements de température. Par conséquent, le type de liquide utilisé peut affecter la plage de température et la précision du capteur.

➤ Le pyromètre optique

Le pyromètre optique est un appareil de mesure de température du type sans contact. Cela fonctionne sur le principe de faire correspondre la luminosité d'un objet à la luminosité du filament qui est placé à l'intérieur du pyromètre [17]. Le pyromètre optique est utilisé pour mesurer la température des fours, des métaux en fusion et des autres matériaux ou liquides surchauffés.

Il n'est pas possible de mesurer la température du corps très chauffé à l'aide d'un instrument à contact. Par conséquent, le pyromètre sans contact est utilisé pour mesurer leur température.

• Construction d'un pyromètre optique

La construction du pyromètre optique est assez facile. Le pyromètre est cylindrique à l'intérieur avec une lentille placée à une extrémité et l'oculaire à l'autre extrémité. La lampe est maintenue entre l'oculaire et l'objectif. Le filtre est placé devant l'oculaire. Le filtre aide à obtenir la lumière monochromatique.

• Fonctionnement de pyromètre optique

Le pyromètre optique est montré dans la figure ci-dessous. Il consiste en une lentille qui concentre l'énergie émise par l'objet chauffé et la cible sur la lampe à filament électrique. L'intensité du filament dépend du courant qui le traverse. Par conséquent, le courant ajustable est passé à travers la lampe.

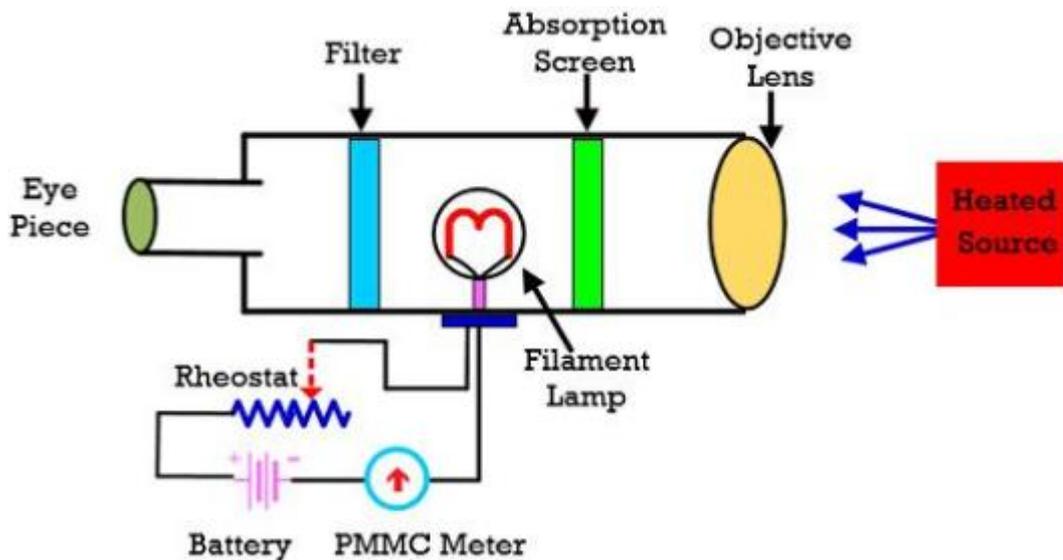


Figure I.8. Pyromètre optique[17]

L'intensité du courant est ajustée jusqu'à ce que la luminosité du filament soit similaire à la luminosité de l'objet. Lorsque la luminosité du filament et la luminosité de l'objet sont identiques, le contour du filament disparaît complètement.

- **Avantages du pyromètre optique**

- Le pyromètre optique a une grande précision.
- La température est mesurée sans contact avec le corps chauffé. En raison de cette propriété, le pyromètre est utilisé pour le nombre d'applications.

- **Inconvénients du pyromètre optique**

Le fonctionnement du pyromètre dépend de l'intensité de la lumière émise par le corps chauffé. Ainsi, le pyromètre est utilisé pour mesurer la température ayant une température supérieure à 700 degrés Celsius. La précision du pyromètre dépend du réglage du courant de filament.

Conclusion

Les capteurs, indispensables dans divers domaines tels que l'industrie, la santé et l'électronique, offrent la possibilité de mesurer de manière précise différentes dimensions physiques et chimiques. Les capteurs de température se distinguent par leur variété technologique. Chacun présente des bénéfices particuliers en ce qui concerne la précision, la sensibilité et la solidité, répondant ainsi aux diverses exigences des applications industrielles et médicales. Leur progression constante vers des solutions plus intelligentes et intégrées offre de grandes possibilités technologiques pour la surveillance et le contrôle de notre environnement. Dans ce travail, nous utiliserons des capteurs de température basés sur les cristaux photoniques en raison de leur sensibilité élevée, rapidité de réponse, stabilité, miniaturisation, la non-invasivité, capacité de multiplexage et de leur compatibilité avec les technologies optiques. Ces caractéristiques les rendent parfaitement adaptés aux applications technologiques avancées.

Chapitre II

Les cristaux photoniques

Introduction

La notion de cristaux photoniques a été utilisée pour la première fois, en 1987 [18] tandis que la création du premier cristal photonique remonte à 1991[19]

Les cristaux photoniques sont des structures microscopiques de matériaux photoniques qui présentent une répartition spatiale périodique de leurs permittivités relatives, dans ce chapitre on va présenter les différentes caractéristiques et spécifiés des cristaux photoniques

II.1. Définition

Les cristaux photoniques sont des matériaux qui présentent des nanostructures isolées électriquement. On peut obtenir ces structures en combinant régulièrement des matériaux différents, donc il s'agit d'une structure périodique composée d'un empilement de couches, également connu sous le nom de « miroir de Bragg ». Cette répartition spatiale périodique de leurs permittivités relatives, entraîne des indices de réfraction variables qui fluctue de manière régulière sur l'échelle des longueurs d'onde en fonction d'une ou plusieurs dimensions de l'environnement.

Il possède de multiples attributs, tels que la régulation de l'émission d'atomes élevés dans les cristaux photoniques, ainsi que des caractéristiques submicroniques qui offrent un contrôle inédit sur le confinement et la propagation de la lumière.

Les cristaux photoniques peuvent empêcher la lumière de se propager dans certaines directions pour une plage de fréquences, ce qui entraîne la formation d'une bande interdite photonique (BIP). Cette propriété est similaire à celle des semi-conducteurs, connue sous le nom de phénomène d'ouverture de bande interdite électronique.

La classification de ces structures artificielles se fait en unidimensionnelles (1D), bidimensionnelles (2D) et tridimensionnelles (3D), cette dernière étant la plus performante des trois, mais difficile à réaliser.

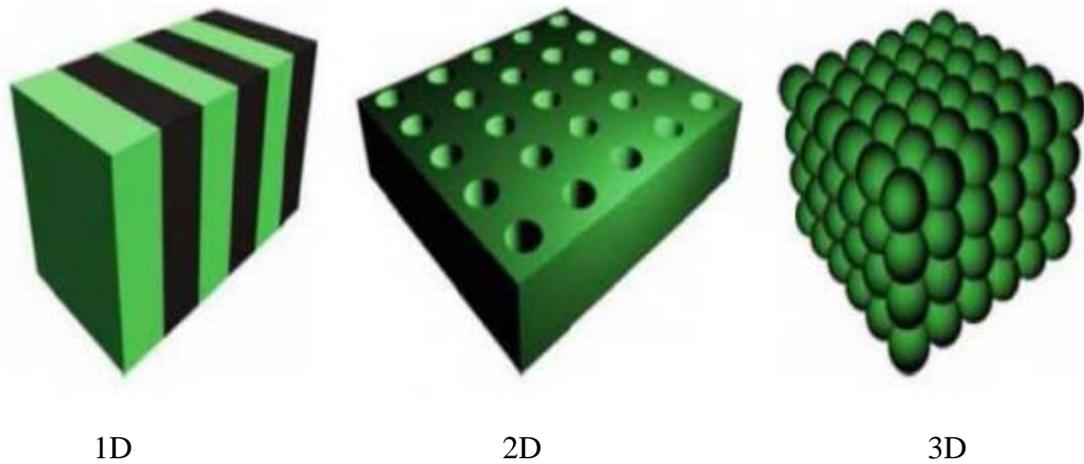


Figure II.1. Cristaux photoniques à une (1D), deux (2D) et trois dimensions (3D) [18]

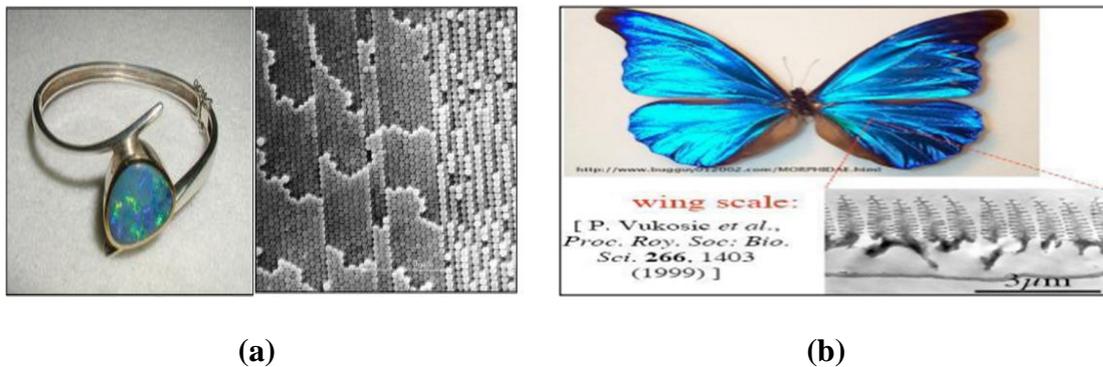


Figure II.2. Cristal photonique naturel : (a) opale, (b) papillon morpheus [20,21]

L'énergie électromagnétique incidente avec une longueur d'onde comprise entre les limites de la bande interdite photonique sera entièrement réfléchiée par le cristal photonique, car il n'existe pas de modes de Bloch correspondants qui peuvent se propager à travers le cristal photonique. Dans une structure cristalline photonique parfaite, un défaut de réseau provoquera l'émergence d'un mode, qui permettra la propagation d'ondes électromagnétiques de fréquence de résonance bien définie. Le champ électrique du défaut est localisé dans le site du défaut, ce qui entraîne un confinement de ce champ [22]. Donc en raison de ces imperfections, il est possible de créer des microcavités de haute qualité

Dans la microcavité du cristal photonique, les interactions entre la lumière et la matière sont légèrement améliorées en raison de l'effet de confinement élevé des photons. Il est donc possible d'observer de nouveaux phénomènes optiques non linéaires dans la microcavité à cristaux photoniques, ainsi que d'atteindre une émission laser sans seuil grâce aux microcavités de haute qualité

L'électromagnétisme de Maxwell permet de calculer la propagation et le confinement de la lumière dans un cristal photonique. Différentes techniques de calcul numérique ont été mises au point afin d'analyser la structure de la bande et les effets optiques non linéaires des cristaux photoniques, tels que la méthode des différences finies dans le domaine temporel (FDTD), la méthode d'expansion d'onde plane, la méthode de transfert de matrice, etc. Ces techniques de calcul numérique sont extrêmement utiles pour comprendre les caractéristiques particulières des cristaux photoniques, ce qui facilite la conception de structures pour la fabrication de dispositifs photoniques intégrés[23].

II.1.1. Principales caractéristiques des Cristaux photoniques

II.1.1.1. Le contraste d'indice Dn :

La distinction entre les indices de réfraction des deux matériaux est appelée contraste d'indice Dn , [24] ce qui peut être comparé à la taille de la barrière de potentiel de la physique du solide. On le trouve dans l'équation (2.1) :

$$Dn = n_h - n_l \quad (2.1)$$

Avec :

n_h : l'indice de réfraction du matériau de haut indice.

n_l : l'indice de réfraction du matériau de faible indice

II.1.1.2. La période

La durée (a) est représentée par : $a = (a_1 + a_2)$, où a_1 est l'épaisseur de la couche de permittivité ϵ_1 et a_2 est l'épaisseur de la couche de permittivité ϵ_2 . Il convient de souligner que l'indice de réfraction et la permittivité sont liés par la relation : $n = \sqrt{\epsilon}$.

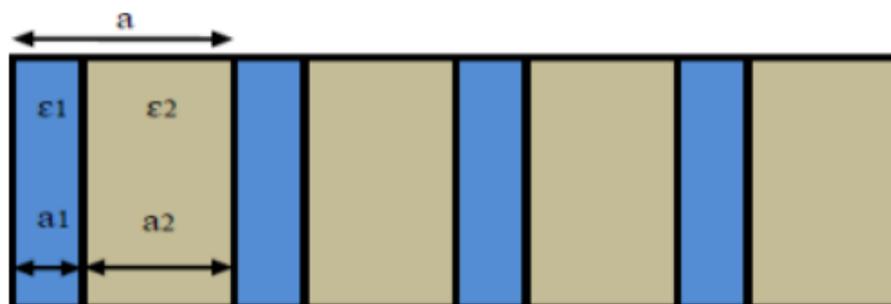


Figure II.3. Période [24]

II.1.1.3. Facteur de remplissage f

On peut comparer le facteur de remplissage f à la largeur du potentiel périodique de la physique du solide. Si le matériau de haut indice est considéré comme étant utilisé, il est

défini comme le rapport entre le volume occupé par ce matériau dans la cellule élémentaire du cristal et le volume de cellule de cette dernière

$$f = \frac{v_i}{\Lambda}$$

Avec :

v_i : Volume occupé par le matériau de permittivité ϵ_i

Λ : Volume de la cellule

II.1.1.4. Bande interdite photonique

a) Zone de Brillouin

Afin de calculer les diagrammes de bandes, il est nécessaire de prendre en compte toutes les directions de propagation envisageables pour chaque cristal. Tel que physique il est démontré que certaines symétries du cristal peuvent être étudiées en se concentrant uniquement sur les vecteurs d'ondes k situés à l'intérieur d'une zone limitée appelée zone de Brillouin irréductible. Le vecteur k évolue en fonction des directions des hautes symétries de cette zone qui fait partie du réseau réciproque correspondant.[25]

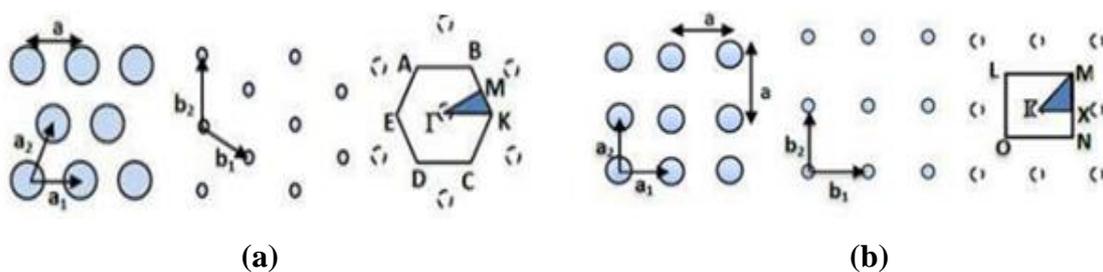


Figure II.4. Réseau réel, réciproque, première zone de Brillouin et zone de Brillouin irréductible pour les cristaux 2D : (a) triangulaire ; (b) carré [25]

b) Diagramme de bandes

Prenons l'exemple d'un cristal photonique à deux dimensions avec des tiges. Le calcul du diagramme de bande de ce cristal nous donne des informations sur les caractéristiques (la position et la largeur) des bandes photoniques interdites pour chaque polarisation.

- L'effet de polarisation TE se produit lorsque le champ magnétique (\vec{H}) est parallèle à l'axe des tiges
- L'effet de polarisation TM se produit lorsque le champ électrique (\vec{E}) est parallèle à l'axe des tiges.

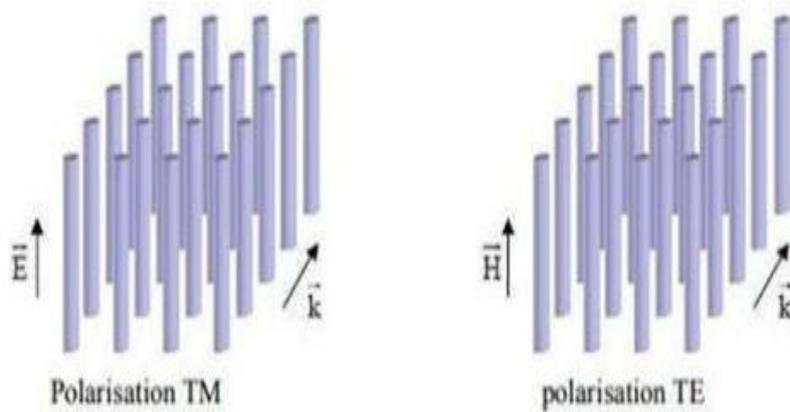


Figure II.5. Polarisations possible dans une structure à bande interdite photonique : TM et TE.[26]

Le diagramme de bandes d'un cristal photonique est illustré dans les figures (II.4) et (II.5), qui sont gravées dans une structure hétérogène sur un substrat GaAs (substrat = 11.4 et trou = 1), respectivement en polarisation TE et TM. Les graphiques ont été élaborés grâce à la décomposition en ondes planes. est le facteur de remplissage $F = 0.30$ et le réseau du cristal photonique est triangulaire. On peut observer une bande interdite pour la polarisation TE entre $0,21 < u = a/\lambda < 0,27$ (voir figure II.6.a). En revanche, en ce qui concerne la polarisation TM, aucune bande interdite n'est ouverte (voir figure I.6.b). Effectivement, il est plus avantageux d'ouvrir des bandes interdites photoniques TE en connectant des zones à fort indice de réfraction, au contraire, les zones de faible indice de réfraction sont reliées (par exemple, des piliers diélectriques dans l'air), cela favorise l'ouverture d'une bande interdite en polarisation TM.[26]

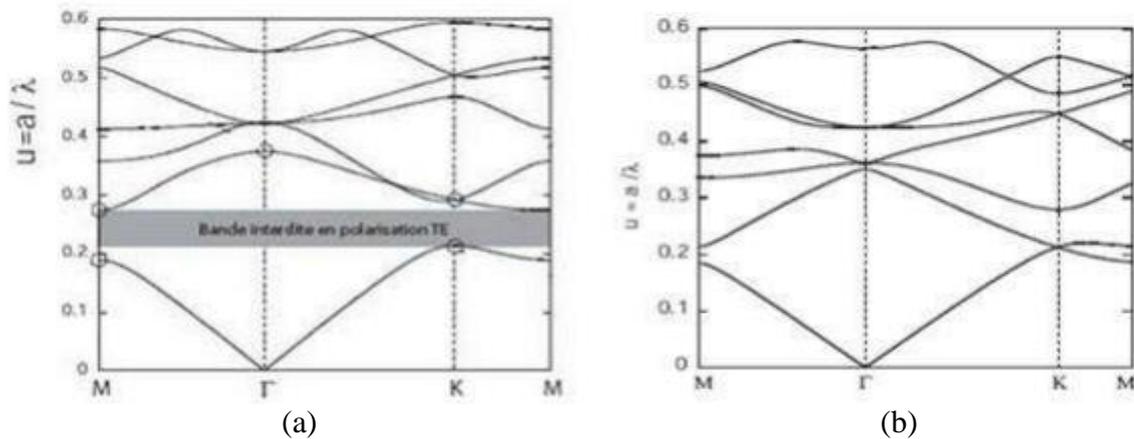


Figure II.6. Diagramme de bandes d'un cristal photonique (réseau triangulaire) gravé dans un milieu diélectrique de l'indice de réfraction substrat = 11.4 avec un facteur de remplissage de $f = 0.30$: (a) Polarisation TE; (b) Polarisation TM [26]

II.2. Les différents types et classification des cristaux photoniques

Un cristal photonique est caractérisé par plusieurs paramètres tels que : la périodicité de l'indice de réfraction (IR), cette périodicité du CPh peut s'étendre à une, deux ou trois dimensions (1D, 2D, 3D).

II.2.1. Les cristaux photoniques unidimensionnels

Les cristaux photoniques unidimensionnels (Empilement de couches minces, réseau de Bragg) présentent une périodicité diélectrique dans un seul sens de l'espace, le sens de l'axe Z par exemple (figure II.8). Ces cristaux photoniques sont fabriqués en empilant des couches ayant des indices de réfraction différents (une couche diélectrique à indice de réfraction élevé, et une couche diélectrique à indice de réfraction faible) avec une épaisseur optique de $\lambda/4$, λ étant la longueur d'onde spécifique autour de laquelle le matériau doit éviter la propagation des ondes électromagnétiques. Dans l'une des directions, ils présentent une permittivité électrique régulière et constante dans les deux autres.[27]

Ils se présentent sous la forme d'un empilement de deux couches alternées de matériaux homogènes avec des constantes diélectriques ϵ différentes, comme illustré dans la (figure II.7)

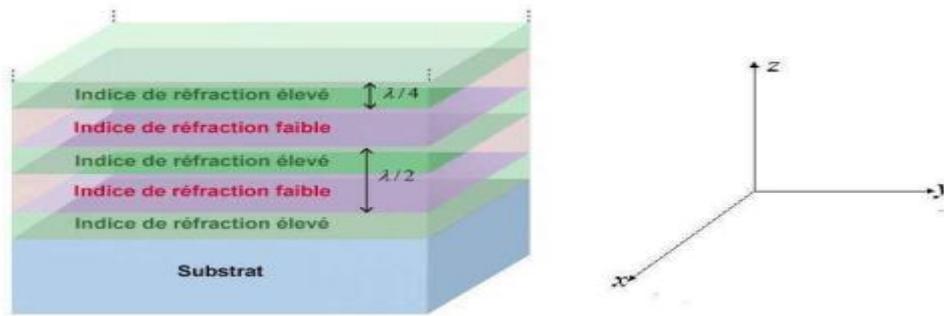


Figure II.7. BIP unidimensionnel, empilement de couches de permittivités différentes.[27]

On peut observer la structure schématique d'un cristal photonique unidimensionnel sur la (figure II.8).

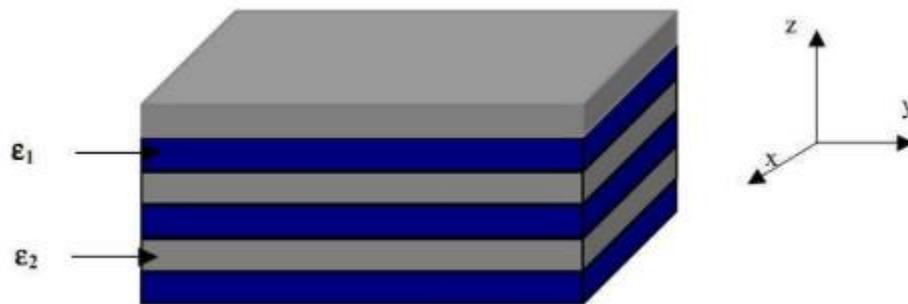


Figure II.8. Structure de base d'un cristal photonique unidimensionnel [28]

Il y a une bande interdite photonique dans un cristal photonique unidimensionnel en raison de la réflexion multiple intense et de l'interférence qui se produit entre les interfaces des couches à indice de réfraction élevé et celles à indice de réfraction très faible. Ainsi, la bande interdite photonique d'un cristal photonique unidimensionnel est principalement influencée par les paramètres suivants [29]:

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

La figure II.9 illustre le comportement du réflecteur de Bragg en utilisant des processus d'interférences multiples. Chaque interface réfléchit une onde qui se propage dans le système multicouche. Cette réflexion implique une modification lorsque l'onde passe d'un milieu de

faible indice à un milieu de fort indice, tandis qu'elle se produit sans modification de la phase dans le cas contraire. Quand l'épaisseur totale des alternances est de $\lambda/2$, l'onde réfléchie par l'interface (1) est en phase avec celles réfléchies par les interfaces (3), (5), (7)... Après ces interférences constructives, on parvient donc à une réflexion complète. Cela signifie que l'onde n'est pas capable de se propager et qu'il s'agit d'une bande interdite photonique (BIP).

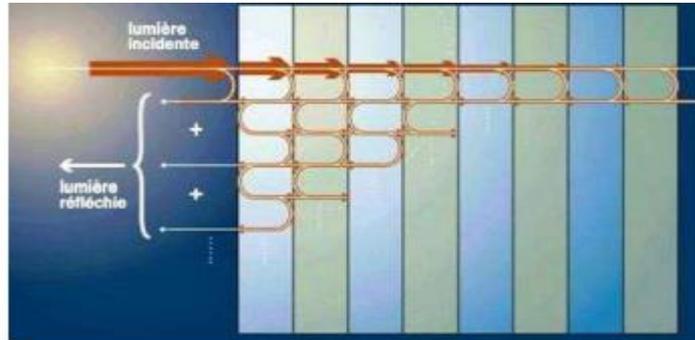


Figure II.9. Réflexions et transmissions aux interfaces d'un miroir de Bragg [30]

L'influence des propriétés de dispersion des matériaux diélectriques sur la bande interdite photonique des cristaux photoniques unidimensionnels est également considérable.

La région d'absorption linéaire du matériau de base du cristal photonique devrait être éloignée des bandes autorisées du cristal photonique unidimensionnel. Si ce n'est pas le cas, la majorité de l'énergie des ondes électromagnétiques qui se propagent dans ce cristal photonique sera absorbée de manière significative par le matériau diélectrique, ce qui provoquera l'absence de sens et/ou d'effet de la bande interdite photonique

Depuis longtemps, ces structures sont utilisées dans le domaine de l'optique afin de créer des miroirs sans pertes (miroirs de Bragg). Elles ont démontré leur efficacité dans diverses applications telles que les convertisseurs de modes pour les fibres optiques, les filtres sélectifs de longueur d'onde, les multiplexeurs, et bien d'autres applications.

II.2.2. Cristaux photoniques bidimensionnels (2D)

Il est nécessaire d'étendre la périodicité de l'indice diélectrique à deux ou trois dimensions afin de créer une bande d'énergie interdite dans toutes les directions du plan ou de l'espace. Les cristaux photoniques 2D sont constitués d'un réseau périodique de particules de deux dimensions[31].

Le diélectrique se trouve dans l'air ou dans des trous d'air percés. Il y a donc deux types de structures : les structures connectées et les structures déconnectées.

Les structures connues sous le nom "connectées" (Figure II.10) présentent des motifs élémentaires dont l'indice n_1 est inférieur à l'indice n_2 de la structure diélectrique.

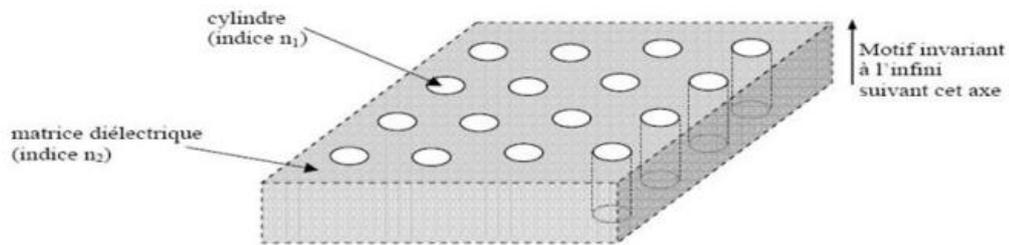


Figure II.10. Structure périodique 2D connectée[31]

Dans la (Figure II.11), les structures appelées « déconnectées » présentent des motifs élémentaires dont l'indice n_1 est supérieur à l'indice n_2 de l'espace entre les motifs. Elles se composent de tiges diélectriques qui sont régulièrement alignées dans l'air.

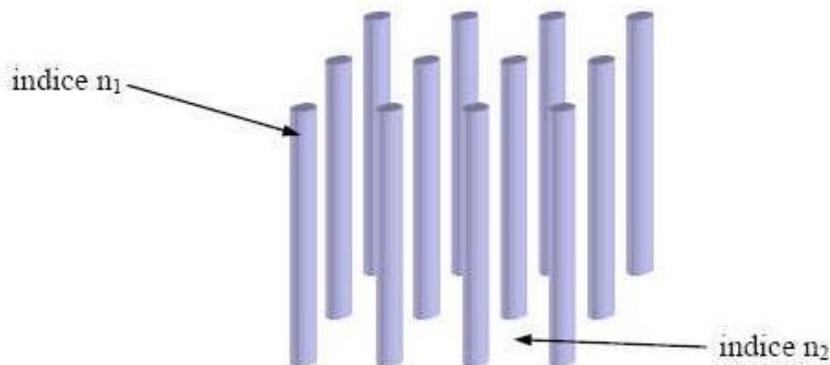


Figure II.11. Structure périodique 2D déconnectée[31]

Le réseau carré et le réseau triangulaire (ou hexagonal) sont les deux réseaux les plus fréquemment utilisés pour l'organisation des piliers (ou des trous).

Ces deux réseaux sont illustrés dans la (Figure II.12) avec leurs zones de Brillouin respectives.

La première zone de Brillouin est un carré de côté $\frac{2\pi}{a}$ pour un réseau carré de période a . En se basant sur les éléments de symétrie (le carré ayant quatre axes de symétrie principaux), il est possible de démontrer que la zone de Brillouin irréductible est un triangle rectangle isocèle avec des sommets, X, M, Γ .

Le réseau réciproque est également un réseau hexagonal pour le réseau triangulaire. La zone irréductible de Brillouin est un triangle rectangle avec des sommets Γ , K, M. Dans les deux situations, il suffit suivre l'évolution du vecteur d'onde k sur les trois côtés du triangle pour atteindre les extrêmes de $\omega(k)$, Le diagramme de bande $\omega = f(k)$ peut être représenté en montrant les fluctuations des fréquences transmises dans le réseau en fonction de la projection du vecteur d'onde dans les directions de haute symétrie de celui-ci.

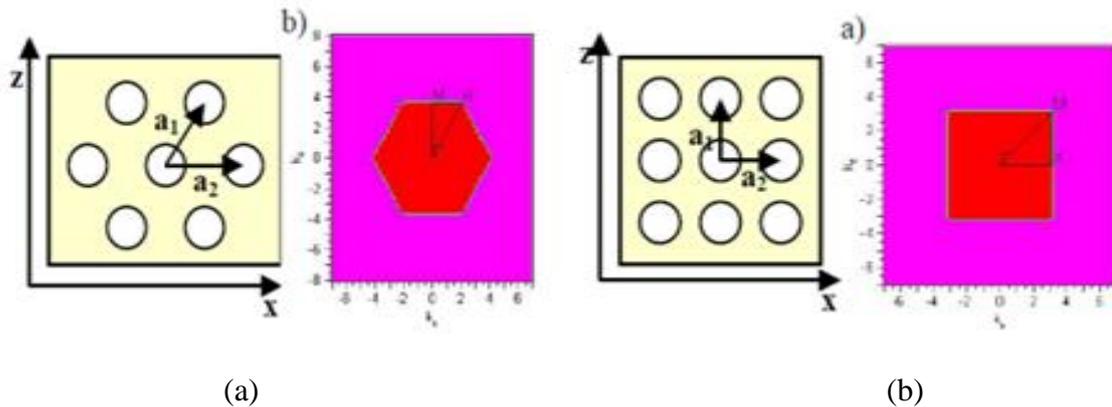


Figure II.12. la zone de Brillouin associée en (a) Réseau carré et (b) Réseau triangulaire [32]

À deux dimensions, deux directions de propagation différentes doivent être prises en compte : TE (où le champ E est perpendiculaire à l'axe des trous) et TM (où E est parallèle à l'axe des trous). On divise ces deux polarisations et on obtient deux diagrammes de bande distincts.

Il y a plusieurs niveaux de liberté lors de la création d'un cristal photonique en 2D. Plus précisément, il est indispensable d'adapter le paramètre de maille et le facteur de remplissage surfacique (ratio surface d'air/surface totale) pour un type de réseau sélectionné.

Les propriétés et l'aspect du diagramme de bande associé au cristal photonique réalisé sont directement influencés par ces paramètres, notamment la largeur et la position de la bande interdite.

Le réseau triangulaire de trous est la configuration la plus favorable pour obtenir une bande interdite complète (c'est-à-dire en TE et en TM) dans un diélectrique à indice de réfraction élevé

Effectivement, la bande interdite sera d'autant plus étendue que l'indice de contraste est élevé. La première zone de Brillouin du réseau triangulaire est celle qui présente la forme circulaire possible, ce qui favorise l'ouverture d'une bande interdite. La (Figure II.13) présente

un exemple de bande interdite complète dans le cas d'un réseau triangulaire de trous d'air dans du silicium.

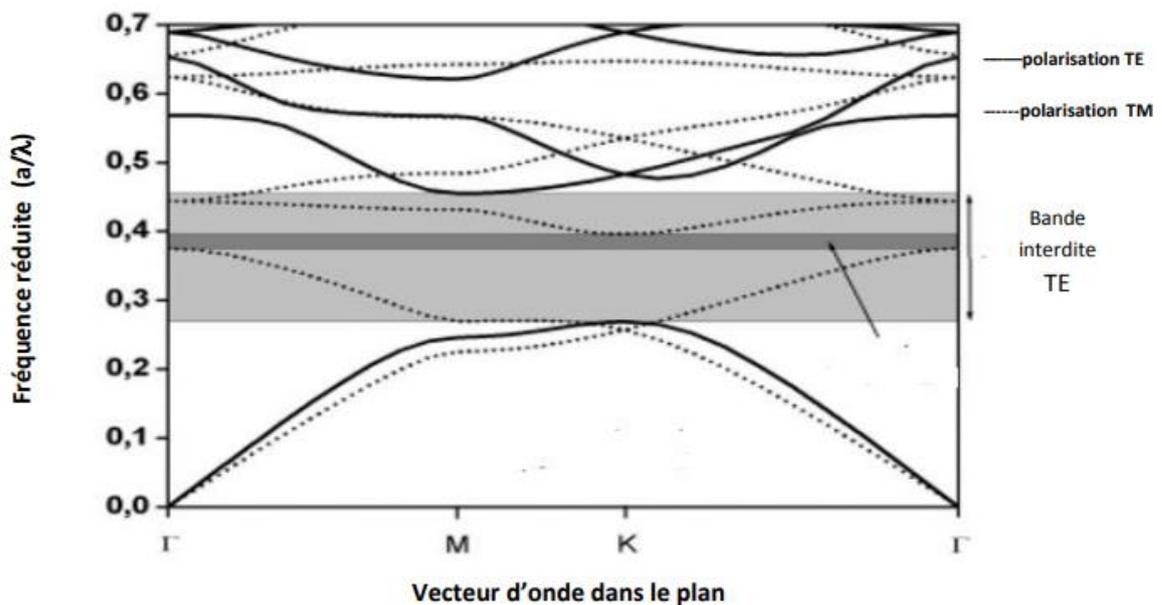


Figure II.13. Diagramme de bande d'un cristal photonique triangulaire de trous d'air dans une matrice diélectrique ($\epsilon_1=12$) pour un facteur de remplissage en air de 63 % ($r/a = 0,43$). Les bandes TE sont en traits pleins et les bandes TM en pointillés [33]

II.3.2.1. Différentes familles de cristaux photoniques bidimensionnels

- **Le réseau carré :** Les nœuds du réseau sont situés sur un carré de côté « a » (Figure II.14). Il a été montré que ce type de réseau est très sensible à l'angle d'incidence et à la polarisation de l'onde électromagnétique. Il est ainsi difficile d'obtenir une bande interdite totale, c'est-à-dire une bande interdite qui empêche la propagation quelle que soit la polarisation. [34]

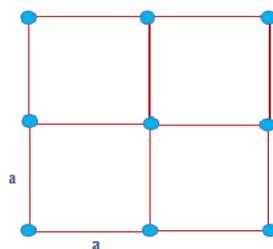


Figure II.14. Structure carré [35]

- **Le réseau triangulaire :**

Le réseau triangulaire est le réseau 2D avec la symétrie la plus élevée. Brillouin a une zone en forme hexagone. La distance entre chaque nœud du réseau direct et son proche voisin est de « a » (Figure II.15). L'angle d'incidence de cette structure est moins sensible que celui du réseau carré, mais il reste difficile d'obtenir une bande interdite complète [34]

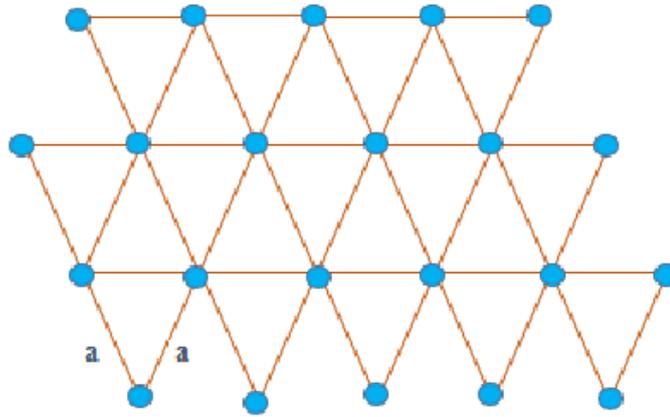


Figure II.15. Structure triangulaire [35]

➤ **Le réseau hexagonal**

a) La structure graphite

Si tous les nœuds d'un réseau hexagonal sont identiques et séparés de « a », on désigne cette structure comme étant du graphite, car elle ressemble à la structure cristalline du graphite (Figure II.16). Contrairement au système triangulaire, il est composé de deux "atomes" par maille

Le réseau réciproque présente également une forme hexagonale et la zone de Brillouin irréductible est identique à celle du réseau triangulaire, avec les directions principales. Pour la première fois, on avait prévu la possibilité d'une bande interdite complète dans le cadre d'un réseau de tiges diélectriques cylindriques. [36]

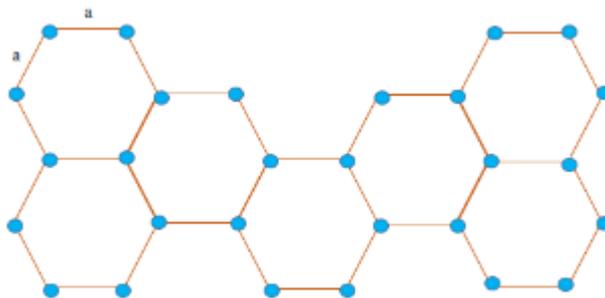


Figure II.16. Structure hexagonal graphite [35]

b) La structure nitrure de Bore :

La structure cristalline du Nitrure de Bore est obtenue lorsque l'un des nœuds diffère de son aîné en raison de sa nature ou de sa dimension (Figure II.17). Celle-ci offre la possibilité d'obtenir de larges bandes prohibées.

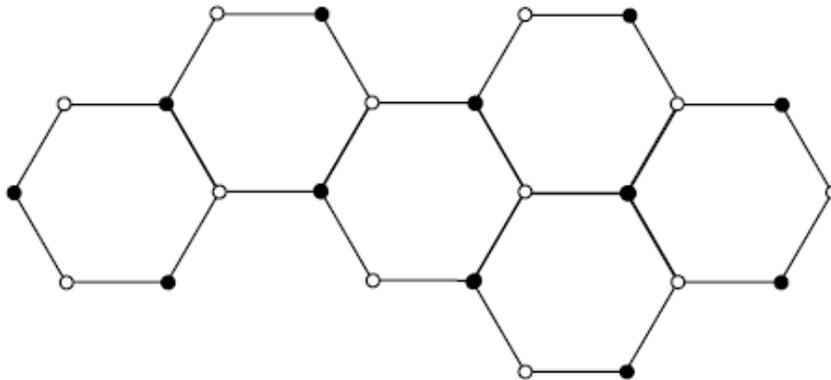


Figure II.17. Structure Nitrure de Bore [36]

Afin d'ouvrir une bande interdite dans le plan ou l'espace, il est nécessaire que toutes les bandes interdites unidirectionnelles de Brillouin soient au moins partiellement couvertes sur la première zone. Si les bandes interdites sont axées sur des énergies spécifiques. Proches, le recouvrement sera maximal. Le meilleur état est celui où la zone de Brillouin est la plus isotrope, ce sont les réseaux triangulaires à deux dimensions, les réseaux graphites et les réseaux cubiques à faces centrées à trois dimensions qui sont les plus proches de cela. [36,37]

Le tableau II.1 résume les caractéristiques géométriques de base des réseaux bidimensionnels carrés et triangulaires de trous circulaires. Le rapport entre la surface occupée par le motif et la surface des éléments du réseau maillé est connu comme le facteur de remplissage d'air f prises en compte.[38]

Tableau II.1. Caractéristiques géométriques principales des réseaux bidimensionnels carré et triangulaire[38]

| | Réseau carré | Réseau triangulaire |
|------------------------------------|------------------------------------------------------------|-----------------------------------------------------------------------------------------------------------------------|
| Vecteur direct (a_1, a_2) | $a_1 = a(1,0)$ $a_2 = a(0,1)$ | $a_1 = a(1,0)$ $a_2 = a\left(\frac{1}{2}, \frac{\sqrt{3}}{2}\right)$ |
| Vecteur réciproque (a_1, a_2) | $b_1 = \frac{2\pi}{a}(1,0)$ $b_2 = \frac{2\pi}{a}(0,1)$ | $b_1 = \frac{2\pi}{a}\left(1, \frac{\sqrt{3}}{3}\right)$ $b_2 = \frac{2\pi}{a}\left(0, \frac{2\sqrt{3}}{3}\right)$ |
| Facteur de remplissage en air f | $f = \pi\left(\frac{r^2}{a^2}\right)$ | $f = \frac{2\pi}{\sqrt{3}}\left(\frac{r^2}{a^2}\right)$ |

Dans le cas de réseaux bidimensionnels, il faut considérer deux directions de propagation au lieu d'une seule pour les unidimensionnels.

II.2.3. Les cristaux photoniques tridimensionnels

Les seules structures qui permettent d'obtenir une bande d'énergie interdite dans toutes les directions de l'espace sont les cristaux photoniques 3D constituent

➤ **La Yablonovite**

Ce cristal photonique tridimensionnel est le premier à être produit. et il a reçu le nom de Yablonovite en référence à Yablonovitch qui l'a créé. Un masque de construction est appliqué sur une dalle de matériau. Composé par des rangées de trous triangulaires. Chaque trou est creusé à trois reprises. (Figure II.18) à un angle de 35,26° loin de la normale, et répartis sur 120 sur l'azimut. En dessous de la surface de la brame, les trous traversants créent une structure FCC tridimensionnelle intégrale. Il est possible de procéder au forage en utilisant un foret réel pour le traitement des micro-ondes, ou en utilisant une gravure ionique réactive pour

créer une structure FCC à des longueurs d'ondes optiques. L'écart totalement interdit est indiqué par la bande sombre à droite.

Plusieurs techniques ont été suggérées pour fabriquer des cristaux photoniques tridimensionnels, parmi lesquelles les plus recherchées sont : la structure en tas de bois et la structure opale [39,40,41]

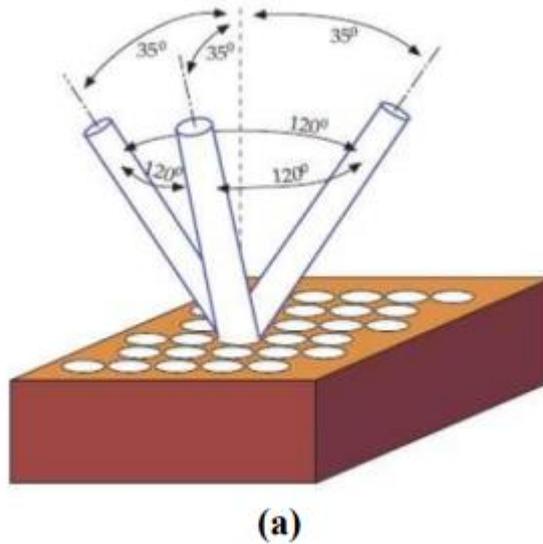


Figure II.18. Structure « La Yablonovitch » [42,43]

➤ **La structure ‘tas de bois’**

On construit la structure périodique de ces cristaux photoniques tridimensionnels en déposant des rubans de silicium polycristallin en couches successives dans des tranchées de silice. La fabrication est réalisée de manière planifiée. Une fois que la structure est construite, on retire la silice afin d'obtenir un cristal photonique tridimensionnel Si/Air dont le contraste d'indice est adéquat pour créer une bande d'énergie interdite dans toutes les directions.[44]

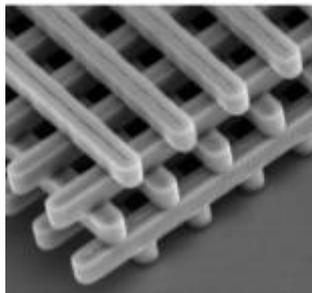


Figure II.19. Structure ‘tas de bois’.[44]

➤ Structure Opales

Leur organisation est basée sur un réseau cubique à faces centrées (FCC). Les défauts importants dans les premières opales ont été considérablement diminués grâce à des méthodes de croissance auto-organisées développées par Y.A. Vlasov. La majorité de ces cristaux n'ont pas de bandes d'énergie interdites, en raison du faible contraste d'indice. Ces structures sont cependant utilisées comme empreinte pour la création d'opales inversées à partir de l'infiltration d'un matériau de haut indice dans les interstices entre les sphères. Par la suite, ces dernières sont dissoutes chimiquement afin d'obtenir la structure finale de sphères d'air dans une matrice à haut indicateur [45,46]

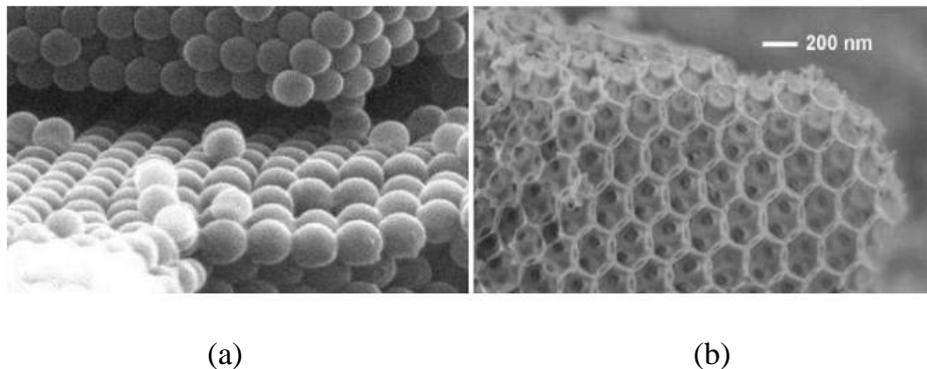


Figure II.20. (a) Les opales directes ; (b) les opales inverses [45]

II.3. Défaut dans un cristal photonique

Il y a deux catégories principales de défauts : les défauts occasionnels et les défauts extensifs. Les premiers, liés à une rupture de périodicité locale, se manifestent par la présence de modes électromagnétiques à des fréquences variables, semblables aux défauts électroniques au niveau local. Les seconds, qui peuvent être comparés aux dislocations, peuvent créer des bandes autorisées à se propager, là où une bande interdite se trouve dans le cristal idéal.

II.3.1. Défauts ponctuels

On génère des défauts ponctuels en altérant les propriétés d'une cellule du réseau. Il y a différentes façons de générer des imperfections ponctuelles dans les cristaux photoniques. Une ou plusieurs formes du cristal peuvent être retirées, ajoutées ou modifiées. Cela représente des lacunes ou des défauts de substitution (figure II.21) et (figure II.22). En tout cas, des cavités optiques sont formées où les modes de résonance vont se positionner en énergie dans les bandes interdites du cristal [47]

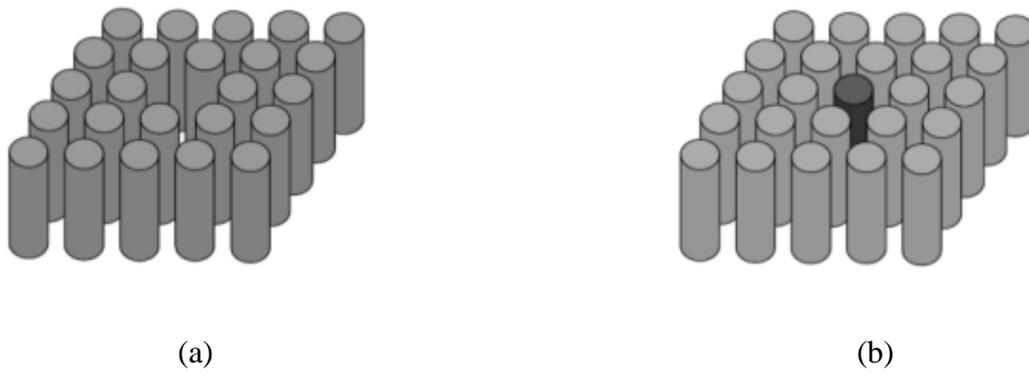


Figure II.21. (a) Défaut lacunaire ; (b) Défaut de substitution[47]

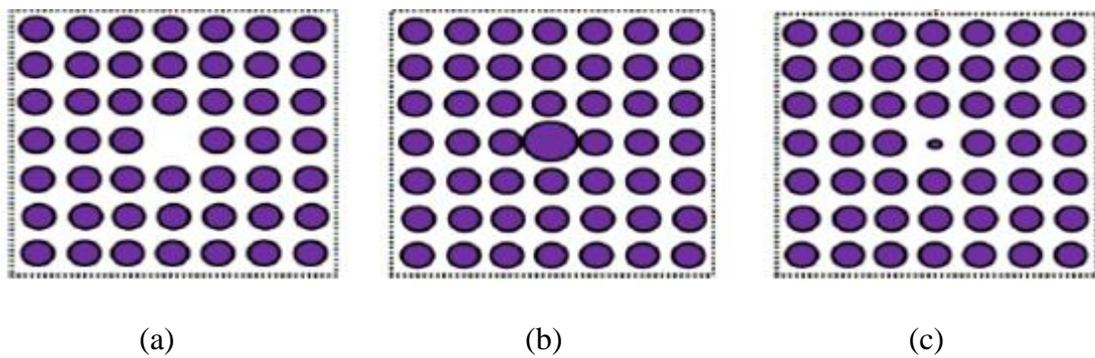


Figure II.22. (a) Défaut lacunaire ; (b) et (c) Défauts de substitutions.[47]

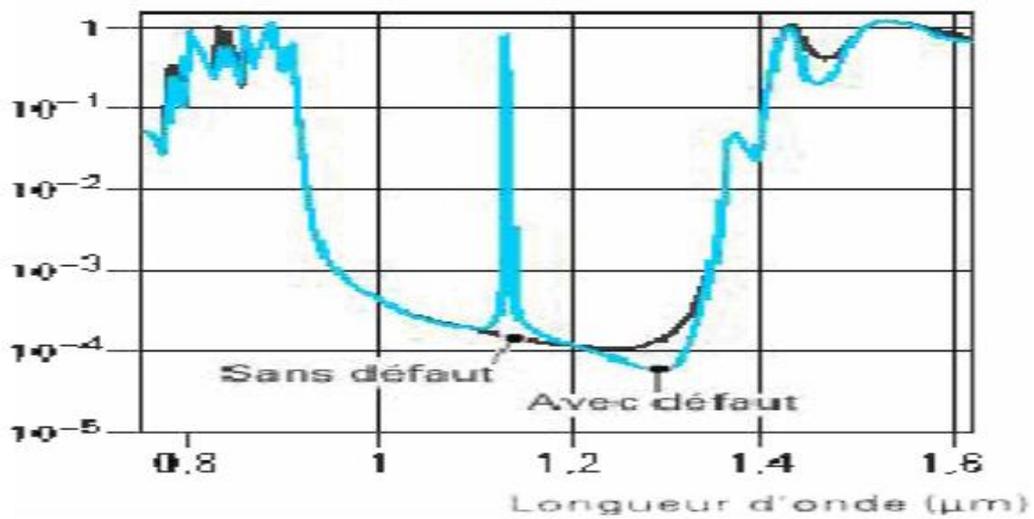


Figure II.23. Spectre de transmission d'un cristal hexagonal de tiges diélectriques avec ou sans défaut lacunaire [48]

II.3.2. Défauts étendus

La modification des cylindres ou des trous sur plusieurs sites voisins permet d'obtenir des défauts étendus. Trois catégories de défauts étendus existent : les défauts 1D, 2D ou 3D. Seuls les cristaux de dimensions au moins équivalentes peuvent les produire. On appelle également les défauts étendus de dimension 1D. Les défauts linéaires offrent la possibilité de réaliser un guidage diffractif. Ceux qui ont certainement été les plus étudiés sont les défauts 2D et 3D, qui se composent d'une série de guides 1D orientés dans des directions différentes afin de transporter la lumière sur tous les chemins optiques. Éventuels à l'intérieur du verre. Selon les études actuelles, ces guides connaissent des pertes significatives et leur réalisation est loin d'être évidente [49]

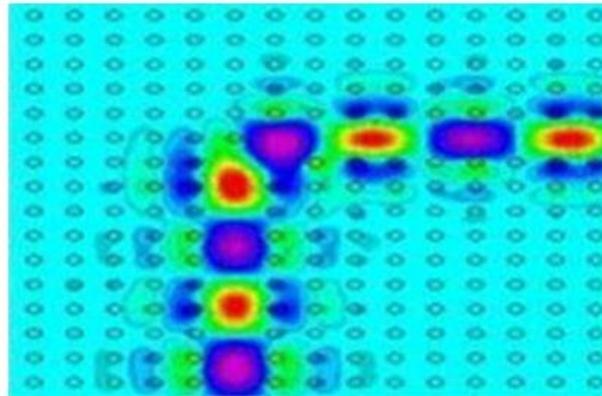


Figure II.24. Simulation de la propagation du champ électromagnétique dans un guide d'onde réalisé dans un cristal photonique [49]

II.3.3. Défauts linéiques

Un guide est une anomalie linéique présente dans un cristal photonique lorsque l'on applique une périodicité dans deux directions dans l'espace. Le cristal photonique en 2D est composé de colonnes de diélectrique entourées d'air ou de colonnes de diélectrique. Les trous d'air sont réalisés en passant par une matrice diélectrique. On peut donc générer un guide d'onde en écartant deux demi-plans, comme illustré dans la figure (II.25). Un guide unique est défini par l'écart entre les deux demi-plans, la direction cristallographique et la symétrie des bords [50,51]

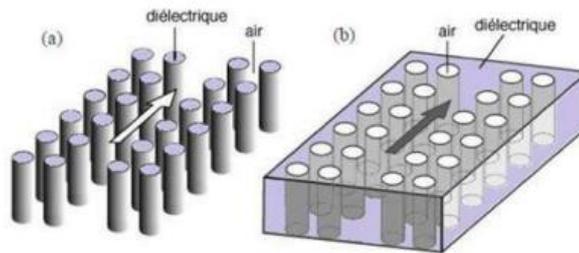


Figure II.25. Schéma d'un guide défaut dans un réseau (a) de colonnes d'un diélectrique (b) de trous d'air [52]

II.4. Application des cristaux photonique :

II.4.1. Guides d'onde à cristaux photoniques :

Dans le cristal photonique, en introduisant un défaut linéaire (absence d'une ou de plusieurs rangées de trous), on peut diriger la lumière dans une direction sélectionnée. Si son énergie se trouve à l'intérieur de la bande, un photon sera bloqué dans le guide. strictement interdit. On peut créer différents éléments à partir de défauts linéaires (voir figure II.26). En modifiant la taille ou la forme des trous au niveau du virage ou de la jonction, il est possible d'améliorer la transmission au travers de ces dispositifs, afin de réduire au minimum le couplage [53]

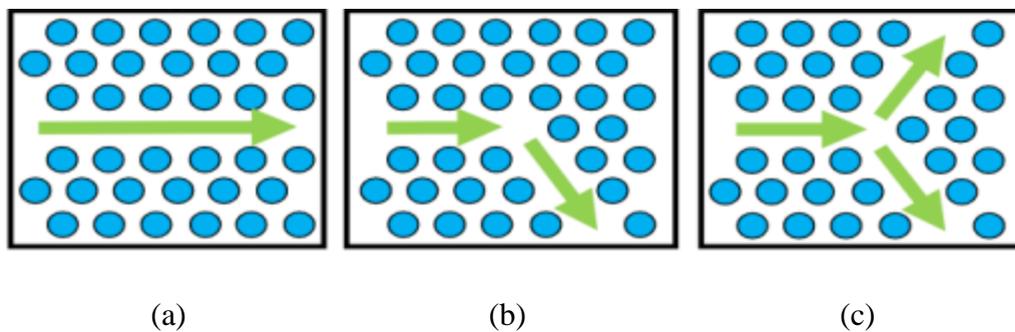


Figure II.26. Différents composants à base de défauts linéaires, a) guide droit, b) virage à 120° et c) jonction Y [53]

II.4.2. Diviseur de puissance

La lumière est séparée et distribuée en même temps dans les différentes parties du circuit optique grâce au diviseur à cristaux photoniques. En premier lieu, nous avons examiné le diviseur de type jonction Y qui comprend un guide d'entrée, une partie de la jonction Y et deux ou trois éléments. Quatre cartes de déplacement. Le nombre de sorties que l'on souhaite est obtenu en les combinant. Ce genre de composant a l'avantage de fournir une réponse

spectrale uniforme pour une large plage de longueurs d'onde, et Fukazawa a réalisé une analyse théorique sur les paramètres de conception. Ainsi, ce composant peut diviser un signal provenant d'un seul guide d'onde vers plusieurs guides de sortie.[54]

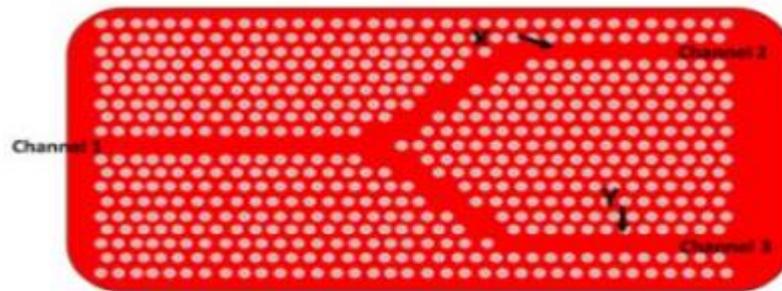


Figure II.27. Le diviseur à cristaux photoniques [54]

Conclusion

Dans ce chapitre, nous introduisons brièvement les concepts généraux des cristaux photoniques. Les différents types de cristaux photoniques sont décrits, parmi lesquels nous avons observé que la transmission d'ondes à travers un matériau avec des propriétés changeantes peut entraîner la formation de bandes interdites. Nous avons ensuite évoqué leurs propriétés physiques et techniques. La recherche sur les déformations demeure un domaine extrêmement intéressant lors de la création de fonctions photoniques utilisant des cristaux photoniques. Un défaut dans les structures périodiques, qu'il soit linéaire ou local, va altérer les performances du matériau à cette fréquence où un seul mode peut se répandre. Ces cristaux photoniques possèdent une grande variété de propriétés. Divers domaines sont utilisés, et nous allons nous familiariser avec les plus importants d'entre eux, comme les capteurs de température à cristaux photoniques, qui seront étudiés en profondeur dans le prochain chapitre.

Chapitre III

Conception du capteur de température à cristaux photoniques

Introduction

La mesure de la température permet de repérer tout changement inattendu de l'état structurel du dispositif. La surveillance des variations de température par un capteur optique est utilisée dans divers domaines tels que le génie civil, la chimie, la fabrication de métaux, l'industrie des semi-conducteurs et bien d'autres domaines [55].

L'apparition du cristal photonique a représenté une nouvelle limite pour l'expansion des possibilités de classification des matériaux et de mesure des paramètres physiques. La sensibilité et la sélectivité du capteur basé sur le cristal photonique sont supérieures à celles des méthodes traditionnelles. La variation de l'indice de réfraction par rapport au changement dans l'élément de détection est le principe fondamental de fonctionnement de tout capteur optique. La capture de la variation de l'indice de réfraction est améliorée en utilisant la structure de résonateur en anneau de cristal photonique [56]. Cette variation de l'indice de réfraction peut être convertie en un décalage de la fréquence et de la longueur d'onde de la lumière, ce qui est ensuite converti en un changement de température.

Dans ce chapitre la modélisation d'un capteur basé sur un résonateur en anneau à base de cristal photonique bidimensionnel pour la détection des variations de température est présentée

III.1. Les Capteurs de température à cristaux photoniques

Les capteurs optiques performants peuvent donc être développés en s'intéressant aux divers mécanismes d'interactions physiques extérieures que l'on souhaite définir. Actuellement, il y a différents capteurs optiques tels que les capteurs de pression, température, vitesse, position, d'humidité, ainsi que des capteurs biologiques.

III.1.1. Les cavités

En 1996, les premières cavités utilisant des cristaux photoniques bidimensionnels ont été créées, avec l'ajout de mono défauts sur le réseau cristallin photonique. On peut constater que ces dispositifs ont un facteur de qualité élevé pour les modes résonants en raison de leurs caractéristiques exceptionnelles [57]. La réflexion du cristal se produit sur des cavités à grande dimension qui ont plusieurs modes de réflexion.

a. Cavité carrée

Les cavités dans un réseau bidimensionnel carré sont de type S_n , avec une forme carrée, n 'étant le nombre de lignes et de rangés manquants du carré. Prenons l'exemple de la cavité S_1 , qui est formée en supprimant une ligne et une rangée.



Figure III.1. cavité carrée dans un cristal photonique carré avec un paramètre de maille 600 nm [58]

b. Cavité triangulaire

On peut observer la cavité triangulaire dans la figure III.2a en Excluant plusieurs trous dans un réseau triangulaire, des trous d'air de section circulaire ($r = 200$ nm) plongé dans une matrice diélectrique ($\epsilon = 8.12$).

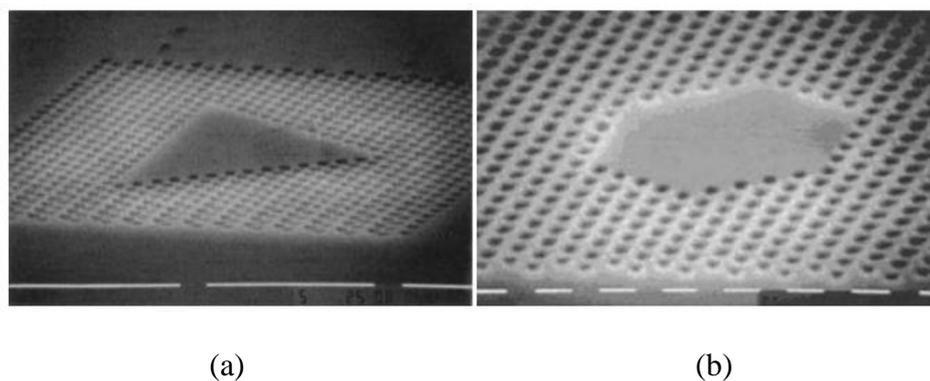


Figure III.2. (a) Cavité triangulaire dans un cristal photonique triangulaire avec un paramètre de maille 600 nm, (b) cavité hexagonale sur membrane suspendue [58]

c. Cavité rectangulaire

La définition du réseau CPh 2D triangulaire repose sur les paramètres suivants : taille de la maille $a = 560$ nm, La cavité rectangulaire illustrée dans la figure III.3 correspond à l'absence de trois rangées finies de trous dans le CPh.

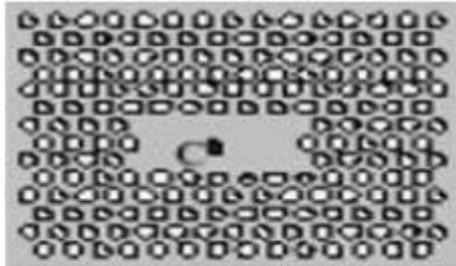


Figure III.3. Cavité rectangulaire dans un cristal photonique triangulaire avec un paramètre de maille 560 [58]

III.1.2. Études portés sur des capteurs à base de Cristaux photoniques

L'idée du capteur de température à cristaux photoniques repose sur les principes de détection abordés précédemment : le décalage des longueurs d'ondes et le changement des transmissions des pics de sortie lorsque la température de l'environnement entourant le capteur change. J. Ballato et ses collègues [59] ont créé un cristal photonique en 1999, en utilisant une sphère en SiO₂. Ensuite, ils ont observé que lorsque la température de l'environnement change, l'indice de réfraction de leur structure évolue également. Cela s'explique par le fait que les caractéristiques optiques du cristal photonique sont altérées immédiatement par le changement de température, ce qui explique pourquoi leur structure fonctionne comme un capteur de température.

Dans leur cristal photonique de SiO₂, ces chercheurs ont introduit du méthylnaphtalène en tant que matériau actif pour détecter la température, car l'MN présente un coefficient de température élevé ($5.10^{-4}K^{-1}$).

L'indice de réfraction du MN a été réduit de 50 fois par rapport à celui du SiO₂ lorsque la température augmente. La diminution de l'indice de réfraction a favorisé une meilleure transmission dans la bande interdite photonique. En étudiant les évolutions de la transmission, on pourrait mesurer le changement de température en utilisant la lumière pour les longueurs d'ondes correspondant à la bande interdite photonique. La transmission a été évaluée avec une variation relative de 35% pour une plage de température de 12°C. Ce constat met en évidence

la possibilité de créer des appareils de contrôle thermique en utilisant des cristaux photoniques.

Un nouveau type de capteur de température a été dévoilé par F. Hai-wei et ses collègues en 2011[60]. Le cristal photonique employé dans cette étude est constitué de tiges en silicium en réseau carré entourées d'air. Le diamètre de la maille était de 640 nm et le rayon des trous était de 0,6 nm a La structure a été modifiée pour Intégrer des défauts dans la forme des guides d'onde et des microcavités. En réduisant le rayon de quelques trous dans des endroits différents, comme illustré dans la figure III.4 ci-dessous.

Sous l'effet de la dilatation thermique, la constante de maille (et par conséquent l'indice de réfraction) des tiges de silicium changent. La relation liant l'indice de réfraction du silicium à la variation de température est la suivante :

$$n(T) = n_0 + \alpha \times \Delta T \tag{3.1}$$

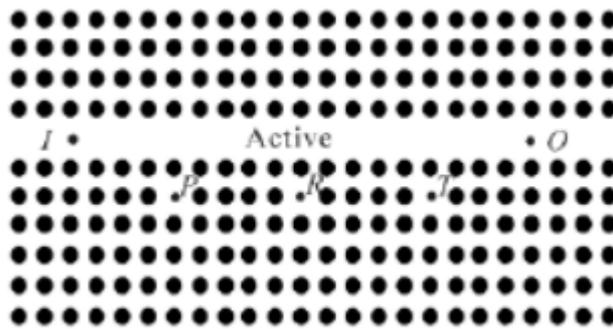


Figure III.4. Structure du capteur de température proposée par F.Hai et al [60]

Où n_0 sont les indices de réfraction à $T = 0C^\circ$ et α représente le coefficient thermo optique du silicium ($\alpha = 2 \times 10^{-4} /C^\circ$). Le capteur ainsi conçu par F. Hai-wei a présenté un comportement linéaire dans l'intervalle de $0C^\circ$ à $100 C^\circ$, et lorsque la température varie, la longueur d'onde de résonance de la microcavité subit des changements correspondants.

$$\lambda = 0.0066 \times \Delta T + 1576.475 \text{ nm} \tag{3.2}$$

En plus de la linéarité du capteur les auteurs ont atteint une sensibilité thermique de $6.6\text{pm}/C^\circ$ dans l'intervalle de température $0C^\circ$ à $100 C^\circ$.

Un capteur de température à cristaux photonique bidimensionnels en silicium a été développé par A. Hocini et A. Harhouz en 2016 [61]. La partie active de ce capteur est constituée d'une microcavité reliée à deux guides d'ondes (voir figure III.5). Les trous de la

structure ont été tous réparés. Les eaux distillées sont remplies car leur indice de réfraction dépasse la température, comme indiqué dans la relation (3.3)

$$n = 3.38 \times (1 + 3.9 \times 10^{-5} \times T) \quad (3.3)$$

Pour $77 \text{ K}^\circ < T < 400 \text{ K}^\circ$

La microcavité λ_0 présente une longueur d'onde de résonance décalée lorsque la température change en raison de la variation des indices de réfraction de l'eau distillée. Pour améliorer la sensibilité du capteur et sa linéarité, A. Hocini et A. Harhouz ont rédigé une étude, effectue une augmentation des dimensions des trous situés de part et d'autre du guide d'ondes et en ajustant le nombre de trous d'air autour de la microcavité.

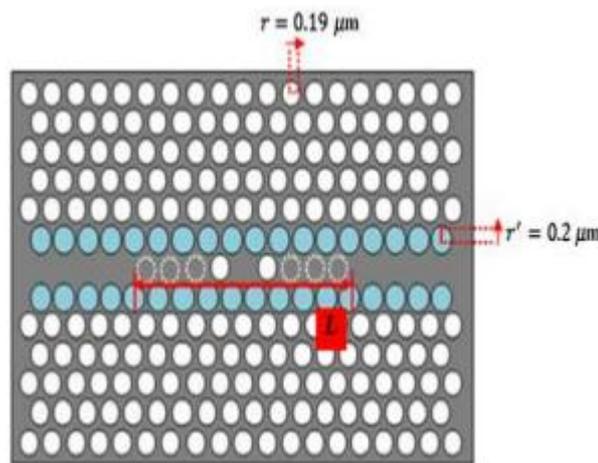


Figure III.5. Structure du capteur de température proposée par A.Hocini et A.Harhouz [61]

Cette sensibilité à température est basée sur l'effet thermo-optique de l'eau distillée. A. Hocini et A. Harhouz ont réussi à obtenir une sensibilité de $84 \mu\text{m}/^\circ\text{C}$ et un comportement linéaire du capteur dans la plage de température comprise entre $20 \text{ }^\circ\text{C}$ et $90 \text{ }^\circ\text{C}$.

III.2. Fondement théorique

La structure périodique d'indice de réfraction du cristal photonique permet une propagation contrôlée de la lumière. L'indice de réfraction du cristal photonique peut être modifié pour influencer la propagation de la lumière en modifiant ses propriétés [62]. Le cristal photonique se présente sous deux formes : des bâtonnets dans l'atmosphère et des trous dans des plaques. Il est organisé en réseau, principalement en réseau carré et en réseau hexagonal.

Les propriétés de bande interdite du cristal photonique peuvent être exploitées dans le cadre d'applications de détection. On peut manipuler la propagation de la lumière en créant des imperfections : des imperfections ponctuelles et des imperfections de ligne.

Ce chapitre présente une conception d'un résonateur en forme d'anneau qui combine cavité ligne et un guide d'ondes circulaire inséré dans le cristal photonique. La source de lumière se trouve à l'extrémité droite du guide d'ondes et l'analyseur de spectre à l'extrémité gauche. L'interférence fait que la lumière se déplace dans le guide d'ondes circulaire et revient dans le guide d'ondes droit avant de quitter le cristal.

Le résonateur en forme d'anneau est une structure polyvalente qui offre une sensibilité élevée. La méthode des différences finies dans le domaine temporel (FDTD) est appliquée pour ce capteur. Dans le domaine temporel, la méthode des différences finies résout les équations de Maxwell [63,64]. La technique établit une division du champ dans le temps et l'espace, résolvant ainsi les champs électriques et magnétiques.

Le MIT a créé MEEP, un outil de simulation qui permet de créer, modéliser et simuler différentes structures de cristaux photoniques. C'est un instrument temporel qui met en œuvre la méthode FDTD. On peut obtenir le spectre de transmission et de réflexion en utilisant l'outil MEEP [65]. Le vecteur de Poynting (Eq. (3.4)) est résolu par MEEP, qui calcule les flux.

$$P(\omega) = \operatorname{Re} \int \mathbf{E} \cdot \mathbf{H}^* d^2x \quad (3.4)$$

Ici, 'P' représente la puissance, 'E' et 'H' sont les champs électrique et magnétique, et ' ω ' est la pulsation.

On observe une variation de température de 1 °C à 100 °C avec des variations de 10 °C. L'utilisation de l'eau en arrière-plan du cristal est due à sa capacité à accroître la sensibilité à la température, car l'indice de réfraction varie davantage dans l'eau lorsque la température change. L'équation de Cauchy est employée pour calculer l'indice de réfraction d'entrée pour la plage de température spécifiée.

Les équations de Maxwell dans le vide (ou dans un matériau homogène) peuvent être écrites comme suit pour les composantes des champs électriques et magnétiques E et H :

III.2.1 Équation de Faraday (loi de l'induction)

$$\nabla \times \mathbf{E} = - \frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} \quad (3.5)$$

Dans un milieu non magnétique $B = \mu H$, donc

$$\nabla \times E = -\mu \frac{\partial H}{\partial t} \quad (3.6)$$

III.2.2 Équation d'Ampère (loi d'Ampère-Maxwell)

$$\nabla \times H = \frac{\partial D}{\partial t} \quad (3.7)$$

Dans un milieu isotrope $D = \epsilon E$ donc

$$\nabla \times H = \epsilon \frac{\partial E}{\partial t} \quad (3.8)$$

$$\frac{\partial D}{\partial t} = \frac{1}{\epsilon_0} \nabla \times H \quad (3.9)$$

$$D = \epsilon E \dots\dots(*)$$

$$\frac{\partial H}{\partial t} = -\frac{1}{\mu_0} \nabla \times E \quad (3.10)$$

Dans cette formulation, il est supposé que les matériaux simulés sont non magnétiques ; c'est-à-dire que $H = (1 / \mu_0)B$. Cependant, nous allons traiter une large gamme de propriétés diélectriques, donc l'équation (3.11) $[dH]$ pourrait être une convolution complexe.[66]

D'autre part, nous commençons par l'équation de Faraday et l'équation d'Ampère :

$$\frac{\partial \vec{H}}{\partial t} = -\frac{1}{\mu} \vec{\nabla} \times \vec{E} - \frac{\sigma^*}{\mu} \vec{H} \quad (3.11)$$

$$\frac{\partial \vec{E}}{\partial t} = \frac{1}{\epsilon} \vec{\nabla} \times \vec{H} - \frac{\sigma}{\epsilon} \vec{E} \quad (3.12)$$

$$\frac{\partial \vec{D}}{\partial t} = \frac{1}{\sqrt{\epsilon_0 \mu_0}} \nabla \times \vec{H} \quad (3.13)$$

$$\vec{D}(\omega) = \epsilon_r^*(\omega) \cdot \vec{E}(\omega) \quad (3.14)$$

$$\frac{\partial H}{\partial t} = -\frac{1}{\sqrt{\epsilon_0 \mu_0}} \nabla \times \vec{E} \quad (3.15)$$

$$\vec{D}(\omega) = \epsilon_r^*(\omega) \cdot \vec{E}(\omega) \quad (3.16)$$

$$\frac{\partial H}{\partial t} = -\frac{1}{\sqrt{\epsilon_0 \mu_0}} \nabla \times \vec{E} \quad (3.17)$$

À l'occasion de la simulation en trois dimensions, nous aborderons six domaines distincts: E_x, E_y, E_z, H_x, H_y et H_z devient :

$$\frac{\partial H_x}{\partial t} = \frac{1}{\mu} \left[-\frac{\partial E_z}{\partial y} - \sigma^* H_x \right] \quad (3.18)$$

$$\frac{\partial H_y}{\partial t} = \frac{1}{\mu} \left[\frac{\partial E_z}{\partial x} - \sigma^* H_y \right] \quad (3.19)$$

$$\frac{\partial H_z}{\partial t} = -\frac{1}{\mu} \left[\frac{\partial E_y}{\partial x} - \frac{\partial E_x}{\partial y} + \sigma^* H_z \right] \quad (3.20)$$

$$\frac{\partial E_x}{\partial t} = \frac{1}{\varepsilon} \left[\frac{\partial H_z}{\partial y} - \sigma E_x \right] \quad (3.21)$$

$$\frac{\partial E_y}{\partial t} = \frac{1}{\varepsilon} \left[\frac{\partial H_z}{\partial x} - \sigma E_y \right] \quad (3.22)$$

$$\frac{\partial E_z}{\partial t} = \frac{1}{\varepsilon} \left[\frac{\partial H_y}{\partial x} - \frac{\partial H_x}{\partial y} - \sigma E_z \right] \quad (3.23)$$

Pour la simulation en deux dimensions, nous optons pour l'un des deux groupes de trois vecteurs : (1) le mode magnétique transverse (TM), qui est constitué de E_z, H_x et H_y ; ou (2) le mode électrique transverse (TE), qui est constitué de E_x, E_y et H_z .

III.2.3. Mode TM (Magnétique Transverse)

Dans cette configuration, le champ électrique est influencé dans la direction z (perpendiculaire au plan de simulation), tandis que les champs magnétiques sont influencés dans les directions x et y . Cela implique que la trajectoire du champ magnétique est parallèle au plan de simulation.

$$\frac{\partial D_z}{\partial t} = \frac{1}{\sqrt{\varepsilon_0 \mu_0}} \left(\frac{\partial H_y}{\partial x} - \frac{\partial H_x}{\partial y} \right) \quad (3.24)$$

$$D(\omega) = \varepsilon_r^*(\omega) \cdot E(\omega) \quad (3.25)$$

$$\frac{\partial H_x}{\partial t} = -\frac{1}{\sqrt{\varepsilon_0 \mu_0}} \frac{\partial E_z}{\partial y} \quad (3.26)$$

$$\frac{\partial H_y}{\partial t} = \frac{1}{\sqrt{\varepsilon_0 \mu_0}} \frac{\partial E_z}{\partial x} \quad (3.27)$$

$$\frac{\partial H_x}{\partial t} = \frac{1}{\mu} \left[-\frac{\partial E_z}{\partial y} - \sigma^* H_y \right] \quad (3.28)$$

$$\frac{\partial H_y}{\partial t} = \frac{1}{\mu} \left[-\frac{\partial E_z}{\partial x} - \sigma^* H_x \right] \quad (3.29)$$

$$\frac{\partial H_z}{\partial t} = \frac{1}{\varepsilon} \left[\frac{\partial E_y}{\partial x} - \frac{\partial H_x}{\partial y} - \sigma E_z \right] \quad (3.30)$$

III.2.4. Mode TE (Électrique Transverse)

Dans cette configuration, les champs électriques contiennent des éléments dans les directions x et y , tandis que la composante du champ magnétique se trouve dans la direction z . Cela implique que

$$\frac{\partial E_x}{\partial t} = \frac{1}{\varepsilon} \left[\frac{\partial H_z}{\partial y} - \sigma E_x \right] \quad (3.31)$$

$$\frac{\partial E_y}{\partial t} = \frac{1}{\varepsilon} \left[\frac{\partial H_z}{\partial x} - \sigma E_y \right] \quad (3.32)$$

$$\frac{\partial H_z}{\partial t} = -\frac{1}{\mu} \left[\frac{\partial E_y}{\partial x} - \frac{\partial E_x}{\partial y} + \sigma^* H_z \right] \quad (3.33)$$

III.3. Conception

La conception du capteur consiste en une structure de cristal photonique de résonateur en anneau à réseau carré bidimensionnel en tiges (silicium) en configuration air. Un guide d'ondes droit et circulaire est découpé pour former une structure de résonateur en anneau. Le modèle conçu est illustré dans Figure III.6

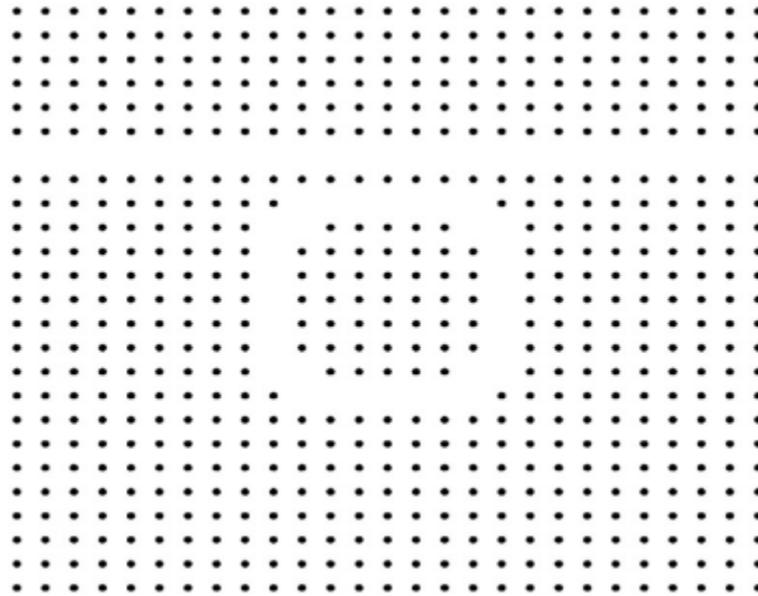


Figure III.6. Conception de la structure PCRR.

La conception est faite par le logiciel Comsol multiphysics et la simulation à l'aide de l'outil Matlab[67,68]. Les paramètres du capteur sont donnés ci-dessous :

- Tiges en configuration air
- Structure en treillis carré
- Constante de réseau 'un' = 1^{-m}
- Rayon des tiges 'r' = 0,19^{-m}
- Constante diélectrique des tiges de silicium = 12

- La constante diélectrique du fond est modifiée par rapport à la plage de température
- La longueur d'onde de la lumière 1350 nm

Le profil d'indice de réfraction du cristal photonique change avec l'augmentation de la température, ce qui affecte les valeurs de flux transmis et réfléchi. Une légère fluctuation de température est observée avec une modification du flux transmis et du flux réfléchi.

Ce Tableau présente la température par rapport à l'indice de réfraction de la silice.

Tableau III.1. Température par rapport à l'indice de réfraction de la silice

| T | N |
|-----|-------------|
| 1 | 1.756488118 |
| 10 | 1.756463761 |
| 20 | 1.756436629 |
| 30 | 1.756409425 |
| 40 | 1.75638215 |
| 50 | 1.756354803 |
| 60 | 1.756327384 |
| 70 | 1.756299894 |
| 80 | 1.756272331 |
| 90 | 1.756244696 |
| 100 | 1.756216989 |

La formule de l'indice de réfraction de la silice pure a été considérée comme ci-dessous :

$$\Gamma^2 = A + \frac{B\lambda^2}{\lambda^2 - C} + \frac{D\lambda^2}{\lambda^2 - E} \quad (3.10)$$

Où les coefficients de Cauchy A, B, C, D et E dépendent linéairement de la température T (en °C) de la manière suivante (Tableau III.1) :

$$A = M_A T + Y_A \quad ; M_A = 3.1463 \times 10^{-8} \quad ; Y_A = 1.3855 \quad (3.11)$$

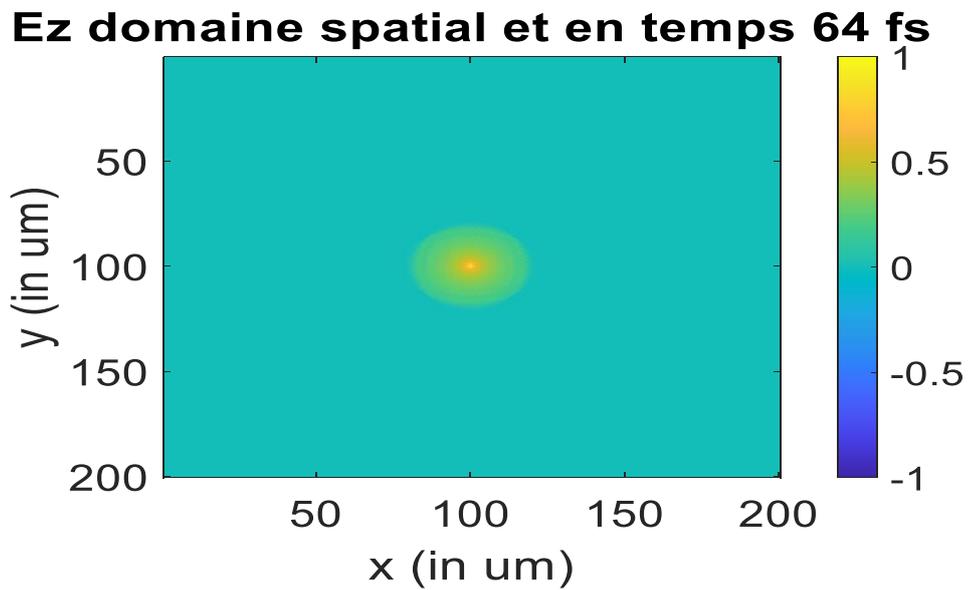
$$B = M_B T + Y_B \quad ; M_B = 2.0427 \times 10^{-5} \quad ; Y_B = 0.7844 \quad (3.12)$$

$$C = M_C T + Y_C \quad ; M_C = 2.8155 \times 10^{-6} \quad ; Y_C = 0.011029 \quad (3.13)$$

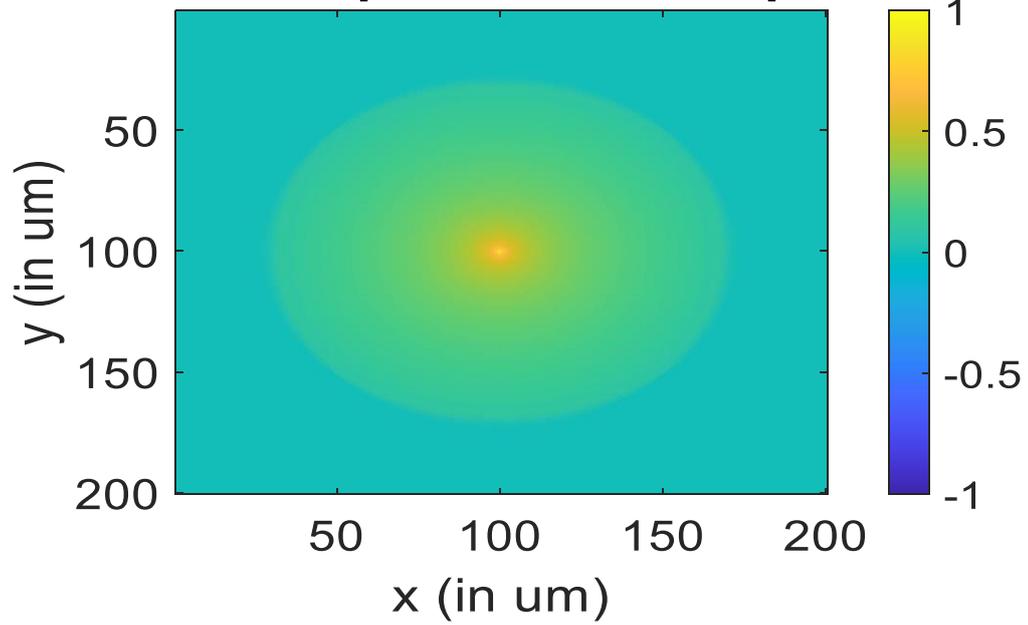
$$D = M_D T + Y_D \quad ; M_D = -6.7886 \times 10^{-5} \quad ; Y_D = 0.91136 \quad (3.14)$$

III.4. Résultat

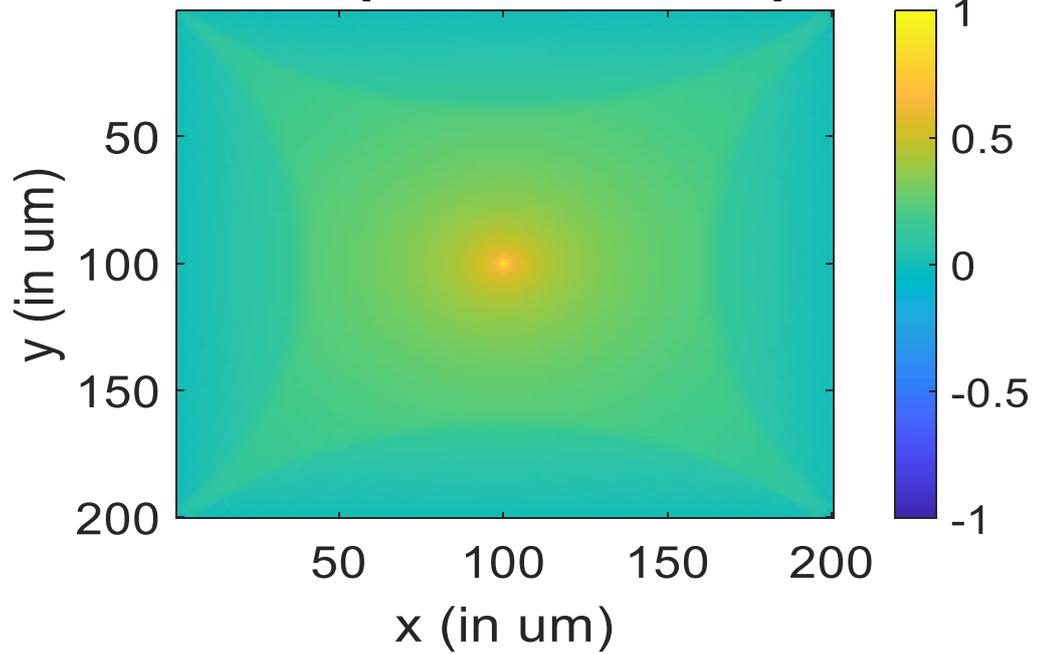
Propagation de l'onde magnétique dans le cristal : les figure ci-dessous montre la simulation de la propagation de l'onde électromagnétique à travers un cristal photonique en simulant les équations des champs E et H



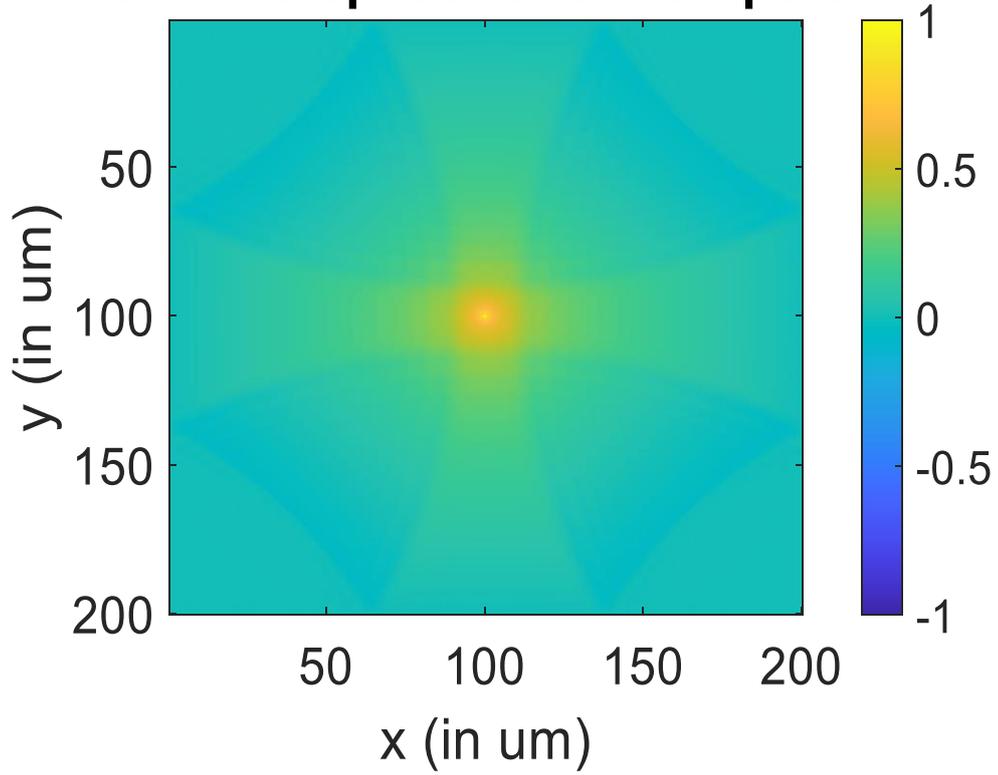
Ez domaine spatial et en temps 236 fs



Ez domaine spatial et en temps 460 fs



Ez domaine spatial et en temps 636 fs



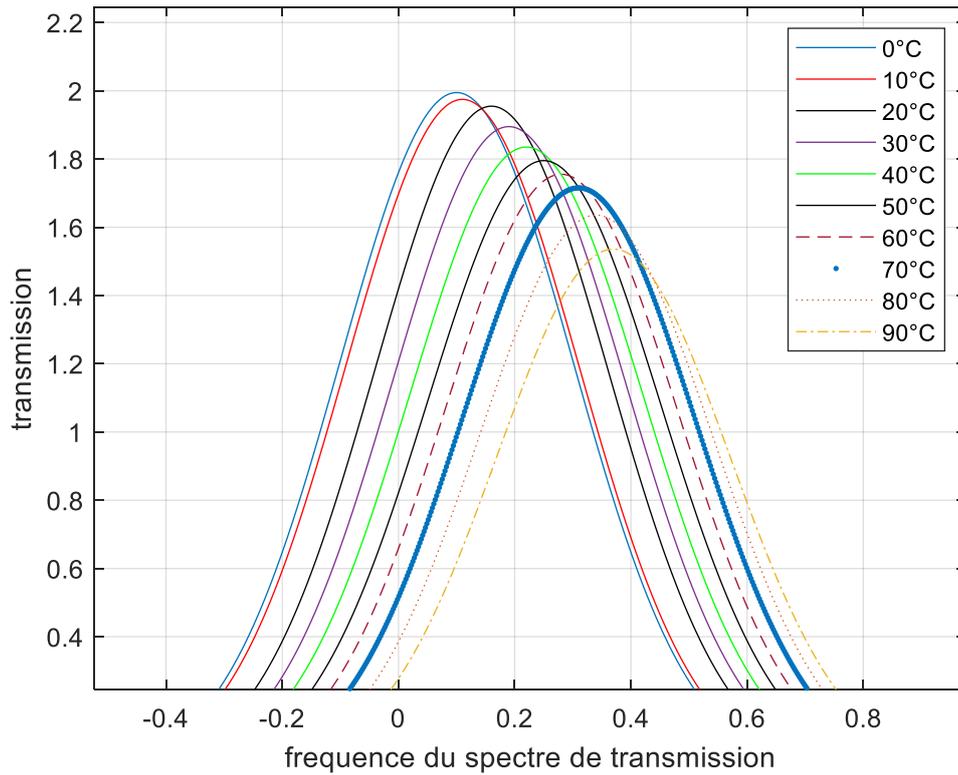


Figure III.7. Spectre de transmission pour différentes températures

Dans la Figure III.7, on peut observer : quand la température augmente, la puissance transmise diminue avec cette augmentation de température, ainsi qu'un décalage de la fréquence du spectre de la puissance de transmission avec le changement de température. Bien que le changement de l'indice de réfraction soit léger, la variation du spectre de transmission est clairement distincte, ce qui prouve que le capteur est très sensible aux changements de température.

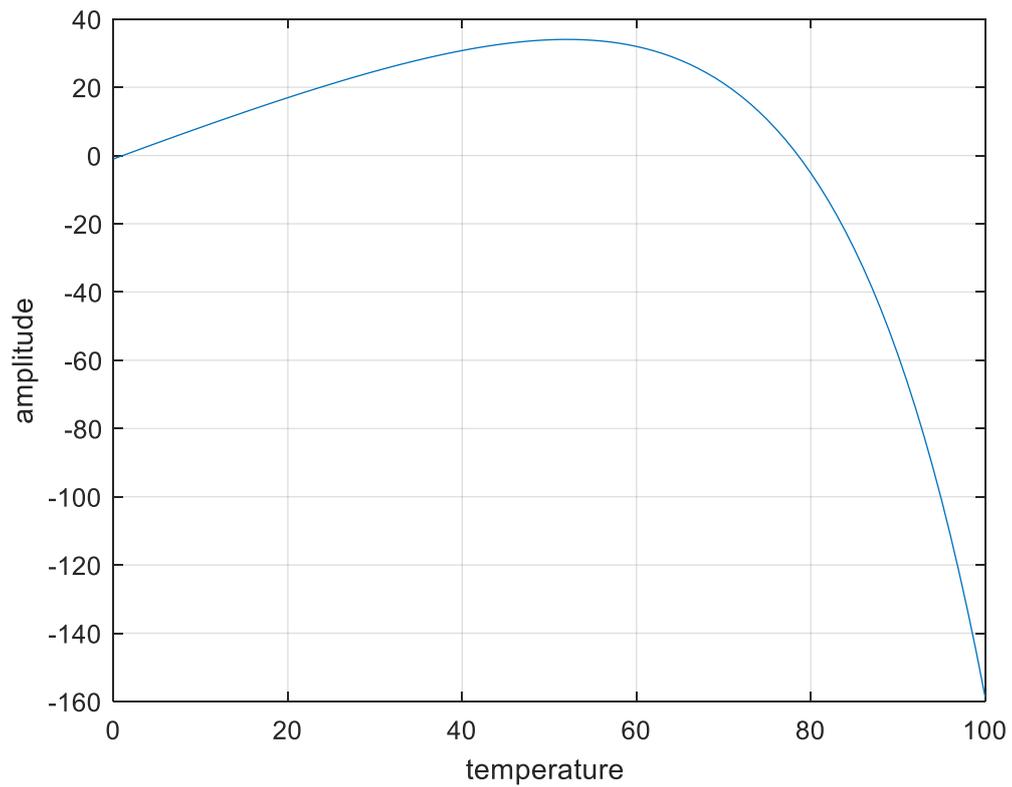


Figure III.8. Amplitude de transmission en fonction de la température v

Le graphique de la Fig.III.8 montre la variation de l'amplitude de transmission en fonction de la température. On peut observer que le flux transmis diminue de manière exponentielle à mesure que la température augmente.

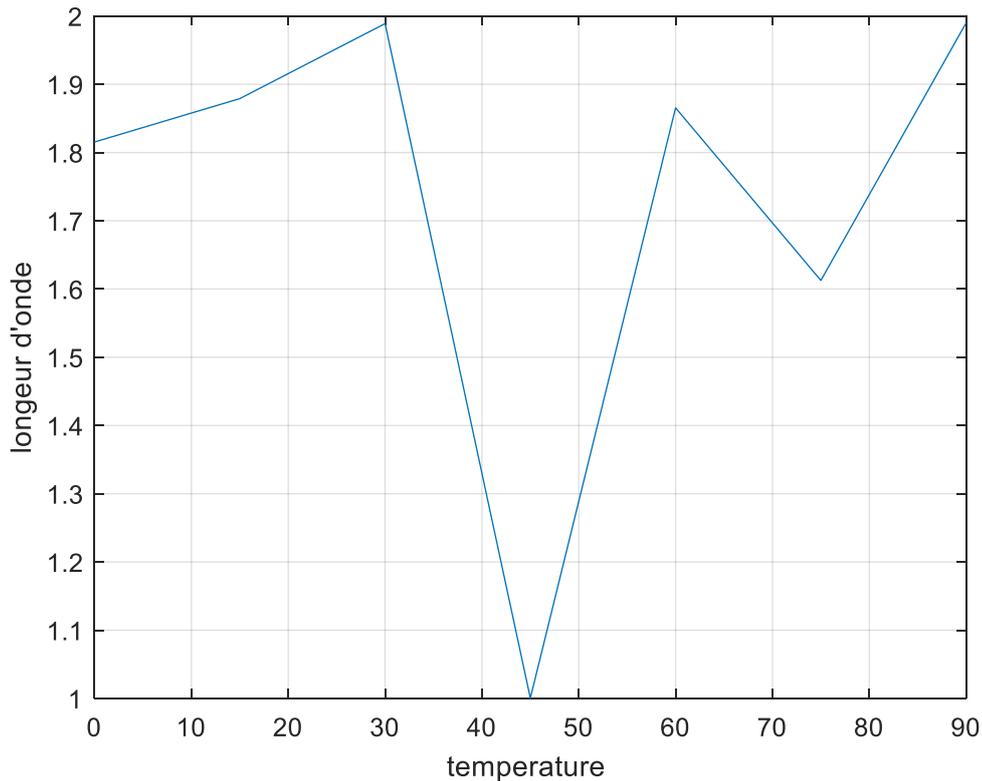


Figure III.9. Décalage de longueur d'onde avec la température

La figure III.9 montre la variation de décalage de longueur d'onde par rapport au température. Ainsi, le capteur peut également être utilisé pour détecter les températures seuils en ajustant les longueurs d'onde pour différentes températures

Conclusion

Ce chapitre examine la conception et l'efficacité des capteurs de température utilisant des cristaux photoniques. Ces capteurs se démarquent par leur haute sensibilité et leur capacité à détecter de minuscules variations de température via des changements dans l'indice de réfraction, ce qui modifie la longueur d'onde et les pics de transmission. Les différentes conceptions de cavités (carrées, triangulaires et rectangulaires) sont étudiées, ainsi que l'utilisation de résonateurs en anneau avec des tiges de silicium, optimisés à l'aide d'outils de simulation comme COMSOL Multiphysics et MATLAB. Les performances de ces capteurs sont discutées, montrant une sensibilité notable dans diverses valeurs température. En conclusion, ces capteurs basés sur les cristaux photoniques offrent une technologie prometteuse pour des mesures de température précises dans diverses applications industrielles et scientifiques, grâce à leur haute sensibilité et leur capacité à fonctionner dans des conditions environnementales variées.

Conclusion générale

Conclusion générale

Les cristaux photoniques possèdent une bande interdite photonique dont leurs constitutions est à l'origine de sa formation. Cette bande interdite associé à des défauts de tous types (microcavité, guide d'onde, couplage... etc.) créés volontairement dans la structure périodique de ce cristal ; la technologie de détection photonique permet d'étendre des paramètres physiques comme la détection de la température à une large gamme d'applications.

La structure de base d'un capteur de température consiste à confiner la lumière par sa propagation dans la cavité où elle est affectée par la température appliquée au capteur, qui provoque une variation de l'indice de réfraction et donc un décalage de la fréquence de résonance.

L'objectif de notre travail consiste à l'étude et la conception d'un capteur de température à base de cristaux photoniques 2D pour la détection de la température. Nous souhaitons obtenir un indice de réfraction et une longueur d'onde pour les performances et la sensibilité du capteur.

Dans ce mémoire, nous avons utilisé le logiciel COMSOL Multiphysics pour la concevoir et analyser le capteur a cristaux photoniques (résonateur en anneau), ainsi que le logiciel Matlab pour simuler les paramètres du capteur. La méthode de différences finies dans le domaine temporel à deux dimensions (FDTD-2D) a été appliquée aux équations de maxwell pour pouvoir discrétiser les équations du champ électrique et magnétique et simuler la propagation de l'onde électromagnétique à travers le cristal

Les paramètres de conception incluent une structure en anneau bidimensionnelle, des tiges de silicium dans une configuration d'air, une constante de réseau de 1 μm , un rayon de tige de 0,19 μm , une constante diélectrique de 12 pour les tiges de silicium, et une longueur d'onde de lumière de 1350 nm. Les résultats de ce travail c'est lorsque la température augmente, le profil de l'indice de réfraction du cristal photonique change, ce qui entraîne des variations dans les valeurs de flux transmis. Les changements dans le flux transmis sont observés pour de légères variations de température. La formule de l'indice de réfraction pour la silice pure est également présentée

Les capteurs proposés présentent un avantage très important en ce sens qu'ils peuvent fonctionner dans des conditions environnementales difficiles, notamment à des températures élevées.

Compte tenu des conclusions que nous avons obtenues lors de ce travail, nous estimons dans le prochain avenir, voir et étudier d'autres applications des cristaux photoniques pour la conception d'autres capteurs, tels que les capteurs de pression, et tester ses performances dans des différentes conditions difficiles

Références bibliographiques

Références bibliographiques

- [1] F. Priolo, M. Galli, A. Polman, L. Dal Negro, P. N. Prasad, J. D. Joannopoulos, D. L. Kwong, "Silicon NanoPhotonics: From Fundamental Research to Applications", Proceedings of the IEEE, vol. 97, no. 7, pp. 1337-1361, July 2009.
- [2] D. A. B. Miller, "Device Requirements for Optical Interconnects to Silicon Chips", Proceedings of the IEEE, vol. 97, no. 7, pp. 1166-1185, July 2009.
- [3] Middleton, W. E. K. (1966). Histoire du Thermomètre et Son Utilisation en Météorologie. Société Météorologique Américaine.
- [4] Fahrenheit, G. (1724). Expériences et Observations sur la Congélation de l'Eau en Vide. Danzig : Société Scientifique de Gdańsk.
- [5] Seebeck, T. J. (1821). Polarisation Magnétique des Métaux et des Minerais par Différence de Température. Mémoires de la Classe Physique de l'Académie Royale des Sciences de Bavière, 3, 265-373.
- [6] Taylor, J., & Jones, K. (2021). Principes et Applications des Capteurs de Température. Wiley.
- [7] Li, X., & Chiles, T. C. (2020). Technologies Avancées de Mesure de Température : Capteurs à Fibre Optique et Capteurs à Cristaux Photoniques. Capteurs, 20(6), 1628
- [8] Yablonovitch, E. "Inhibited spontaneous emission in solid-state physics and electronics," Physical Review Letters, vol. 58, no. 20, pp. 2059-2062, May 1987.
- [9] John, S. "Strong localization of photons in certain disordered dielectric superlattices," Physical Review Letters, vol. 58, no. 23, pp. 2486-2489, June 1987.
- [10] Smith, A., et al. (2022). Simulation de Capteurs à Cristaux Photoniques Utilisant COMSOL Multiphysics. Journal de Physique Computationnelle, 45(3), 301-315.
- [11] Dr . BENYETTOU Loutfi, (Cours du Capteur et instrumentation) Université Msila
- [12] <https://evvr.io/fr/blogs/newsroom-2/what-is-a-smart-sensor-and-how-does-it-work>
- [13] <https://lenergie-solaire.net/thermodynamique/proprietes-thermodynamiques/temperature/capteurs-temperature>
- [14] DOSSOU Charles, « Etude des fours électriques ».
- [15] JEAN-CLAUDE Engrand, « Métrologie industrielle » partie1.
- [16] BTS SN, « Apport de connaissances sur les capteurs de température », Lycée CHEVROLLIER, séance 2, 10/10/2014.

- [17] Pyromètre optique (illustrationprize.com)
- [18] E. Yablonovitch, « Physical Review Letters »58(20), 20592062 (1987).
- [19] E. Yablonovitch, T.J. Gmitter, and K.M. Leung. « Physical Review Letters »67(17), 2295– 2298
- [20] S. John, “Strong localization of photons in certain disordered dielectric superlattices”, Phys. Rev. Lett., vol. 58, pp. 2486-2489, 1987.
- [21] http://fr.wikipedia.org/wiki/cristal_photonique .
- [22] S. John, “Strong localization of photons in certain disordered dielectric superlattices”, Phys. Rev. Lett., vol. 58, pp. 2486-2489, 1987.
- [23] 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).
- [24] SC Buswell, VA Wright, JM Buriak, V Van, and S Evoy. Specific detection of proteins using photonic crystal waveguides. Optics express, 16(20) :15949–15957, 2008.
- [25] D Felbacq and E Centeno. Theory of diffraction for 2d photonic crystals with a boundary. Optics communications, 199(1-4) :39–45, 2001.
- [26] John D Joannopoulos, Steven G Johnson, Joshua N Winn, and Robert D Meade. Photonic crystals. In Photonic Crystals. Princeton university press, 2011.
- [27] Amel Labbani. Matériaux BIP à base de nanoparticules métalliques et semiconductrices : étude des propriétés optiques par FDTD. PhD thesis, Saint-Etienne, 2009.
- [28] F.Benaissa, Etude et Simulation de la Propagation des Ondes Electromagnétiques
- [29] 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.
- [30] Zhenfeng Xu, Liangcai Cao, Claire Gu, Qingsheng He, and Guofan Jin. Micro displacement sensor based on line-defect resonant cavity in photonic crystal. optics express, 14(1) :298–305, 2006
- [31] T.E. Sale « Vertical cavity surface emitting lasers » Research Studies Press. Taunton, Somerset, England, 1995.
- [32]. Yannick MERLE, « Etude de la dispersion électronique dans les matériaux périodiques diélectriques bidimensionnels », Thèse de doctorat n° 47-2003, Université de Limoges, Novembre 2003.
- [33]. Marc ZELSMANN, «Cristaux photoniques en silium sur isolant pour le guidage, le filtrage, l'émission et l'extraction de la lumière». Mémoire de doctorat; Lyon.

- [34] K. Boudiaf, SAFER Hadjer « Thème Etude et conception des capteurs à cristaux Photoniques pour des applications biomédicales »17/06/2018
- [35] M. Filali, Etude et Conception d'un démultiplexeur 8 canaux à cristaux photoniques bidimensionnels, universite mohamed boudiaf - m'sila, 17 / 06 / 2018..
- [36]. J.M. LOURTIOZ, D. MAYSTRE, H. BENISTY, V. BERGER, J. M. GERARD, A. TCHELNOKOV, «Les cristaux photoniques ou la lumière en cage », GET et Lavoisier, Paris, 2003.
- [37]. J.D. Joannopoulos, RD. Meade et J.N. Winn, photonic Crystals : Molding the Flow of light», Princeton University Press, Princeton (1995)
- [38] Malache Hadjeri, Mahi Amel, « Nouvelles Structures Des Démultiplexeurs En Cristaux Photoniques 2D Pour Les systèmes Très Hauts Débits », Mémoire de Master, Université de Tlemcen, 2019.
- [39] José-Philippe Pérez, Robert Carles, Robert Fleckinger, and Robert Lagoute. Electromagnétisme : fondements et applications avec 300 exercices et problèmes résolus. Dunod, 2002.
- [40] D Maystre. Electromagnetic study of photonic band gaps. Pure and Applied Optics : Journal of the European Optical Society Part A, 3(6) :975, 1994. 48
- [41] Yannick Merle. Etude de la dispersion électromagnétique dans les matériaux périodiques diélectriques bidimensionnels. PhDthesis, Université de Limoges, 2003
- [42] Rafrat Asma, « Etude et modélisation d'un Bio-capteur à base de cristaux photoniques », Mémoire de Master, Université de ANNABA ,2019
- [43] BELHASSOS Ahlam, METREF Sofiane, « Etude et simulation des cristaux photoniques », Mémoire de Master, Université de OUARGLA ,2017
- [44] Claes, T. ; Molera, JG ; Schacht, E. ; Baets, R. & Bienstman, P. (2009). Label-Free Biosensing with Slot-Waveguide-Based Ring Resonator in Silicon on Insulator. IEEE Photonics Journal, (septembre 2009), 1(3), 197-204.
- [45] BENLAKHDAR Moatazz. CONCEPTION DES BIOCAPTEURS RI A BASE DES GUIDES D'ONDE A CRISTAUX PHOTONIQUE (PCW). PhD thesis, UNIVERSITE DE M'SILA FACULTE DE TECHNOLOGIE, 2015.
- [46] Robert Farha. Etude d'une structure à cristal photonique" LOM" gravée dans un guide Ti liNbO3 dopé erbium pour l'émission de la lumière à 1.55 µm. PhD thesis, Evry, Institut national des télécommunic
- [47] K. Boudiaf, SAFER Hadjer « Thème Etude et conception des capteurs à cristaux Photoniques pour des applications biomédicales »17/06/2018.
- [48]. Jean-Michel LOURTIOZ, «Cristaux photoniques et « gaps » de photons -Propriétés et applications », Techniques de l'Ingénieur, AF 3 711, 07/2004.

- [49] Ségolène Olivier. Nouvelles structures miniatures dans des cristaux photoniques bidimensionnels planaires pour les fonctions de l'optique intégrée. PhD thesis, Paris 6, 2002
- [50] Robert D Meade, Karl D Brommer, Andrew M Rappe, and JD Joannopoulos. Photonic bound states in periodic dielectric materials. *Physical Review B*, 44(24) :13772, 1991.
- [51] M Sigalas, Costas M Soukoulis, Eleftherios N Economou, Che Ting Chan, and KM Ho. Photonic band gaps and defects in two dimensions : Studies of the transmission coefficient. *Physical Review B*, 48(19) :14121, 1993.
- [52] Kazuaki Sakoda. *Optical properties of photonic crystals*, volume 80. Springer Science & Business Media, 2004
- [53] K. Boudiaf, SAFER Hadjer « Thème Etude et conception des capteurs à cristaux Photoniques pour des applications biomédicales »17/06/2018.
- [54] F. Kiheli, K. Djebrit, « Conception des diviseurs de puissance optique 1x2, 1x3 et 1x4 à base des cristaux photoniques », Mémoire Pour l'obtention du Diplôme de Master Académique, Université Kasdi Merbah OUARGLA, 23/10/2020
- [55] P. Sharan, M. Ashwini, T. Srinivas, Design and analysis of photonic crystal gratings as temperature sensor, in: International Conference on Emerging Research in Computing, Information, Communication and Applications (ERCICA-13), 2013, ISBN: 978935107102.
- [56] F. Harfoush, A. Taflove, G.A. Kriegsmann, A numerical technique for analyzing electromagnetic wave scattering from moving surfaces in one and two dimensions, *IEEE Trans. Adv. Packag.* 37 (1) (1989) 55–63.
- [57] Nicolas Bonod and Jérôme Neauport. Design of a full-silica pulse-compression grating. *Optics letters*, 33(5) :458–460, 2008.
- [58] Stuart A Boden and Darren M Bagnall. Tunable reflection minima of nanostructured antireflective surfaces. *Applied Physics Letters*, 93(13) :133108, 2008.
- [59] 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)
- [60] 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
- [61] A. Kumar, T.S. Saini, R.K. Sinha, Design and analysis of photonic crystal biperiodic waveguide structure based optofluidic-gas sensor, *Optik* 126 (2015) 5172–5175
- [62] V. Dinesh, Analysis and Simulation of Photonic Crystal Components for Optical Communication (Thesis), December 2003.
- [63] S.G. Johnson, S. Fan, P.R. Villeneuve, J.D. Joannopoulos, Guided Modes in Photonic Crystal Slabs, *Phys. Rev. B* 60 (1999) 5751.

- [64] J.T. Clemens, Silicon Microelectronics Technology, Bell Labs Tech. J. 2 (4) (1997) 76–102.
- [65] R.D.Meade,A.M.Rappe,K.D.Brommer,J.D.Joannopoulos, Existence of photonic band gap in two dimensions, Appl. Phys. Lett. 61 (1992) 495.
- [66] Sullivan, Dennis Michael, Electromagnetic simulation using the FDTD method. IEEE Press IEEE Press Editorial Board 2013– Second edition
- [67] <http://ab-initio.mit.edu/MEEP/Tutorial>
- [68] http://abinitio.mit.edu/wiki/index.php/Meep_Introduction#Transmission_Reflection_spec
- [69]K. S. Yee, "Numerical solution of initial boundary value problems involving Maxwell's equations in isotropic media," *IEEE Transactions on Antennas and Propagation*, vol. 14, no. 3, pp. 302-307, 1966.
- [70]A. Taflove and S. C. Hagness, *Computational Electrodynamics: The Finite-Difference Time-Domain Method*, 3rd ed., Artech House, 2005.
- [71]Allen Taflove, "Application of the finite-difference time-domain method to sinusoidal steady-state electromagnetic penetration problems," *IEEE Transactions on Electromagnetic Compatibility*, vol. 22, no. 3, pp. 191-202, 1980.
- [72]Sullivan, D. M., *Electromagnetic Simulation Using the FDTD Method*, 2nd ed., Wiley-IEEE Press, 2013.
- [73] A. Taflove, *Computational Electrodynamics: The Finite-Difference Time-Domain Method*, Boston:ArtechHouse,1995.

Annexes

Annexes

A.1. La méthode FDTD (finite difference time domain)

La méthode des différences finies dans le domaine temporel (FDTD) est une technique numérique rigoureuse et efficace pour la modélisation des dispositifs optiques à l'échelle nanométrique. Proposée initialement par K. S. Yee en 1966[69], cette méthode permet de résoudre directement les équations de Maxwell sans recourir à des approximations physiques, offrant ainsi des résultats de haute précision. La complexité maximale du problème n'est limitée que par la puissance de calcul disponible.

Ce qui distingue la méthode FDTD est son approche de résolution des équations dans le domaine temporel plutôt que dans le domaine fréquentiel. Cette technique permet de visualiser la propagation des ondes électromagnétiques dans divers matériaux et structures, notamment les cristaux photoniques. Elle est particulièrement utile pour étudier la sensibilité spectrale d'un système et pour calculer la distribution des champs électriques dans des structures de dimensions finies [70,71].

La méthode FDTD est largement adoptée pour analyser la propagation des ondes dans des dispositifs optiques et photoniques, pour étudier l'interaction de la lumière avec des matériaux nanostructurés.[72]

➤ Les applications de la méthode FDTD

La méthode des différences finies dans le domaine temporel (FDTD) a de nombreuses applications dans divers domaines scientifiques et technologiques, notamment en optique et en photonique. Voici quelques-unes des principales applications de cette méthode :

- ✓ Modélisation des dispositifs optiques
- ✓ Étude des cristaux photoniques
- ✓ Interaction de la lumière avec des matériaux nanostructurés
- ✓ Conception et optimisation de composants optiques
- ✓ Analyse des capteurs optiques

A.2. Simulation d'un capteur de température, en utilisant les équations de Maxwell discrétisées

Pour simuler un capteur de température, nous utilisons les équations de Maxwell discrétisées en deux dimensions.

A.2.1. Discrétisation des équations

Une fois de plus, le tilde au-dessus des champs E et D a été retiré. Il est primordial que les champs à calculer soient entrelacés de manière systématique. On peut le voir dans la Figure 3.1. Dans le schéma de différences finies, l'application des équations (3.2), (3.3) et (3.4) donne les équations aux différences suivantes (1)[73]

Et Pour les composantes des champs, nous utilisons des indices de grille (i, j) pour le temps $n, n + 1$, et $n - 1/2$:

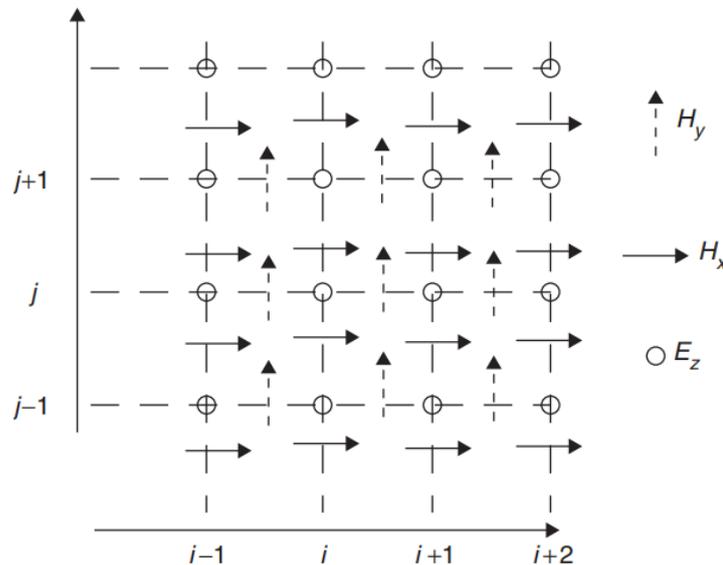
A.2.1.1. Équation discrétisée pour le champ électrique E_z

$$\frac{D_z^{n+1/2}(i,j) - D_z^{n-1/2}(i,j)}{\Delta t} = \frac{1}{\sqrt{\epsilon_0 \mu_0}} \left(\frac{H_y^n(i+\frac{1}{2},j) - H_y^n(i-\frac{1}{2},j)}{\Delta x} \right) - \frac{1}{\sqrt{\epsilon_0 \mu_0}} \left(\frac{H_x^n(i,j+\frac{1}{2}) - H_x^n(i,j-\frac{1}{2})}{\Delta x} \right) \quad (\text{A.1})$$

A.2.1.2. Équations discrétisées pour les champs magnétiques H_x et H_y

$$\frac{H_x^{n+1}(i+\frac{1}{2},j) - H_x^n(i+\frac{1}{2},j)}{\Delta t} = -\frac{1}{\sqrt{\epsilon_0 \mu_0}} \frac{E_z^{n+\frac{1}{2}}(i,j+1) - E_z^{n+\frac{1}{2}}(i,j)}{\Delta t} \quad (\text{A.2})$$

$$\frac{H_y^{n+1}(i+\frac{1}{2},j) - H_y^n(i+\frac{1}{2},j)}{\Delta t} = -\frac{1}{\sqrt{\epsilon_0 \mu_0}} \frac{E_z^{n+\frac{1}{2}}(i+1,j) - E_z^{n+\frac{1}{2}}(i,j)}{\Delta t} \quad (\text{A.3})$$



FigureA.1 : Entrelacement des champs E et H pour la formulation TM bidimensionnelle.

A.3. La Couche Parfaitement Adaptée (PML) (The Perfectly Matched Layer)

À ce jour, nous n'avons abordé que brièvement la question des conditions aux limites absorbantes (ABCs). L'étendue de la zone simulable à l'aide de la méthode FDTD est restreinte en raison des ressources informatiques disponibles. Par exemple, dans la simulation en deux dimensions de la section précédente, le programme comprend des matrices en deux dimensions pour les valeurs de tous les champs, tels que dz, ez, hx et hy , ainsi que des matrices pour les paramètres $gax, libz$ et iz .

Prenons l'exemple d'une onde générée à partir d'une source ponctuelle qui se propage dans l'espace libre, comme en illustration 3.2. Au fur et à mesure que l'onde se propage vers l'extérieur, elle arrivera à la limite de l'espace autorisé, la dimension des matrices dans le programme étant donnée. S'il n'y avait pas de mesures pour résoudre ce problème, des réflexions seraient produites et se propageraient autour de nous. La réflexion parasite ne permettrait pas de déterminer l'onde réelle. C'est pourquoi la méthode FDTD a été utilisée aussi longtemps que les ABC ont été un problème. De multiples méthodes sont disponibles pour résoudre ce problème (2, 3).

La couche parfaitement adaptée (PML) développée par Berenger (4) est la condition aux limites absorbantes la plus souple et la plus performante. Le concept fondamental de la PML repose sur le fait que si une onde se propage dans le milieu A et qu'elle se heurte au milieu B, la réflexion est influencée par les impédances intrinsèques des deux milieux, comme indiqué par l'équation.

$$T = \frac{\eta_A - \eta_B}{\eta_A + \eta_B} \quad (\text{A.4})$$

Où Γ représente le coefficient de réflexion, et η_A et η_B correspondent aux impédances des milieux, calculées à partir des constantes diélectriques ϵ et des perméabilités μ des deux milieux :

$$\eta = \sqrt{\frac{\mu}{\epsilon_r \epsilon_0}} \quad (\text{A.5})$$

Jusqu'à-là, nous avons supposé que μ était une constante, donc lorsque l'impulsion se diffuse $d'\epsilon_r = 1$ $\epsilon_r = 4$ en tant que dans la figure 1, puis il y a un changement d'impédance et une partie de l'impulsion est réfléchi, comme on l'a trouvé de l'équation (4.3). Cependant, si μ changeait avec ϵ suffisamment pour que η reste le même, Γ resterait

constante et zéro réflexion ne se produirait. Cela ne résoudrait pas notre problème non plus car l'impulsion passerait à travers le box. Ce que nous voulons, c'est un milieu dissuasif de telle manière que l'impulsion se dissipe à la fin. On peut accomplir cela en rendant ε et μ complexes car la partie imaginaire correspond à la partie qui provoque la décroissance (Annexe 1.A).

Revenons à l'équation (3.2) mais transférons tout dans le domaine de Fourier à présent. Dans le domaine de Fourier dans le temps, d/dt devient $j\omega$. Cela n'a pas d'impact sur les dérivées spatiales.

$$j\omega D_z = c_0 \cdot \left(\frac{\partial H_y}{\partial x} - \frac{\partial H_x}{\partial y} \right), \quad (\text{A.6})$$

$$D_z(\omega) = \varepsilon_r^*(\omega) \cdot E_z(\omega), \quad (\text{A.7})$$

$$j\omega H_x = -c_0 \frac{\partial E_z}{\partial y}, \quad (\text{A.8})$$

$$j\omega H_y = c_0 \frac{\partial E_z}{\partial x} \quad (\text{A.9})$$

N'oubliez pas que dans les équations des dérivées spatiales dans 3.7a, 3.7c et 3.7d, nous utilisons les unités normalisées, donc ε et μ ont été supprimées. Au lieu de les retourner pour la PML, nous les introduirons dans $\varepsilon * Fz, \mu * Fx, \mu * Fy$ par spilles pour les coants fictifs diélectriques de la PML.

$$j\omega D_z \cdot \varepsilon_{Fz}^*(x) \cdot \varepsilon_{Fz}^*(y) = c_0 \cdot \left(\frac{\partial H_y}{\partial x} - \frac{\partial H_x}{\partial y} \right) \quad (\text{A.10})$$

$$D_z(\omega) = \varepsilon_r^*(\omega) \cdot E_z(\omega) \quad (\text{A.11})$$

$$j\omega H_x \cdot \mu_{Fx}^*(x) \cdot \mu_{Fy}^*(y) = -c_0 \frac{\partial E_z}{\partial y} \quad (\text{A.12})$$

$$j\omega H_y \cdot \mu_{Fy}^*(x) \cdot \mu_{Fx}^*(y) = c_0 \frac{\partial E_z}{\partial x} \quad (\text{A.13})$$

Il convient de souligner quelques aspects : La valeur εF est liée à la densité de flux D , et non au champ électrique E . De plus, nous avons ajouté deux valeurs de εF dans l'équation (4.6a) et de μF dans les équations (4.6c) et (4.6d). Ces valeurs imaginaires intégrées lors de la mise en œuvre de la PML ne sont pas en rapport avec les valeurs réelles de $\varepsilon * r(\omega)$, qui indiquent le milieu. Selon Sacks et ses collègues (6), il a été démontré qu'il existe deux conditions pour créer une PML :

1. Il est essentiel que l'impédance du milieu de fond à la PML reste constante.

$$\eta_0 = \eta_m = \sqrt{\frac{\mu_{F_x}}{\varepsilon_{F_x}^*}} = 1. \quad (\text{A.14})$$

Nous avons une impédance de 1 en raison de nos unités standardisées.

Le constant diélectrique relatif et la perméabilité relative doivent être inverses dans la direction perpendiculaire à la frontière (par exemple, dans la direction x), c'est-à-dire,

$$\varepsilon_{F_x}^* = \frac{1}{\varepsilon_{F_y}^*} \quad (\text{A.15})$$

$$\mu_{F_x}^* = \frac{1}{\mu_{F_y}^*} \quad (\text{A.16})$$

Nous considérerons que chaque quantité est une quantité complexe de la forme

$$\varepsilon_{F_m}^* = \varepsilon_{F_m} + \frac{\sigma D_m}{j\omega\varepsilon_0} \text{ for } m = x \text{ or } y \quad (\text{A.17})$$

$$\mu_{F_m}^* = \mu_{F_m} + \frac{\sigma D_m}{j\omega\mu_0} \text{ for } m = x \text{ or } y. \quad (\text{A.18})$$

Les paramètres choisis ci-dessous répondent aux équations (A.15) et (A.16) (7) :

$$\varepsilon_{F_m} = \mu_{F_m} = 1 \quad (\text{A.19})$$

$$\frac{\sigma D_m}{\varepsilon_0} = \frac{\sigma H_m}{\mu_0} = \frac{\sigma D}{\varepsilon_0} \quad (\text{A.20})$$

Avec l'équation (3.12) remplacée par l'équation (3.11), la valeur de l'équation (3.9) devient

$$\eta_0 = \eta_m = \sqrt{\frac{\mu_{F_x}^*}{\varepsilon_{F_x}^*}} = \sqrt{\frac{\frac{1+\sigma(x)}{j\omega\varepsilon_0}}{\frac{1+\sigma(x)}{j\omega\varepsilon_0}}} = 1. \quad (\text{A.21})$$

Cela répond à l'exigence première évoquée plus haut. En cas d'augmentation graduelle de (sigma) à mesure qu'elle entre dans la PML, les équations (3.8a), (3.8c) et (3.8d) conduiront à la diminution de Dz et Hy .

Dans un premier temps, nous mettrons en place une PML exclusivement dans la direction X. Ainsi, nous ne retiendrons que les valeurs dépendantes de x de εF^* et μF^* dans l'équation (4.).

$$j\omega D_z \cdot \varepsilon_{F_z}^*(x) = c_0 \cdot \left(\frac{\partial H_y}{\partial x} - \frac{\partial H_x}{\partial y} \right), \quad (\text{A.22})$$

$$j\omega H_x \cdot \mu_{F_x}^*(x) = -c_0 \frac{\partial E_z}{\partial y}, \quad (\text{A.23})$$

$$j\omega H_y \cdot \mu_{F_y}^*(x) = c_0 \frac{\partial E_z}{\partial x}, \quad (\text{A.24})$$

Et utiliser les valeurs de l'équation (3.12) :

$$j\omega \left(1 + \frac{\sigma_D(x)}{j\omega\varepsilon_0}\right) D_z = c_0 \cdot \left(\frac{\partial H_y}{\partial x} - \frac{\partial H_x}{\partial y}\right) \quad (\text{A.25})$$

$$j\omega \left(1 + \frac{\sigma_D(x)}{j\omega\varepsilon_0}\right)^{-1} H_x = c_0 \cdot \frac{\partial E_z}{\partial y} \quad (\text{A.26})$$

$$j\omega \left(1 + \frac{\sigma_D(x)}{j\omega\varepsilon_0}\right) H_y = c_0 \frac{\partial E_z}{\partial x} \quad (\text{A.27})$$

Il est important de noter que la perméabilité de H_x dans l'équation (3.13e) est inverse de celle de H_y dans l'équation (3.13f), comme indiqué dans l'équation (3.10b). Ainsi, nous avons répondu à la deuxième exigence concernant la PML. (Cette situation bidimensionnelle ne concerne pas l'équation (3.10a) car nous ne disposons que d'un champ E dans la direction z , qui est perpendiculaire à x et y les directions de propagation.)

L'équation (3.13) doit maintenant être intégrée dans la formulation FDTD. Prenons tout d'abord en compte la partie gauche de l'équation (3.13a) :

$$j\omega \left(1 + \frac{\sigma_D(x)}{j\omega\varepsilon_0}\right) D_z = j\omega D + \frac{\sigma_D(x)}{\varepsilon_0} D_z$$

(A.28)

En s'étendant au temps et en appliquant les approximations par différences finies, nous obtenons :

$$j\omega D_z + \frac{\sigma_D(x)}{\varepsilon_0} D_z \cong \frac{D_z^{n+\frac{1}{2}}(i,j) - D_z^{n-\frac{1}{2}}(i,j)}{\Delta t} + \frac{\sigma_D(i) D_z^{n+\frac{1}{2}}(i,j) + D_z^{n-\frac{1}{2}}(i,j)}{2} = D_z^{n+\frac{1}{2}}(i,j) \frac{1}{\Delta t} \left(1 + \frac{\sigma_D(i) \cdot \Delta t}{2 \cdot \varepsilon_0}\right) - D_z^{n-\frac{1}{2}}(i,j) \frac{1}{\Delta t} \left(1 - \frac{\sigma_D(i) \cdot \Delta t}{2 \cdot \varepsilon_0}\right)$$

(A.29)

En intégrant cela dans l'équation (3.13a) avec les dérivées spatiales, nous obtenons :

$$D_z^{n+\frac{1}{2}}(i,j) = gi3(i) \cdot D_z^{n-\frac{1}{2}}(i,j) + gi2(i) \cdot 0.5 \cdot y \left[H_y^n(i + 1/2, j) - H_y^n\left(i - \frac{1}{2}, j\right) - H_y^n\left(i, j + \frac{1}{2}\right) + H_y^n\left(i, j - \frac{1}{2}\right) \right]$$

(A.30)

Encore une fois, nous avons utilisé le fait que

$$\frac{\Delta t}{\Delta x} c_0 = \frac{\left(\frac{\Delta x}{2c_0}\right)}{\Delta x} c_0 = \frac{1}{2} \quad (\text{A.31})$$

Les nouveaux paramètres $gi2$ et $gi3$ sont donnés par

$$gi2(i) = \frac{1}{1 + \sigma_D(i) \cdot \frac{\Delta t}{2\varepsilon_0}}$$

(A.32)

$$gi3(i) = \frac{1 - \sigma_D(i) \cdot \frac{\Delta t}{2\varepsilon_0}}{1 + \sigma_D(i) \cdot \frac{\Delta t}{2\varepsilon_0}} \quad (\text{A.33})$$

Un traitement presque identique de l'équation (3.13c) donne

$$H_y^{n+1} \left(i + \frac{1}{2}, j \right) = fi3 \left(i + \frac{1}{2} \right) \cdot H_y^n \left(i + \frac{1}{2}, j \right) + gi2 \left(i + \frac{1}{2} \right) \cdot 0.5 \cdot \left(D_z^{n+\frac{1}{2}}(i+1, j) - D_z^{n+\frac{1}{2}}(i, j) \right)$$

(A.34)

Où

$$fi2 \left(i + \frac{1}{2} \right) = \frac{1}{1 + \sigma_D \left(i + \frac{1}{2} \right) \cdot \frac{\Delta t}{2\varepsilon_0}} \quad (\text{A.35})$$

$$fi3 \left(i + \frac{1}{2} \right) = \frac{1 - \sigma_D \left(i + \frac{1}{2} \right) \cdot \frac{\Delta t}{2\varepsilon_0}}{1 + \sigma_D \left(i + \frac{1}{2} \right) \cdot \frac{\Delta t}{2\varepsilon_0}} \quad (\text{A.36})$$

Il convient de noter que ces paramètres sont obtenus à $(i + 1/2)$ en raison de la position de H_y dans la grille FDTD (graphique 3.1)

L'équation (3.13b) devra être traitée de manière légèrement différente des deux équations précédentes. Débutez en la réécrivant de la manière suivante.

$$j\omega H_x = -c_0 \left(\frac{\partial E_z}{\partial y} + \frac{\sigma_D(x)}{j\omega\varepsilon_0} \frac{\partial E_z}{\partial y} \right) \quad (\text{A.37})$$

N'oubliez pas que $1/j\omega$ peut être perçu comme un opérateur d'intégration dans le temps et j

$$\frac{\partial E_z}{\partial y} \cong \frac{E_z^{n+\frac{1}{2}}(i, j+1) - E_z^{n+\frac{1}{2}}(i, j)}{\Delta x} = -\frac{curl_x}{\Delta x} \quad (\text{A.38})$$

L'implémentation de ceci dans une formulation FDTD donne

$$\frac{H_x^{n+1} \left(i, j + \frac{1}{2} \right) - H_x^n \left(i, j + \frac{1}{2} \right)}{\Delta t} = -c_0 \left(-\frac{curl_x}{\Delta x} - \frac{\sigma_D(i)}{\varepsilon_0} \Delta t \sum_{n=0}^T \frac{curl_x}{\Delta x} \right) \quad (\text{A.39})$$

Il est important de noter le facteur supplémentaire Δt devant la somme. Il s'agit de l'approximation de l'intégrale dans le temps. Enfin, on obtient.

$$H_x^{n+1} \left(i, j + \frac{1}{2} \right) = H_x^n \left(i, j + \frac{1}{2} \right) + \frac{c_0 \cdot \Delta t}{\Delta x} + \frac{c_0 \cdot \Delta t}{\Delta x} \frac{\sigma_D(i)}{\varepsilon_0} I_{H_x}^{n+1/2} \left(i, j + \frac{1}{2} \right) \quad (\text{A.40})$$

L'équation (3.13b) est implémentée sous la forme de la série d'équations suivante :

$$\text{curl}_e = \left(E_z^{n+\frac{1}{2}}(i, j) - E_z^{n+\frac{1}{2}}(i, j + 1) \right) \quad (\text{A.41})$$

$$I_{H_x}^{n+\frac{1}{2}} \left(i, j + \frac{1}{2} \right) = I_{H_x}^{n-\frac{1}{2}} \left(i, j + \frac{1}{2} \right) + \text{curl}_e \quad (\text{A.42})$$

$$H_x^{n+1} \left(i, j + \frac{1}{2} \right) = H_x^n \left(i, j + \frac{1}{2} \right) + \text{curl}_e + \text{fi1}(i) \cdot I_x^{n+\frac{1}{2}} \left(i, j + \frac{1}{2} \right) \quad (\text{A.43})$$

$$\text{fi1}(i) = \frac{\sigma(i) \cdot \Delta t}{2\varepsilon_0} \quad (\text{A.44})$$

Afin de déterminer les paramètres f et g , il n'est pas indispensable de faire réellement varier les conductivités. Au lieu de cela, nous élaborons un paramètre auxiliaire.

$$xn = \frac{\sigma(i) \cdot \Delta t}{2\varepsilon_0} \quad (\text{A.45})$$

Le paramètre auxiliaire augmente progressivement en pénétrant dans la *PML*, à partir duquel les paramètres f et g sont déterminés.

$$xn(i) = 0.333 \left(\frac{i}{\text{length_pml}} \right)^3 \quad i = 1, 2, \dots, \text{length_pml} \quad (\text{A.46})$$

$$\text{fi1}(i) = xn \quad (\text{A.47})$$

$$\text{gi2}(i) = \left(\frac{1}{1+xn(i)} \right) \quad (\text{A.48})$$

$$\text{gi3}(i) = \left(\frac{1-xn(i)}{1+xn(i)} \right) \quad (\text{A.49})$$

D'ailleurs, la valeur entre parenthèses dans l'équation (3.20) peut varier de 0 à 1. On a découvert empiriquement que le facteur 0.333 est le plus grand nombre qui demeure constant. De la même façon, le facteur cubique de l'équation (3.20) a été empiriquement identifié comme la variation la plus adaptée. Les paramètres f $i2$ et f $i3$ ne diffèrent que parce qu'ils sont calculés dans des demi-intervalles, $(i + 1/2)$. Les paramètres se distinguent de la façon suivante :

$$\text{fi1}(i) \quad \text{from 0 to 0.333} \quad (\text{A.50})$$

$$\text{gi2}(i) \quad \text{from 0 to 0.75} \quad (\text{A.51})$$

$$\text{gi3}(i) \quad \text{from 0 to 0.5} \quad (\text{A.52})$$

Dans l'ensemble de l'espace principal du problème, $fi1$ est égal à 0, tandis que $gi2$ et $gi3$ sont égaux à 3. Ainsi, une transition fluide est observée entre la partie principale du programme et la PML (Figure A.3).

À ce jour, nous avons démontré la mise en œuvre de la PML dans la direction x. Bien entendu, cela doit aussi être accompli dans la direction y. Il faut donc revenir en arrière et ajouter les termes dépendants de y de l'équation (3.8) qui ont été omis. Donc, au lieu de

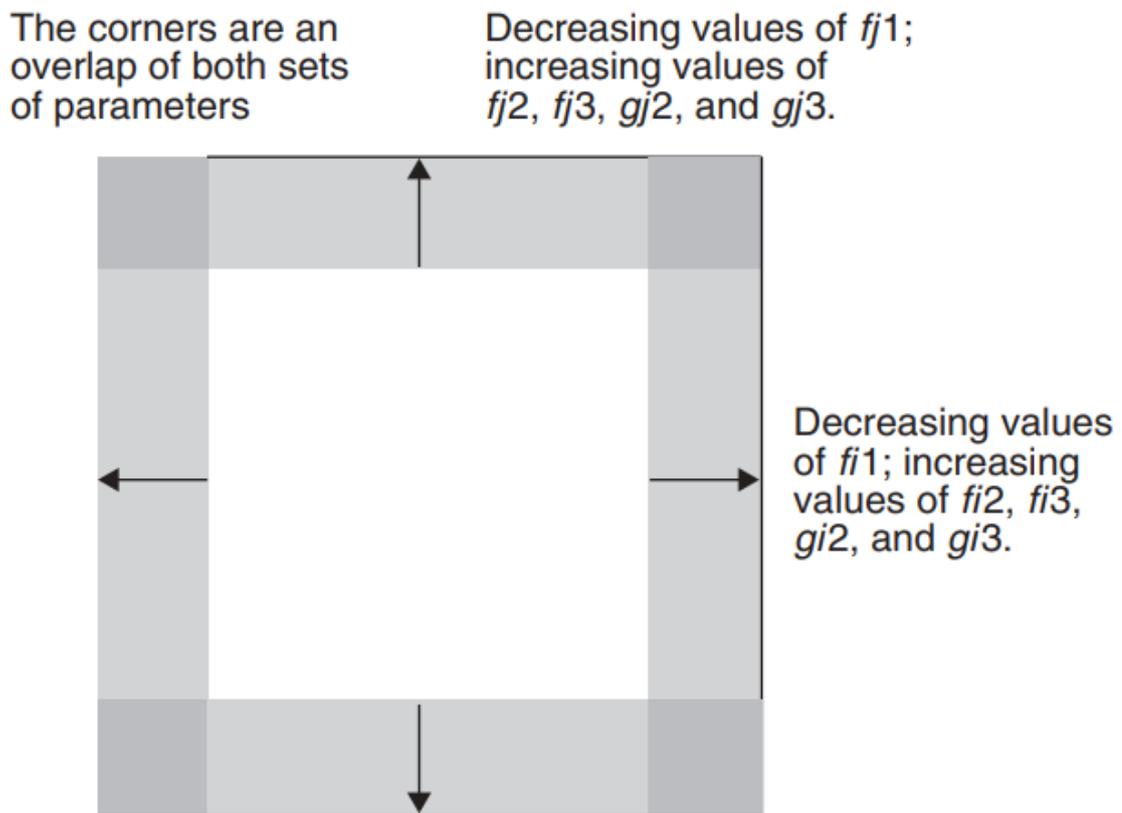


Figure A.3: Paramètres liés à la couche parfaitement adaptée (PML)

Eq. (3.13) avec:

$$j\omega \left(1 + \frac{\sigma_D(x)}{j\omega\varepsilon_0}\right) \left(1 + \frac{\sigma_D(y)}{j\omega\varepsilon_0}\right) D_z = c_0 \cdot \left(\frac{\partial H_y}{\partial x} - \frac{\partial H_x}{\partial y}\right) \quad (\text{A.53})$$

$$j\omega \left(1 + \frac{\sigma_D(x)}{j\omega\varepsilon_0}\right)^{-1} \left(1 + \frac{\sigma_D(y)}{j\omega\varepsilon_0}\right) H_x = -c_0 \frac{\partial E_z}{\partial y} \quad (\text{A.54})$$

$$j\omega \left(1 + \frac{\sigma_D(x)}{j\omega\varepsilon_0}\right) \left(1 + \frac{\sigma_D(y)}{j\omega\varepsilon_0}\right)^{-1} H_y = c_0 \frac{\partial E_z}{\partial x} \quad (\text{A.55})$$

En utilisant la même procédure qu'auparavant, ce qui suit remplace l'équation (3.14)

$$D_z^{n+\frac{1}{2}}(i, j) = gi3(i) \cdot gj3(j) \cdot D_z^{n-\frac{1}{2}}(i, j) + gi2(i) \cdot gj2(j) \cdot 0.5 \left[H_y^n \left(i + \frac{1}{2}, j \right) - H_y^n \left(i - \frac{1}{2}, j \right) - H_y^n \left(i, j + \frac{1}{2} \right) + H_y^n \left(i, j - \frac{1}{2} \right) \right]$$

(A.56)

Dans la direction Y , H_y devra être appliqué de la même manière que H_x dans la direction X , ce qui donne :

$$curl_e = \left(E_z^{n+1/2}(i+1, j) - E_z^{n+1/2}(i, j) \right)$$

(A.57)

$$I_{H_x}^{n+1/2} \left(i + \frac{1}{2}, j \right) = I_{H_x}^{n-1/2} \left(i + \frac{1}{2}, j \right) + curl_e$$

(A.58)

$$H_y^{n+1} \left(i + \frac{1}{2}, j \right) = fi3 \left(i + \frac{1}{2} \right) H_y^n \left(i + \frac{1}{2}, j \right) - fi2 \left(i + \frac{1}{2} \right) \cdot 0.5 \cdot curl_e - fj1(j) \cdot I_{H_y}^{n+1/2} \left(i + \frac{1}{2}, j \right)$$

(A.59)

Finalement, H_x dans la direction x devient :

$$curl_e = \left(E_z^{n+1/2}(i, j) - E_z^{n+1/2}(i, j+1) \right)$$

(A.60)

$$I_{H_x}^{n+1/2} \left(i, j + \frac{1}{2} \right) = I_{H_x}^{n-1/2} \left(i, j + \frac{1}{2} \right) + curl_e$$

(A.61)

$$H_x^{n+1} \left(i, j + \frac{1}{2} \right) = fj3 \left(j + \frac{1}{2} \right) \cdot H_x^n \left(i, j + \frac{1}{2} \right) + fj2 \left(i + \frac{1}{2} \right) \cdot 0.5 \cdot curl_e + fi1(i) \cdot I_{H_x}^{n+1/2} \left(i, j + \frac{1}{2} \right)$$

(A.62)

Maintenant, voici l'ensemble complet des paramètres associés à la PML :

$$fi1(i) \text{ and } fj1(j) \text{ from } 0 \text{ to } 0.333$$

(A.63)

$$fi2(i), gi2(i), fj2(j), \text{ and } gj2(j) \text{ from } 1 \text{ to } 0.75$$

(A.64)

$$fi3(i), gi3(i), fj3(j), \text{ and } gj3(j) \text{ from } 1 \text{ to } 0.5$$

(A.65)

Il convient de souligner que nous pouvons simplement désactiver la PML dans la partie principale de l'espace du problème en établissant $fi1$ et $fj1$ à 0 et les autres paramètres à 1. Les paramètres ne sont que de nature unidimensionnelle, ce qui signifie qu'ils ne contribuent que très peu aux exigences en mémoire. Toutefois, les paramètres I_{H_x} et I_{H_y} sont du type

idimensionnel. Même si les exigences de mémoire ne constituent pas un problème majeur en deux dimensions, lorsque nous passons à trois dimensions, nous devons prendre le temps de réfléchir à deux fois avant d'introduire deux nouveaux paramètres définis dans l'ensemble de l'espace du problème, mais nécessaires seulement dans une petite partie de l'espace.

La PML est appliquée au programme fd2d_3.2.c. La Figure 3.4 montre comment une PML à huit points fonctionne, avec cinq cellules décalées par rapport au centre dans les directions X et Y. Il est important de noter que les lignes de sortie restent.

A.4.Simulation et résultat :

A.4.1. FORMULATION DE CHAMP TOTAL/DIFFUSÉ

En électromagnétisme computationnel, la simulation des ondes planes présente souvent un intérêt. Les ondes planes sont à l'origine de nombreux problèmes, comme le calcul des sections efficaces radar (2,3). En outre, à plusieurs longueurs d'onde, le champ produit par la plupart des antennes peut être considéré comme une onde plane.

Afin de créer une onde plane dans un programme FDTD bidimensionnel, on peut généralement séparer l'espace du problème en deux zones : le champ global et le champ diffusé (Fig. 3). Ce sont les deux principales raisons de faire cela : Il est important de ne pas avoir d'interaction entre l'onde plane propagative et les conditions aux bords absorbants (ABC) et de réduire au minimum la charge sur les ABC. Ces conditions limites ne sont pas parfaites, c'est-à-dire qu'une partie de l'onde incidente est réfléchie dans l'espace du problème. L'élimination du champ incident permet de réduire la quantité de champ rayonné qui atteint la frontière, ce qui diminue l'erreur globale de la simulation.

La Figure A.4.1 montre la manière dont cela est accompli. Il convient de souligner qu'il existe un tableau auxiliaire unidimensionnel nommé tableau incident. Comme c'est un tableau unidimensionnel, la génération d'une onde plane est simple : Une source est sélectionnée.

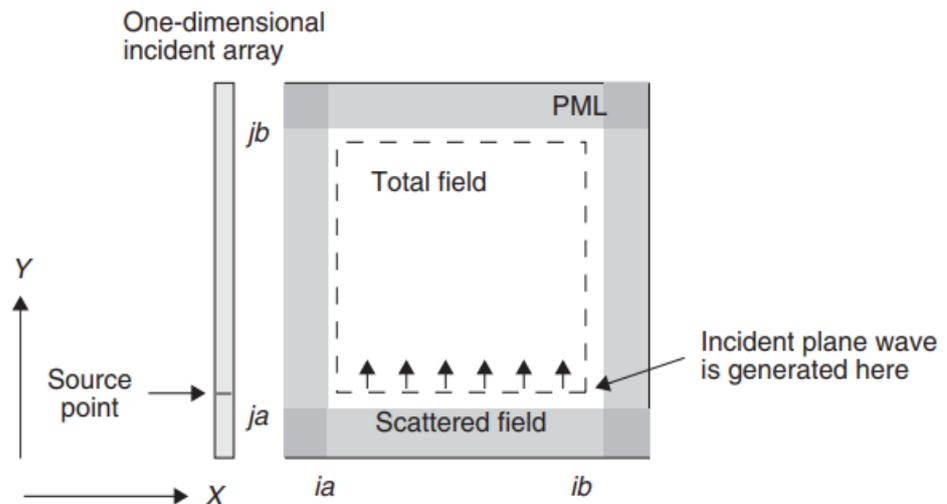


Figure A.4.1: Total field/scattered field of the two-dimensional problem space.

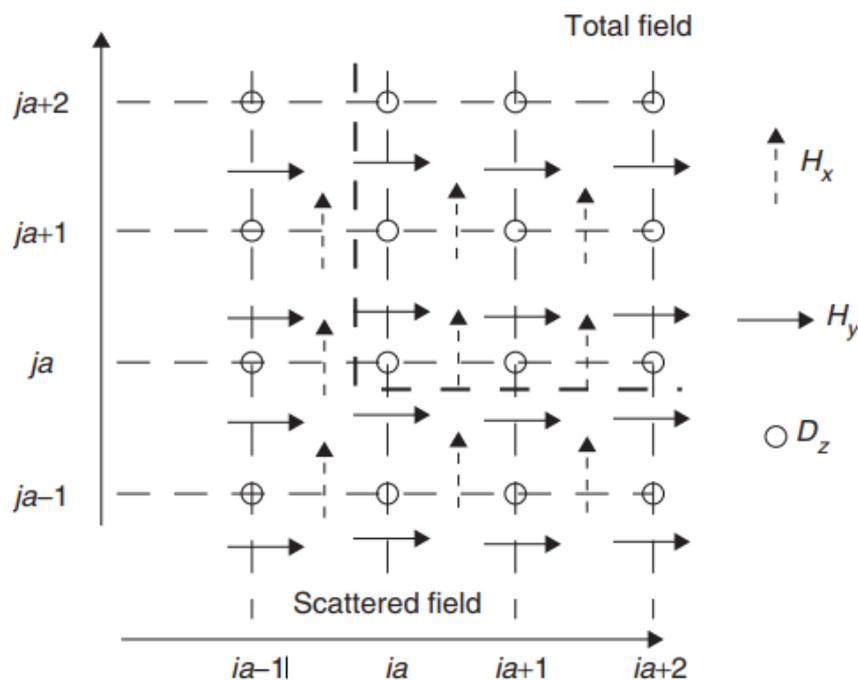


Figure A.4.2: Every point is in either the total field or the scattered field.

Il suffit d'ajouter le champ E_z à ce point. Une onde plane se répand ensuite dans les deux sens. Une fois de plus, étant donné que c'est un tableau unidimensionnel, les conditions aux limites sont idéales.

Dans le champ bidimensionnel, comme le montre la Figure 3.6, chaque point de l'espace du problème est soit dans le champ total, soit il ne l'est pas ; aucun point n'est situé sur la

frontière. Il est donc nécessaire de modifier un point situé dans le champ total, mais qui utilise des points à l'extérieur pour calculer les dérivées spatiales lors de la mise à jour de sa valeur. C'est le cas d'un point situé à l'extérieur qui utilise des points situés à l'intérieur du champ total. C'est pourquoi le tableau incident est né ; il renferme les valeurs requises pour réaliser ces modifications.

Il y a trois endroits qui doivent être modifiés :

A.4.1.1. La valeur de Dz à $j = ja$ ou $j = jb$:

$$D_z(i, j_a) = D_z(i, j_a) + 0.5 \cdot H_{xinc} \left(j_a - \frac{1}{2} \right) \quad (\text{A.66})$$

$$D_z(i, j_b) = D_z(i, j_b) + 0.5 \cdot H_{xinc} \left(j_b - \frac{1}{2} \right) \quad (\text{A.67})$$

A.4.1.2. Le champ Hx juste à l'extérieur à $j = ja$ ou $j = jb$:

$$H_x \left(i, j_a - \frac{1}{2} \right) = H_x \left(i, j_a - \frac{1}{2} \right) + 0.5 \cdot E_{zinc}(j_a) \quad (\text{A.68})$$

$$H_x \left(i, j_b - \frac{1}{2} \right) = H_x \left(i, j_b - \frac{1}{2} \right) + 0.5 \cdot E_{zinc}(j_b) \quad (\text{A.69})$$

A.5. Simulation

A.5.1. Hy Juste à l'extérieur à $i = ia$ et $i = ib$:

$$H_y \left(i_a - \frac{1}{2}, j \right) = H_y \left(i_a - \frac{1}{2}, j \right) - 0.5 \cdot E_{zinc}(j) \quad (\text{A.70})$$

$$H_y \left(i_b - \frac{1}{2}, j \right) = H_y \left(i_b - \frac{1}{2}, j \right) - 0.5 \cdot E_{zinc}(j) \quad (\text{A.71})$$

B. Le logiciel COMSOL Multiphysics

C'est un logiciel de simulation multiphysique avancé largement utilisé dans le domaine de l'ingénierie et des sciences appliquées. Il permet aux ingénieurs et aux chercheurs de modéliser, simuler et analyser une grande variété de phénomènes physiques complexes, en intégrant plusieurs domaines tels que la mécanique des fluides, l'électromagnétisme, le thermique, l'acoustique, et bien d'autres.

L'un des points forts de COMSOL Multiphysics est sa capacité à résoudre des problèmes multiphysiques couplés, où les interactions entre différentes grandeurs physiques sont prises en compte de manière précise. Par exemple, il permet de modéliser des phénomènes tels que le transfert de chaleur dans un matériau soumis à un champ électromagnétique, ou encore la déformation mécanique d'une structure en réponse à des contraintes thermiques.

Le logiciel COMSOL offre une interface conviviale qui permet aux utilisateurs de créer des modèles complexes à partir de composants de base, de définir les conditions aux limites et les propriétés des matériaux, puis de résoudre numériquement les équations physiques correspondantes pour obtenir des résultats détaillés et précis.

