



Cristaux photoniques en silicium sur isolant pour le guidage, le filtrage, l'émission et l'extraction de lumière

Marc Zelsmann

► To cite this version:

Marc Zelsmann. Cristaux photoniques en silicium sur isolant pour le guidage, le filtrage, l'émission et l'extraction de lumière. Physique Atomique [physics.atom-ph]. Université Joseph-Fourier - Grenoble I, 2003. Français. NNT: . tel-00003731

HAL Id: tel-00003731

<https://theses.hal.science/tel-00003731>

Submitted on 8 Nov 2003

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

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

THESE

pour obtenir le grade de

Docteur de l'Université Joseph Fourier – Grenoble 1

Spécialité : Physique

présentée et soutenue publiquement par

Marc ZELSMANN

Ingénieur de l'Ecole Centrale de Lyon

le 07 novembre 2003

**Cristaux photoniques en silicium sur isolant
pour le guidage, le filtrage, l'émission et
l'extraction de lumière**

Composition du Jury

<i>Président</i>	Jacques DEROUARD
<i>Rapporteurs</i>	Jean-Michel LOURTIOZ Roel BAETS
<i>Examineurs</i>	Clivia M. SOTOMAYOR TORRES Christian SEASSAL Emmanuel HADJI
<i>Directeur de thèse</i>	Noël MAGNEA

Remerciements

Ce travail de thèse a été effectué au Laboratoire Silicium Nanoélectronique, Photonique et Structures (SiNaPS) au sein du Service de Physique des Matériaux et Microstructures (SP2M) du Département de Recherche Fondamentale sur la Matière Condensée (DRFMC), au CEA-Grenoble. A ce titre, je voudrais remercier Jean-Louis Pautrat et Noël Magnea pour m'avoir accueilli dans leur service et pour l'ensemble des moyens qu'ils ont mis à ma disposition.

Je remercie également Jacques Déroutard d'avoir accepté de présider le jury de ma thèse et Jean-Michel Lourtioz et Roal Baets d'être les rapporteurs de ce travail. Merci aussi à Clivia M. Sotomayor Torres et Christian Seassal qui m'ont fait l'honneur d'être membres de mon jury.

J'adresse mes profonds remerciements à Noël Magnea, directeur de ma thèse, qui malgré son emploi du temps chargé, a toujours montré de l'enthousiasme pour mon travail et pour le sujet nouveau que constituent les cristaux photoniques. J'espère avoir été à la hauteur de la tâche qu'il m'a confiée, il y a trois ans, lorsque cette activité démarrait dans le laboratoire qu'il venait de fonder.

L'encadrement scientifique de ce travail a été assuré par Emmanuel Hadji. Je tiens à le remercier pour la confiance qu'il m'a accordée, sa compétence, sa disponibilité, son calme en toutes circonstances et surtout la liberté d'initiative qu'il m'a laissée. Dommage que nos conceptions divergent sur quelques points, comme la longueur des skis par exemple...

Mes plus sincères remerciements à Emmanuel Picard, avec qui j'ai eu beaucoup de plaisir à travailler au quotidien. Je ne compte plus les heures passées avec lui à l'atelier pour fabriquer une nouvelle pièce pour la manip, dans le noir à chercher du signal, mais aussi sur le vélo et sur les skis. Sans compter son optimisme à toute épreuve et les nombreuses discussions animées sur des sujets aussi divers que l'ouverture numérique, le grossissement d'une lentille, la flexibilité des fibres optiques ou le poids du sac à dos en montagne.

Les échantillons de l'étude ont été élaborés conjointement avec le Département des Technologies Silicium (DTS) du Laboratoire d'Electronique, de Technologies et d'Instrumentation (LETI), au CEA-Grenoble. Dans ce cadre, je voudrais remercier Michel Heitzmann, Bernard Dal'Zotto et Marie-Élisabeth Nier pour leur collaboration active. Sans eux, aucuns des résultats présents dans ce manuscrit n'auraient été atteints.

Je remercie également les personnes du Laboratoire d'Electronique, Optoélectronique et Microsystèmes (LEOM) de l'Ecole Centrale de Lyon avec lesquels j'ai eu la chance de

travailler. Je veux parler de Christian Seassal, Xavier Letartre et Pédro Rojo-Roméo. Leur expérience et les discussions que nous avons eues sont pour beaucoup dans l'orientation de mon travail. Merci plus particulièrement à Xavier Letartre pour son initiation à la FDTD et pour son programme « maison », ainsi qu'à Josselin Mouette pour l'introduction qu'il nous a donné sur le programme du MIT.

Sans l'expérience en optique expérimentale acquise auprès de Kahled Karraï à Munich en Allemagne pendant mon stage de DEA, j'aurais rencontré probablement encore plus de difficultés lors de la conception et de l'utilisation des bancs de mesure.

Merci également à Robert Romestain et Patrick Ferrand pour leurs conseils « éclairés » à propos des mesures en transmission et pour leur programme de calcul de l'émission spontanée dans des structures multicouches.

Un grand merci à tous les autres membres du « team photonique », Thomas Charvolin pour le temps passé ensemble en salle blanche au « C1 » et au « 41 » et pour les photos MEB, Vincent Calvo pour les dernières manip que nous avons fait ensemble et les étudiants : Sylvia, Nicolas (qui tente de battre le record du nombre maximum de spectres enregistrés en trois ans) et les nouveaux, Benoît et Jeremy (bonne chance pour la suite). Une pensée également à David, avec qui j'ai partagé mon bureau pendant deux ans et bien d'autres bons moments.

Je terminerai enfin par remercier toutes les autres personnes que j'ai côtoyées durant ces trois années et qui m'ont apporté de bons conseils ou ont simplement contribué à rendre l'ambiance de travail particulièrement agréable : Joël Eymery, Fabien Leroy, Mickaël Dérivaz, Pierre Noé, Alain Farchi et Pascal Gentile.

Enfin, et surtout, merci Hélène!

Sommaire

<i>Introduction</i>	<i>1</i>
<i>Chapitre 1 - Les cristaux photoniques</i>	<i>5</i>
1. Introduction	5
2. Propagation de la lumière dans un cristal photonique	7
2.1. Résolution du problème	7
2.1.1. Milieu diélectrique homogène	7
2.1.2. Milieu périodique : la méthode des ondes planes	8
2.1.3. La méthode FDTD	10
2.1.4. Autres méthodes	11
2.2. Ouverture de bandes interdites	12
2.2.1. Bande interdite unidimensionnelle	12
2.2.2. Cas des cristaux photoniques bi- et tridimensionnels	14
2.3. Vitesse de propagation de la lumière	15
3. Les cristaux photoniques bidimensionnels	16
3.1. Pourquoi bidimensionnels ?	16
3.2. La structure hexagonale de trous d'air	16
3.2.1. Diagramme de bandes	16
3.2.2. Carte des bandes interdites	18
3.3. Les cristaux photoniques en géométrie de guide d'onde	19
3.3.1. Guide d'onde planaire	20
3.3.2. Les cristaux photoniques en géométrie guidée	22
4. Etat de l'art sur les cristaux photoniques bidimensionnels.....	27
4.1. Utilisation de la bande interdite	27
4.1.1. Transmission, réflexion et diffraction dans le plan	27
4.1.2. Cavités et lasers	28
4.1.3. Guides d'onde	29
4.1.4. Filtres et multiplexeurs	32
4.2. Utilisation de propriétés particulières de certaines bandes d'énergie du cristal	33
4.2.1. Propriétés de transmission – dispersion de la lumière	33
4.2.2. Lasers DFB	35
4.2.3. Extraction de lumière	36
4.3. Les matériaux	36
4.4. Les méthodes expérimentales	37
4.4.1. Couplage par la tranche	37
4.4.2. Couplage par prisme ou réseau	37
4.4.3. Source interne	37
4.4.4. Caractérisation des résonances	38
5. Conclusion	38

Chapitre 2 - Structures passives à cristaux photoniques : guides et filtres **41**

1. Fabrication des échantillons et méthodes expérimentales	41
1.1. Cristaux photoniques sur SOI	41
1.2. Banc de mesure	44
1.2.1. Mesure de la transmission	46
1.2.2. Mesure des pertes hors du plan	47
2. Cristal photonique intégré dans un guide d'onde	47
2.1. Mesures en transmission	48
2.1.1. Polarisation TM	48
2.1.2. Polarisation TE	49
2.2. Mesures des pertes hors du plan	52
2.3. Conclusion	53
3. Cavités intégrées dans un guide	53
3.1. Miroirs à 4 rangées de trous	53
3.1.1. Mesure de la transmission en polarisation TE	54
3.1.2. Pertes hors du plan en polarisation TE	57
3.2. Miroirs à 6 rangées de trous	58
3.2.1. Mesure de la transmission en polarisation TE	59
3.2.2. Pertes hors du plan en polarisation TE	59
3.3. Déduction des propriétés des miroirs (polarisation TE)	60
3.4. Conclusion	62
4. Un guide mono-rangée (dit W1)	62
4.1. Dispersion du guide	64
4.2. Mesure de la transmission en polarisation TE	66
4.3. Cas de la polarisation TM	69
4.4. Conclusion	70
5. Conclusion.....	71

Chapitre 3 - Structures actives à cristaux photoniques pour l'émission de lumière : cavités et extracteurs **73**

1. Introduction	73
2. Fabrication des échantillons et méthodes expérimentales	74
2.1. Les substrats optiques	74
2.2. Fabrication des cristaux photoniques	76
2.3. Banc de mesure de photoluminescence	76
3. Photoluminescence du substrat SOI et du substrat optique non-structurés.....	78
3.1. Résultats de photoluminescence	78
3.2. Simulation de l'émission de lumière	79
3.3. Propriétés des substrats optique et SOI	81
3.3.1. Substrat SOI	81
3.3.2. Substrat optique	82
4. Photoluminescence de cristaux photoniques sans défauts dans le gap	84

4.1. Contribution à la photoluminescence du substrat de silicium dans le cas du SOI	84
4.2. Résultats de photoluminescence	85
5. Micro-cavités hexagonales	89
5.1. Micro-cavités sur SOI	89
5.1.1. Cavités H10	89
5.1.2. Cavité H5	91
5.2. Micro-cavités sur substrat optique 6 périodes	97
5.2.1. Cavités H5	97
5.2.2. Calculs d'optimisation du substrat optique	98
5.3. Facteur de Purcell	102
5.4. Conclusions sur les cavités hexagonales	103
6. Extracteur de lumière à cristal photonique sans défauts.....	104
6.1. Introduction	104
6.2. Conception des extracteurs de lumière	105
6.3. Extracteurs de lumière sur SOI	106
6.3.1. Variations en fonction du paramètre de maille	106
6.3.2. Discussion dans le cas $a = 640$ nm	108
6.4. Extracteurs de lumière sur substrat optique	109
6.4.1. Résultats de photoluminescence	109
6.4.2. Optimisation du substrat optique	111
6.5. Calculs FDTD pour illustrer le processus d'extraction par des bandes à faible vitesse de groupe	111
6.6. Conclusion	114
7. Conclusion	114
<i>Conclusions et perspectives</i>	<i>117</i>
<i>Publications</i>	<i>121</i>
<i>Références bibliographiques</i>	<i>125</i>

Introduction

Au cours du siècle dernier, des progrès spectaculaires ont été accomplis dans le domaine des Sciences et Techniques de l'information. Depuis la réalisation en 1948 d'un des premiers composants à base d'un matériau semi-conducteur : le transistor, l'intégration de nombreuses fonctions électroniques sur une même puce a permis de faire croître sans cesse la capacité et la vitesse de nos ordinateurs. La microélectronique a envahi notre vie de tous les jours et la plupart des appareils autour de nous contiennent au moins une puce électronique. Des fonctions optiques ont également pu être développées avec des matériaux semi-conducteurs, comme l'émission et la détection de lumière, ouvrant ainsi la voie de l'optoélectronique. Les diodes électroluminescentes (utilisées pour l'affichage), les diodes lasers (utilisées pour les télécommunications, dans les lecteurs de disques compacts) et les capteurs CCD (pour « Charge Coupled Device », utilisés pour faire de l'imagerie) peuvent ici être cités.

Pour les télécommunications, la lumière s'avère être un très bon vecteur du fait de son insensibilité aux perturbations électromagnétiques et de sa haute fréquence ($\approx 10^{14}$ Hz) permettant d'envisager de hauts débits de transmission. De plus, le développement des fibres optiques avec de faibles pertes rend possible le transport de l'information sur des distances de plus de 100 km sans répéteurs. Parallèlement, les calendriers technologiques actuels indiquent que la microélectronique du futur devrait être confrontée à un problème technologique important : les interconnexions électriques. En effet, la poursuite des progrès d'intégration pourrait bientôt se heurter à des limitations en terme de bande passante et de dissipation d'énergie et à des problèmes de capacités parasites entre les pistes plus proches. De plus, l'augmentation de la taille des circuits pourrait créer des problèmes de synchronisation d'horloge. Pour lever ce verrou, une des possibilités serait justement d'utiliser des moyens d'interconnexion optique, soit entre puces, soit entre certaines parties d'une puce, soit entre les transistors à l'intérieur même de celle-ci.

Parmi les solutions envisagées aujourd'hui, une voie intéressante serait de fabriquer des dispositifs photoniques (émetteurs, modulateurs, détecteurs...) en silicium car ils seraient complètement compatibles avec les filières de la microélectronique. Cette solution permettrait, à terme, une avancée significative de la microélectronique, mais elle est très prospective et nécessite une étude fondamentale des mécanismes optiques mis en jeu dans ces

micro- ou nano-structures. En effet, le silicium est à priori un mauvais candidat en terme de propriétés optiques du fait de sa bande interdite indirecte.

Dans ce contexte, les cristaux photoniques, imaginés en 1987 par E. Yablonovitch [1] et S. John [2], pourraient jouer un rôle important. Ces matériaux diélectriques, généralement artificiels, présentent une distribution périodique de l'indice optique à l'échelle de la longueur d'onde dans une ou plusieurs directions de l'espace. Ces nouveaux « matériaux » pour l'optique peuvent par exemple interdire la propagation de la lumière dans certaines directions et pour des énergies comprises dans ce que l'on appelle une bande interdite photonique (ou un gap photonique). Aussi, ils permettent d'envisager la réalisation de dispositifs nanométriques pour la manipulation de la lumière. Des comportements nouveaux apparaissent, se différenciant nettement de ceux de l'optique traditionnelle.

L'objectif de ce travail de thèse est l'étude de composants à cristaux photoniques dans la filière silicium en utilisant les nouveaux substrats de silicium sur isolant (SOI, pour « Silicon On Insulator »). Ces substrats ont la particularité de présenter un film superficiel de silicium monocristallin sur une couche enterrée d'oxyde de silicium. Ce film est à la fois un guide d'onde pour la lumière et un puits quantique pour les porteurs de charges. Cette propriété permet d'envisager la conception de dispositifs à la fois passifs pour le guidage et le filtrage de la lumière et actifs pour l'émission, tout ceci à base de cristaux photoniques bidimensionnels.

Dans un premier chapitre, nous formulerons quelques considérations théoriques sur la propagation des ondes lumineuses dans un milieu diélectrique structuré périodiquement. Nous nous intéresserons à certains concepts sur les cristaux photoniques et nous étudierons plus particulièrement les notions de bande interdite photonique et de diagramme de bande. Finalement, nous détaillerons le cas des cristaux bidimensionnels et établirons un état de l'art dans ce domaine.

Le chapitre 2 sera consacré à plusieurs dispositifs passifs pour le filtrage et le guidage de la lumière. La méthode de caractérisation optique en transmission sera présentée. Nous mettrons en évidence certaines propriétés très intéressantes des matériaux à bande interdite photonique découlant de leur diagramme de dispersion particulier.

Enfin, le chapitre 3 traitera de dispositifs actifs pour l'émission de lumière par le silicium. Des résultats de photoluminescence sur des cavités hexagonales et sur des extracteurs de lumière seront présentés. Les propriétés d'émission intrinsèques, les effets de redistribution spectrale et angulaire et l'efficacité d'extraction seront analysés et discutés.

Ce travail se situe dans le cadre du projet de recherche ACI « NASGAP » (NAnosource Silicium à GAp de Photons), financé par le ministère de la recherche et pour lesquels nous avons collaboré avec les laboratoires suivants : le Département des Technologies Silicium (DTS) du Laboratoire d'Electronique, de Technologies et d'Instrumentation (LETI) au CEA-Grenoble et le Laboratoire d'Electronique, Optoélectronique et Microsystèmes (LEOM) de l'Ecole Centrale de Lyon.

Chapitre 1 - Les cristaux photoniques

Nous traiterons dans ce chapitre des concepts de base concernant les cristaux photoniques, de leurs propriétés et puis plus particulièrement du cas des cristaux bidimensionnels. Nous terminerons par un état de l'art de leurs applications.

1. Introduction

Un cristal est un arrangement atomique périodique tridimensionnel. Dans le cas d'un cristal semi-conducteur pur, les électrons de valence sont tous utilisés pour former des liaisons entre les atomes et il ne reste plus d'électrons pour la conduction. Pour créer un électron conducteur, il faut fournir de l'énergie pour briser une liaison. C'est cette énergie qui sépare la bande de valence du semi-conducteur de sa bande de conduction, définissant ainsi une gamme d'énergie inaccessible pour les électrons. Ceux dont l'énergie est comprise dans ce « gap » ne pourront pas exister dans le cristal.

Existe-t-il un matériau analogue pour les photons à ces cristaux semi-conducteurs pour les électrons ? En comparant les équations de Maxwell pour les photons dans un milieu homogène, isotrope, non magnétique et en l'absence de charges avec l'équation de Schrödinger qui régit le comportement des électrons, il peut être remarqué que la permittivité électrique du milieu joue un rôle équivalent pour les photons au potentiel atomique périodique que subissent les électrons. Ainsi, sous certaines conditions et dans un matériau qui présente une distribution périodique de l'indice optique, il est possible d'observer des bandes interdites pour les photons. Ce sont ces matériaux que nous appellerons des cristaux photoniques ou matériaux à bande interdite photonique.

Les cristaux photoniques sont donc des milieux transparents dans lesquels l'indice optique varie de manière périodique. Comme l'illustre la Figure 1-1, cette variation périodique peut être réalisée dans une, deux ou les trois directions de l'espace. Si la variation de l'indice optique est suffisante, et si cette structuration est du même ordre de grandeur que la longueur d'onde de la lumière utilisée, alors il peut exister des directions dans lesquelles des photons d'une certaine énergie n'ont pas la possibilité de se propager [3].

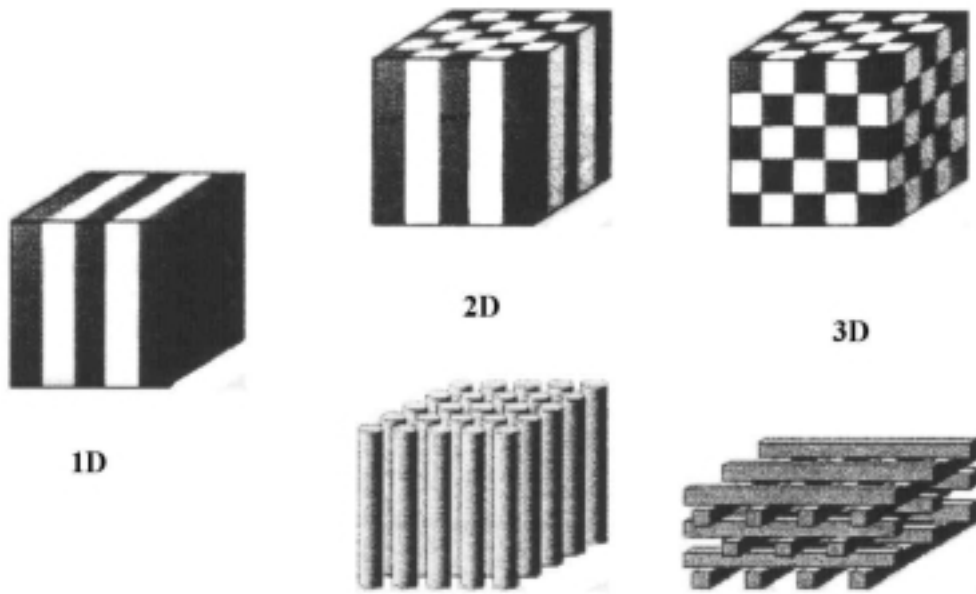


Figure 1-1 : Représentations de cristaux photoniques à une, deux et trois dimensions (respectivement 1D, 2D et 3D). Les différentes teintes de gris représentent des matériaux de constantes diélectriques différentes. (source [4])

Le principe général des cristaux photoniques était déjà utilisé depuis plusieurs décennies pour la réalisation de miroirs interférentiels [5], mais c'est à E. Yablonovitch [1] et S. John [2] qu'est due la généralisation à plusieurs dimensions en 1987. On y voit alors un moyen d'inhiber l'émission spontanée pour surmonter certaines limites des lasers à semi-conducteurs (réduction du bruit, du seuil). Cependant, les difficultés sont nombreuses. Du point de vue de la fabrication, l'élaboration d'un fort contraste d'indice à l'échelle de la longueur d'onde est un problème majeur. A plusieurs dimensions, cette modulation d'indice est généralement réalisée en creusant des trous dans le matériau diélectrique [6, 7], en empilant des billes [8, 9] ou des tiges diélectriques sous une forme appelée « tas de bois » [10 et illustration Figure 1-1]. A cause de ces contraintes technologiques, les premières structures ont été réalisées pour des longueurs d'ondes millimétriques [6]. Dans le domaine de l'optique, il faut le plus souvent recourir à des matériaux semi-conducteurs pour avoir une constante diélectrique suffisamment élevée et il a fallu attendre les progrès des techniques de lithographie et de gravure pour voir apparaître pour la première fois en 1996 des cristaux photoniques avec des longueurs caractéristiques submicroniques [7]. Par ailleurs, du point de vue théorique, les calculs sur des structures bi- et tridimensionnelles sont particulièrement lourds.

Comme nous le verrons par la suite, l'existence d'une bande interdite photonique n'est pas la seule propriété intéressante des cristaux photoniques. La dispersion très particulière de

la lumière dans ces matériaux permet d'envisager bien d'autres fonctions comme par exemple l'extraction de la lumière à partir d'une structure guidante.

2. Propagation de la lumière dans un cristal photonique

2.1. Résolution du problème

2.1.1. Milieu diélectrique homogène

Les phénomènes électromagnétiques sont régis par les quatre équations de Maxwell. Dans un milieu linéaire, isotrope, sans pertes, de permittivité relative $\epsilon_r(\vec{r})$ (nombre réel car le milieu est non absorbant), non magnétique (i.e. la perméabilité magnétique relative est égale à 1), et en l'absence de charges et courants, elles se réduisent aux équations suivantes (en unités SI) :

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

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

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

$$\vec{\nabla} \times \vec{H}(\vec{r}, t) = \epsilon_0 \epsilon_r(\vec{r}) \frac{\partial \vec{E}(\vec{r}, t)}{\partial t} \quad (1.4)$$

où $\vec{E}(\vec{r}, t)$ et $\vec{H}(\vec{r}, t)$ désignent respectivement les champs électriques et magnétiques, où ϵ_0 et μ_0 représentent la permittivité électrique et la perméabilité magnétique du vide, et où $\vec{r}$ et t représentent les dépendances spatiales et temporelles. Notons ici qu'il n'y a pas de longueur fondamentale dans ces lois d'électromagnétisme écrites à l'échelle macroscopique. Ainsi, si $\vec{E}(\vec{r}, t)$ est solution du problème de distribution d'indice $\epsilon_r(\vec{r})$ à la fréquence ω , alors $\vec{E}(\vec{r}'/s, t)$ est solution du problème de distribution d'indice $\epsilon_r(\vec{r}'/s)$ à la fréquence ω/s [3]. Autrement dit, le même comportement physique est observé si l'on change simultanément la longueur d'onde et les dimensions du système dans les mêmes proportions. (C'est pourquoi il est commode, pour étudier les cristaux photoniques, d'introduire une fréquence normalisée $u = a/\lambda$, avec a une longueur caractéristique du cristal et λ la longueur d'onde.) C'est ce que nous appellerons la loi d'échelle.

On montre alors que les champs $\vec{E}(\vec{r}, t)$ et $\vec{H}(\vec{r}, t)$ sont des champs transverses à la direction de propagation et qu'ils vérifient les équations d'onde suivantes :

$$\vec{\nabla} \times \left(\frac{1}{\epsilon_r(\vec{r})} \vec{\nabla} \times \vec{H}(\vec{r}, t) \right) + \mu_0 \epsilon_0 \frac{\partial^2 \vec{H}(\vec{r}, t)}{\partial t^2} = 0 \quad (1.5)$$

$$\frac{1}{\epsilon_r(\vec{r}, t)} \vec{\nabla} \times (\vec{\nabla} \times \vec{E}(\vec{r}, t)) + \mu_0 \epsilon_0 \frac{\partial^2 \vec{E}(\vec{r}, t)}{\partial t^2} = 0 \quad (1.6)$$

Il est possible de rechercher des solutions sous la forme d'ondes planes de la forme $\vec{E}(\vec{r}, t) = \vec{E}(\vec{r}) \cdot e^{i\omega t}$ et $\vec{H}(\vec{r}, t) = \vec{H}(\vec{r}) \cdot e^{i\omega t}$, de longueur d'onde dans le vide $\lambda = 2\pi c / \omega$ et dont le vecteur d'onde $\vec{k}$ est défini de telle sorte que le trièdre $(\vec{E}, \vec{H}, \vec{k})$ soit direct et que $k^2 = n^2 \omega^2 / c^2$ (c étant la célérité de la lumière dans le vide et n étant défini tel que $n = \sqrt{\epsilon_r(\vec{r})}$). Les équations de Maxwell étant linéaires, il est possible, par analyse de Fourier, de construire toute solution du problème à partir d'une combinaison linéaire d'éléments de cette base de solutions harmoniques. (A partir d'ici, les champs $\vec{E}(\vec{r}, t)$ et $\vec{H}(\vec{r}, t)$ sont des grandeurs complexes et c'est leurs parties réelles qui représentent le champ physique.) Alors, la résolution du problème se réduit aux deux équations suivantes :

$$\vec{\nabla} \times \left(\frac{1}{\epsilon_r(\vec{r})} \vec{\nabla} \times \vec{H}(\vec{r}) \right) - \frac{\omega^2}{c^2} \vec{H}(\vec{r}) = 0 \quad (1.7)$$

$$\vec{\nabla} \times (\vec{\nabla} \times \vec{E}(\vec{r})) - \frac{\omega^2}{c^2} \epsilon_r(\vec{r}) \cdot \vec{E}(\vec{r}) = 0 \quad (1.8)$$

Dès lors, il existe plusieurs méthodes numériques de résolution du calcul. Ci-dessous, nous allons plus ou moins détailler les méthodes des ondes planes, FDTD (Finite Difference Time Domain), des matrices de transfert, des matrices de diffraction, des liaisons fortes et du développement sur des modes propres. Parmi celles-ci, les plus répandues et celles que nous utiliserons par la suite dans ce travail sont les méthodes des ondes planes et FDTD.

2.1.2. Milieu périodique : la méthode des ondes planes

La méthode des ondes planes est très bien adaptée pour des structures périodiques supposées de dimensions infinies pour la détermination des modes propres et du diagramme de dispersion de la structure.

Comme $\epsilon_r(\vec{r})$ est périodique, $\vec{E}(\vec{r})$ et $\vec{H}(\vec{r})$ satisfont le théorème de Bloch et peuvent être décomposées sous la forme : $\vec{E}(\vec{r}) = u_{\vec{k}}(\vec{r}) \cdot e^{i\vec{k} \cdot \vec{r}}$ et $\vec{H}(\vec{r}) = v_{\vec{k}}(\vec{r}) \cdot e^{i\vec{k} \cdot \vec{r}}$, où les fonctions $u_{\vec{k}}(\vec{r})$ et $v_{\vec{k}}(\vec{r})$ possèdent toutes les périodicités du milieu. Alors, il est possible de développer $\epsilon_r(\vec{r})$, $u_{\vec{k}}(\vec{r})$ et $v_{\vec{k}}(\vec{r})$ en séries de Fourier :

$$\varepsilon_r(\vec{r}) = \sum_{\vec{G}} \varepsilon_r(\vec{G}) \cdot e^{i\vec{G} \cdot \vec{r}} \quad (1.9)$$

$$E(\vec{r}) = u_{\vec{k}}(\vec{r}) \cdot e^{i\vec{k} \cdot \vec{r}} = \left(\sum_{\vec{G}} u_{\vec{k}}(\vec{G}) \cdot e^{i\vec{G} \cdot \vec{r}} \right) \cdot e^{i\vec{k} \cdot \vec{r}} = \sum_{\vec{G}} u_{\vec{k}}(\vec{G}) \cdot e^{i(\vec{G} + \vec{k}) \cdot \vec{r}} \quad (1.10)$$

$$H(\vec{r}) = v_{\vec{k}}(\vec{r}) \cdot e^{i\vec{k} \cdot \vec{r}} = \left(\sum_{\vec{G}} v_{\vec{k}}(\vec{G}) \cdot e^{i\vec{G} \cdot \vec{r}} \right) \cdot e^{i\vec{k} \cdot \vec{r}} = \sum_{\vec{G}} v_{\vec{k}}(\vec{G}) \cdot e^{i(\vec{G} + \vec{k}) \cdot \vec{r}} \quad (1.11)$$

où $\vec{G}$ est un vecteur du réseau réciproque et où $\varepsilon_r(\vec{G})$, $u_{\vec{k}}(\vec{G})$ et $v_{\vec{k}}(\vec{G})$ sont les composantes dans l'espace réciproque (que l'on peut déterminer par une intégrale de Fourier). Alors, par exemple, pour le champ électrique, l'équation (1.8) devient :

$$-(\vec{G} + \vec{k}) \times \left[(\vec{G} + \vec{k}) \times u_{\vec{k}}(\vec{G}) \right] = \frac{\omega^2}{c^2} \sum_{\vec{G}'} \varepsilon_r(\vec{G} - \vec{G}') \cdot u_{\vec{k}}(\vec{G}') \quad (1.12)$$

Ceci est un système linéaire. Il est de dimension infinie car il y a une infinité de vecteurs $\vec{G}$ du réseau réciproque. Cependant, les vecteurs de grande amplitude ont un poids faible dans le calcul des bandes de faible ordre. Les développements en séries peuvent être limités à N ondes planes. Alors, en considérant les trois dimensions de l'espace, le système est de dimension $3N$. La diagonalisation, qui doit être effectuée pour chaque valeur de $\vec{k}$, permet alors de déterminer les valeurs propres $\omega_n(\vec{k})$ (n servant à numérotter les valeurs propres). En pratique, les valeurs de $\vec{k}$ sont limitées à certaines directions de symétrie de la première zone de Brillouin. Les courbes de dispersion du cristal photonique sont alors obtenues. C'est ce que nous appellerons par la suite le diagramme de bande du cristal. De manière générale, quand les vecteurs $\vec{k}$ décrivent la première zone de Brillouin, les fréquences $\omega_n(\vec{k})$ recouvrent continûment le spectre d'énergie. Cependant, dans certains cas, il existe des domaines d'énergie dans lesquels aucun mode $\omega_n(\vec{k})$ n'est accessible : ce sont les bandes interdites photoniques.

La méthode des ondes planes nous permet aussi de calculer la distribution des champs électriques et magnétiques de chacun des modes dans la structure et la densité d'états.

En pratique, la structure est définie par une cellule et par un réseau périodique selon lequel cette cellule est reproduite pour couvrir entièrement l'espace. La cellule peut être uniquement le motif du cristal photonique pour un cristal sans défauts, mais peut aussi être de dimension plus grande (on parle alors de « supercellule ») pour tenir compte d'un défaut ponctuel ou linéaire dans le cristal (cas des cavités ou guides d'onde).

Dans ce travail, les calculs (à deux et à trois dimensions) de diagrammes de bandes ont été réalisés par cette méthode. Un des codes de calcul utilisés, écrit par des chercheurs du Massachusetts Institute of Technology [11], est en libre accès.¹

2.1.3. La méthode FDTD

Cette méthode est particulièrement intéressante pour connaître la réponse spectrale d'un système non nécessairement périodique et pour calculer les distributions de champ dans des structures de dimensions finies [12, 13].

Un maillage dans l'espace réel est réalisé afin de discrétiser les champs et de pouvoir estimer leurs dérivées. Les champs sont propagés dans le temps de proche en proche à partir d'une certaine distribution de départ donnée par l'utilisateur et pendant un certain temps T . On peut donc observer le régime transitoire du système et voir le régime permanent s'établir. De plus, il est possible de remonter à la réponse fréquentielle de la structure. En effet, connaissant l'évolution temporelle des champs en tous points du système, le calcul du spectre en ces points peut être effectué par transformée de Fourier. Le spectre d'un point « intéressant » du système sera alors divisé par celui de la source. (Il faudra ici utiliser une source impulsionnelle afin d'avoir un spectre en fréquence relativement large.)

Les conditions aux limites constituent un point très important dans cette méthode du fait du traitement presque exclusif de structures finies. Il est possible d'utiliser à la fois des conditions périodiques et des conditions absorbantes sur une même structure. Ceci est intéressant, par exemple, pour la simulation d'un guide à cristal photonique. Parmi les conditions absorbantes, les plus utilisées sont les conditions de Mur [14] ou de PML (Perfectly Matched Layer) [15]. Cette dernière, basée sur le placement d'un absorbant artificiel sur le bord de la cellule, est définie pour avoir une adaptation d'impédance avec le vide et pour éliminer toute réflexion. La condition périodique est une condition de Bloch de la forme $\vec{E}(\vec{r} + \vec{a}, t) = \vec{E}(\vec{r}, t) \cdot e^{i\vec{k} \cdot \vec{a}}$, où $\vec{a}$ est la période du réseau.

Cependant, cette méthode de calcul est très lente et demande beaucoup de ressources informatiques car les champs sont calculés en tous points de la structure, et pour tous les incréments de temps. De plus, la durée T du calcul peut être longue pour des structures résonantes, et le résultat peut éventuellement dépendre de la source utilisée (si par exemple un dipôle est utilisé et que celui-ci est placé à un nœud du mode que l'on cherche à observer).

¹ Les fichiers sources de ce code ondes planes en C-ANSI sont disponibles à l'adresse Internet : <http://ab-initio.mit.edu/mpb/>.

Dans ce travail, les calculs bidimensionnels de FDTD ont été en partie réalisés avec un code écrit par X. Letartre.² Un fichier source d'un code FDTD développé en Fortran 90 peut aussi être téléchargé sur l'Internet.³

2.1.4. Autres méthodes

a) La méthode des matrices de transfert

Elle est souvent utilisée pour déterminer les coefficients de réflexion et de transmission des empilements unidimensionnels [5], mais a été adaptée au cas bidimensionnel par Pendry [16, 17]. La structure est divisée en une succession de couches et une matrice de transfert permet de relier les champs dans une couche à ceux de la couche précédente [18]. La fréquence est ici une variable, et non plus une inconnue comme dans le cas des ondes planes. Ainsi, il est aussi possible, par cette méthode, de remonter à la structure de bande puisque l'on calcule les éventuels vecteurs d'onde de propagation en fonction de la fréquence. De plus, l'éventuelle dépendance en fréquence de la constante diélectrique sera plus facilement prise en compte. Le fichier source du programme développé dans le laboratoire de Pendry [19] est disponible sur l'Internet.³ Un exécutable Windows basé sur ce programme et écrit par Reynolds, de l'Université de Glasgow, est également en libre accès.⁴

Nous utiliserons cette technique, dans un programme commercial, pour le calcul de la transmittance et du champ électrique dans des structures multicouches unidimensionnelles.

b) La méthode des réseaux de diffraction

Elle est basée sur une description du cristal photonique comme un ensemble de réseaux de diffraction successifs. Les champs sont décomposés dans chaque région séparant ces réseaux et la théorie des réseaux est appliquée pour relier les coefficients de cette décomposition d'une région à l'autre. Le système de relations matricielles obtenu permet d'établir la matrice de diffusion $[S]$ qui caractérise le milieu [20, 21, 22]. L'intérêt de cette méthode est qu'elle donne non seulement les modes guidés et les résonances (ce sont les pôles de la matrice de diffusion), mais aussi les pertes intrinsèques de ceux-ci.

c) La méthode des liaisons fortes

On développe ici le champ électromagnétique sur une base de fonctions d'onde localisées, par analogie avec la description des liaisons fortes pour les orbitales électroniques des solides cristallins. La base des fonctions d'onde localisées est déterminée en calculant les

² du LEOM, Ecole Centrale de Lyon.

³ à l'adresse : <http://www.sst.ph.ic.ac.uk/photonics>.

⁴ sur l'Internet à l'adresse : <http://www.elec.gla.ac.uk/areynolds/SoftwareMain.htm>.

fonctions de Wannier du cristal photonique parfait [23]. Cette méthode semble être particulièrement rapide pour la détermination des états liés à des défauts dans le cristal.

d) La méthode de développement sur des modes propres

Plutôt que de travailler avec une discrétisation spatiale fixée par une grille, la structure est ici décomposée suivant des plans dans lesquels l'indice optique est constant selon une direction. Les champs sont ensuite développés sur les modes propres de chaque domaine trouvé [24, 25]. Ceci conduit à des temps de calcul qui peuvent être considérablement réduits, particulièrement pour des structures en couches. A nouveau, un code source, ainsi qu'un exécutable Windows basé sur cette méthode est disponible librement.⁵

2.2. Ouverture de bandes interdites

La notion de bande interdite est omniprésente dans le monde des cristaux photoniques. En effet, la majorité des applications découlent de cette propriété.

2.2.1. Bande interdite unidimensionnelle

Une bande de réflectivité d'un miroir de Bragg est une bande interdite photonique. Pour illustrer cette affirmation, considérons un milieu diélectrique homogène, isotrope, infini, avec une périodicité fictive a selon une direction. Le diagramme de dispersion d'une telle structure, dans le cas du matériau GaAs, selon cette direction de modulation (incidence normale), est rapporté Figure 1-2 (gauche). Du fait de la modulation fictive, ce diagramme peut se limiter à la première zone de Brillouin, donc pour $-\pi/a \leq k \leq \pi/a$. La droite de dispersion d'un matériau homogène ($\omega_n(k) = ck/\sqrt{\epsilon_r}$) est repliée en bord de zone.

Créons maintenant réellement une modulation de l'indice optique, toujours de période a , dans cette même direction, en réalisant une alternance de couches d'épaisseurs $0,5 \cdot a$ de deux matériaux différents (Figure 1-2, au centre). Alors, une onde se propageant dans la structure subit des réflexions à chaque nouvelle interface. Lorsque k est loin des valeurs $k = \pm n\pi/a$ ($n = 0, 1, 2, \dots$), le déphasage entre deux ondes réfléchies successivement est trop important et celles-ci n'interfèrent pas constructivement. Par contre, lorsque $k \approx \pm n\pi/a$, une levée de dégénérescence se produit là où les modes se croisent (ici au centre et en bord de la première zone de Brillouin) : Il y a un couplage entre deux ondes de même énergie et de même vecteur d'onde, qui se propagent dans deux directions opposées. En bord de première zone de Brillouin, une onde stationnaire est alors obtenue, de vecteur d'onde $k = \pi/a$, donc

⁵ sur l'Internet à l'adresse : <http://camfr.sourceforge.net>

de longueur d'onde $2 \cdot a$ (deux fois la période). Seules deux ondes stationnaires de ce type peuvent exister dans la structure sans violer la symétrie : une dont les maxima sont situés dans le matériau de haut indice, et l'autre dont les maxima sont situés dans le matériau de bas indice (Figure 1-3). L'énergie d'une onde électromagnétique étant proportionnelle à $|\vec{E}|^2 / \langle \epsilon_r \rangle$ (avec $\langle \epsilon_r \rangle$ la constante diélectrique pondérée par le champ électrique local), ces deux ondes n'auront pas la même énergie, d'où la levée de dégénérescence.

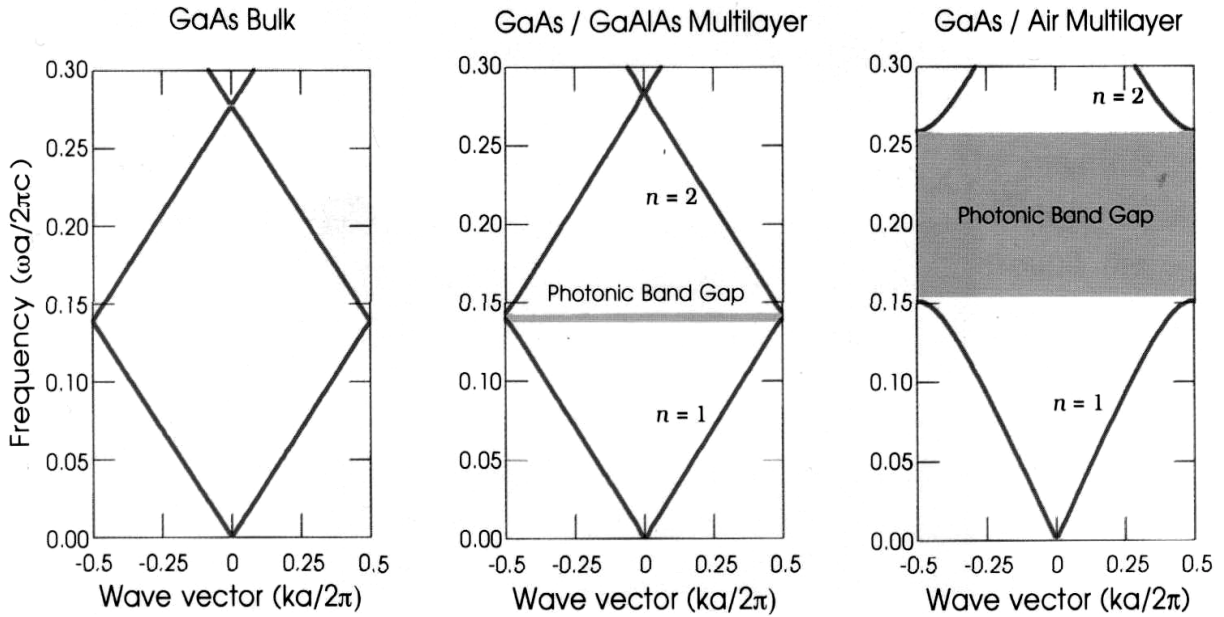


Figure 1-2 : Courbes de dispersion pour une propagation selon l'axe de modulation de trois structures multicouche différentes. La période est a et les couches ont une épaisseur de $0,5a$. A gauche, toutes les couches ont le même indice optique de 3,6. Au centre, l'indice des couches alterne entre les valeurs 3,46 et 3,6. A droite, l'indice des couches alterne entre les valeurs 1 et 3,6. (source [3])

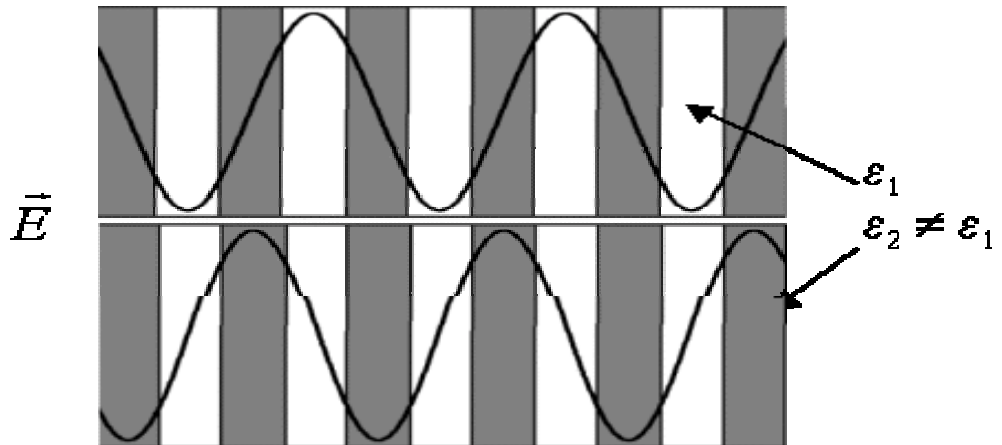


Figure 1-3 : Champ électrique des deux modes stationnaires en bord de première zone de Brillouin d'un empilement multicouche de deux matériaux d'indices optiques différents.

Nous avons donc l'ouverture d'une bande de fréquences où aucun mode n'est accessible : c'est un gap photonique. Celui-ci existe quelles que soient les caractéristiques de l'empilement. Lorsque la différence d'indice augmente (Figure 1-2, à droite), la bande interdite s'élargit. Sa largeur est en effet une fonction croissante de la différence d'indice entre les deux matériaux [5]. Pour un empilement de couches d'épaisseurs optiques successives $\lambda/4$, cette largeur (en longueur d'onde) est même proportionnelle à la différence d'indice (au premier ordre).

Aussi, si les matériaux sont non-absorbants, nous avons un réflecteur parfait.

2.2.2. Cas des cristaux photoniques bi- et tridimensionnels

Les cristaux photoniques unidimensionnels permettent de réfléchir les photons possédant une énergie dans un gap photonique et se propageant dans une direction proche de la normale à l'empilement. Ce cône d'acceptance autour de la normale est d'autant plus grand que la différence d'indice entre les matériaux est élevée [5]. Afin de maîtriser les photons dans un angle solide plus grand, il est possible de généraliser le concept vu au paragraphe précédent à plusieurs dimensions. Pour cela, un matériau périodique à deux ou trois dimensions est réalisé. Une bande interdite s'obtient alors par recouvrement des bandes interdites unidimensionnelles de toutes les directions du plan ou de l'espace. Il est alors aisément compréhensible que l'ouverture d'une bande interdite de largeur raisonnable à deux ou trois dimensions est conditionnée par le réseau périodique, le motif et par la modulation d'indice. Le cristal doit être relativement isotrope (i.e. la première zone de Brillouin la plus circulaire ou sphérique possible pour que les différentes bandes interdites unidimensionnelles ne soient pas trop décalées en énergie) et la modulation d'indice doit être suffisante (pour que les cônes d'acceptance des gaps unidimensionnels soient assez larges et se recouvrent), contrairement au cas unidimensionnel où le gap dans la direction normale existe quelles que soient ces caractéristiques. En réalité, il n'est pas nécessaire de réaliser le calcul dans toutes les directions du plan ou de l'espace car les extremums des bandes se situent le long des directions de symétrie de la première zone de Brillouin. Lorsque la bande interdite est étendue à toutes les directions considérées et pour les deux polarisations, elle sera appelée bande interdite « complète ».

Le cas des cristaux photoniques bidimensionnels sera étudié plus précisément plus loin dans ce chapitre. Dans leur cas, il est relativement facile d'obtenir une bande interdite complète avec des différences d'indice raisonnables et des réseaux simples. Pour ce qui est des cristaux tridimensionnels, la réalisation d'un gap complet est beaucoup plus difficile. La recherche de la structure (réseau et motif) qui maximise l'ouverture d'un gap photonique est

très complexe du fait du grand nombre de variables et du fait du caractère vectoriel de la lumière (en pratique, il faut distinguer les deux polarisations dans les cristaux bi- et tridimensionnels), mais elle est possible pour une structure donnée (cf. § 2.1.2 de ce chapitre). Il a été montré que tous les réseaux cristallins ne peuvent pas donner une bande complète : elle est impossible par exemple avec un réseau CFC (Cubique Face Centrée) [26, 27], mais possible avec un réseau de type diamant [28].

La première structure tridimensionnelle expérimentale avec un gap complet fût réalisée par Yablonovitch, (Figure 1-4) dans le domaine des micro-ondes en 1991 [6]. Cette structure est réalisée en perçant trois familles de trous selon trois axes du réseau de type diamant.

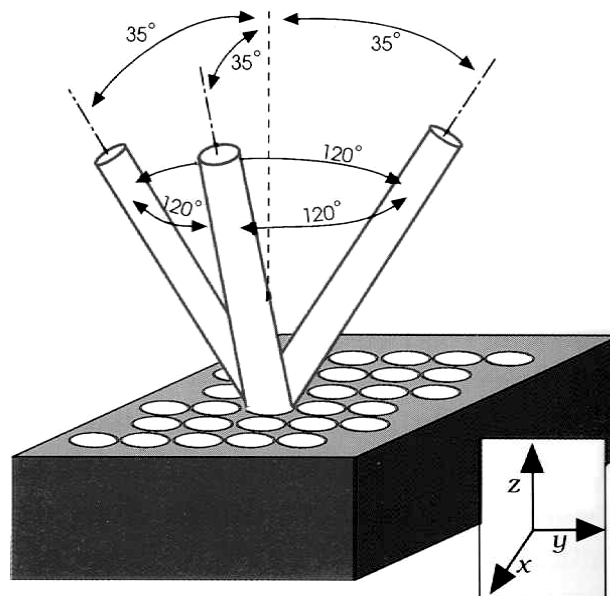


Figure 1-4 : Exemple de cristal photonique tridimensionnel : la « Yablonovite ». (source [3])

Avec les progrès de la microfabrication, il a été possible plus tard d'observer des bandes interdites tridimensionnelles complètes dans le proche infrarouge pour des structures du type « tas de bois » [10].

2.3. Vitesse de propagation de la lumière

La vitesse de propagation de la lumière (la vitesse de groupe) correspond à la pente de la courbe de dispersion. Dans un milieu homogène, isotrope et linéaire, les ondes se propagent toutes de façon identique, leurs vitesses de groupe et de phase sont égales et leurs courbes de dispersion sont des droites. Par contre, dans le cas des cristaux photoniques, plusieurs régimes peuvent être distingués. Prenons par exemple le cas du cristal photonique unidimensionnel fortement modulé vu au paragraphe précédent (Figure 1-2, à droite). Lorsque k est loin des valeurs $k = \pm n\pi/a$ ($n = 0, 1, 2, \dots$), la lumière ne subit pas de réflexions constructives à chaque

interface et elle voit un milieu de permittivité effective égale à la permittivité moyenne de la structure. La courbe de dispersion est une droite. A l'inverse, autour des valeurs $k \approx \pm n\pi/a$, les photons subissent la modulation d'indice et leur vitesse de propagation diminue : les courbes de dispersion s'aplatissent. Nous verrons que cette propriété est à l'origine de bon nombre d'applications des cristaux photoniques. Cette propagation lente des photons permet en effet d'augmenter le temps d'interaction lumière-matière.

3. Les cristaux photoniques bidimensionnels

3.1. Pourquoi bidimensionnels ?

Un grand nombre d'applications des cristaux photoniques se situe dans le domaine de l'optique, donc pour des longueurs d'ondes voisines du micron. Pour un contrôle omnidirectionnel de la lumière, les cristaux photoniques tridimensionnels semblent sans conteste les mieux adaptés. Cependant, leur réalisation technologique est particulièrement ardue à cette échelle. Certes les progrès de fabrication ont permis la confection de ce genre de structures même pour des longueurs d'onde du proche infrarouge [10], mais la technique utilisée est particulièrement lourde. Les opales, qui sont des structures auto-organisées de billes de silice, semblent très prometteuses [8]. Cependant, des problèmes d'homogénéité à grande échelle sont rencontrés. Dans tous les cas, la difficulté de fabrication et le contrôle délicat des défauts limite pour l'instant le nombre des applications envisageables pour les structures tridimensionnelles.

En revanche, les cristaux bidimensionnels sont plus faciles à réaliser dans le domaine des longueurs d'onde du proche infrarouge et même du visible. Les outils de fabrication déjà bien rodés issus de la microélectronique nous permettent de réaliser des structures planaires avec des tailles submicroniques à partir de semi-conducteurs type III-V ou silicium. Nous allons voir que les opportunités offertes par les cristaux bidimensionnels permettent de réaliser de nombreuses fonctions optiques.

3.2. La structure hexagonale de trous d'air

3.2.1. Diagramme de bandes

Nous avons vu au paragraphe 2.2.2 de ce chapitre que, pour ouvrir une bande interdite la plus large possible, il faut que la première zone de Brillouin du cristal soit le plus circulaire possible. Parmi les géométries simples qui s'offrent à nous, le réseau hexagonal répond bien à

cette condition. De plus, il est relativement aisé de réaliser des trous et, s'ils sont remplis d'air, un fort contraste d'indice est possible. En effet, l'étude de différents cas fait apparaître que la structure hexagonale de trous d'air permet l'ouverture d'une large bande interdite photonique en polarisation « transverse électrique » (cf. Figure 1-5 pour les conventions de polarisation : en polarisation transverse électrique ou TE, le champ électrique est perpendiculaire aux cylindres d'air) et même une bande interdite complète sous certaines conditions [3]. Ainsi, c'est cette géométrie qui est la plus utilisée dans la littérature pour réaliser des cristaux photoniques bidimensionnels et c'est celle que nous utiliserons dans l'ensemble de ce travail.

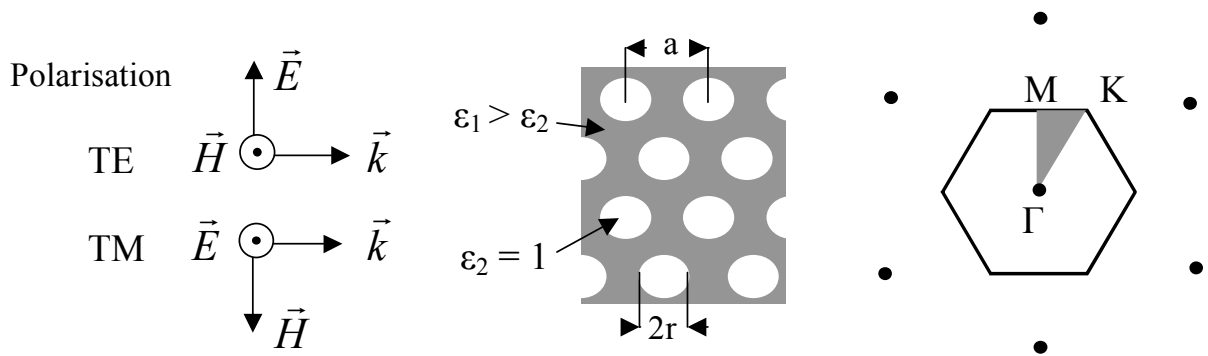


Figure 1-5 : Cristal photonique hexagonal de trous d'air dans une matrice diélectrique et réseau réciproque associé. Les points de haute symétrie de la première zone de Brillouin sont reportés (Γ , M et K) et la convention utilisée pour la polarisation est donnée. a est le paramètre de maille du cristal et r le rayon des trous.

Un exemple de diagramme de bande pour cette structure est rapporté Figure 1-6, dans le cas où $r/a = 0,43$ et $\epsilon_1 = 12$ (r étant le rayon des trous, a le paramètre de maille du cristal et ϵ_1 la constante diélectrique de la matrice de haut indice). Le calcul est fait le long des axes de haute symétrie de la première zone de Brillouin, sur le circuit Γ - M - K - Γ (cf. la zone grisée du réseau réciproque sur la Figure 1-5), en utilisant la méthode des ondes planes. L'énergie des bandes est exprimée en fonction du facteur sans dimension $u = a/\lambda$. Pour la polarisation TE, une large bande interdite apparaît autour de la valeur $u = 0,36$ et de largeur relative $\Delta u/u = 50\%$. Par contre, seul un gap réduit est observé pour la polarisation TM (transverse magnétique) dans ce cas. En effet, un gap TE est facilement accessible avec une structure dont la matrice de haut indice est connectée (comme c'est le cas ici) et, à l'inverse, une structure dont c'est le matériau de bas indice qui est connecté (des piliers de semi-conducteur dans l'air par exemple) est plus favorable à l'ouverture d'un gap TM [3]. (Ceci est valable pour la bande interdite au premier ordre ($k = \pi/a$)).

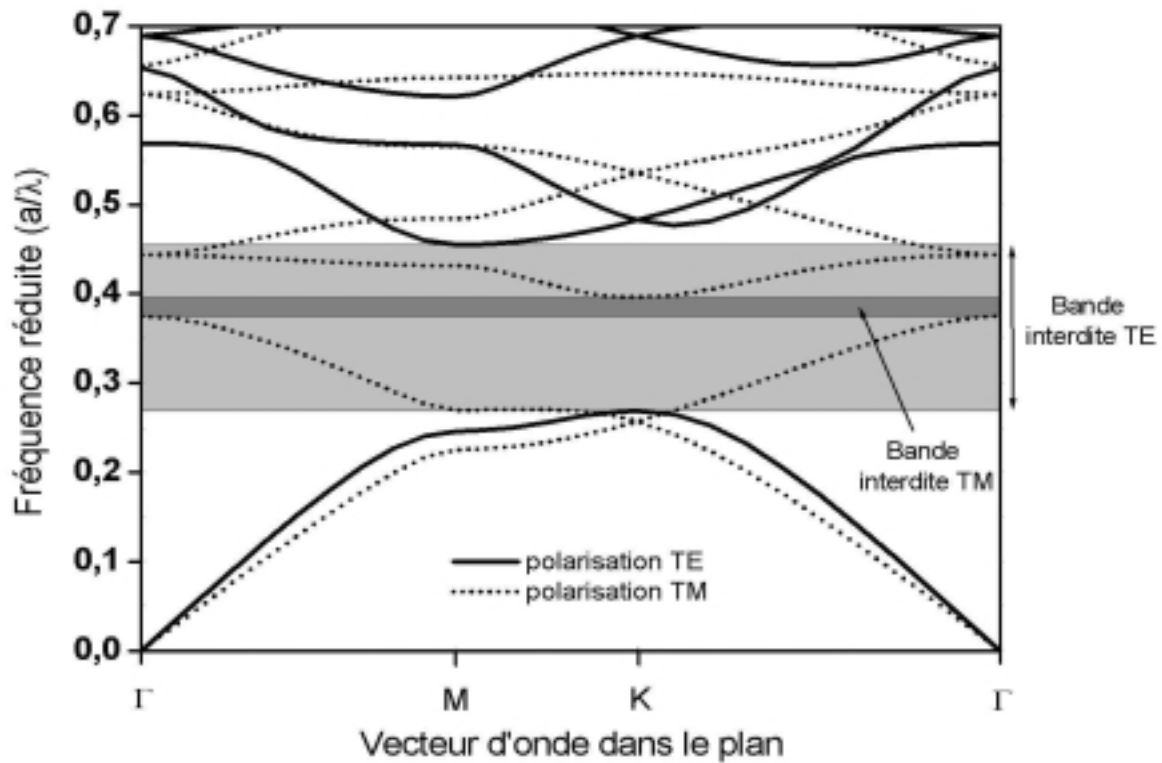


Figure 1-6 : Diagramme de bande d'un cristal photonique hexagonal de trous d'air dans une matrice diélectrique ($\epsilon_1 = 12$) pour un facteur de remplissage en air de 63 % ($r/a = 0,43$). Les bandes TE sont en traits pleins et les bandes TM en pointillés. On voit apparaître une large bande interdite pour la polarisation TE et une réduite pour la polarisation TM. λ est la longueur d'onde, a le paramètre de maille du cristal et r le rayon des trous.

3.2.2. Carte des bandes interdites

Le calcul du diagramme de bande vu précédemment nous renseigne, entre autres, sur les propriétés (la position et la largeur) des bandes interdites photoniques pour chaque polarisation. Cependant, deux paramètres peuvent encore être ajustés afin de jouer sur celles-ci : l'indice de la matrice et le facteur de remplissage en air (ou le rapport r/a). Pour un matériau donné (donc pour un indice de la matrice donné), il est intéressant de connaître l'influence du facteur r/a sur la position et la largeur des gaps photoniques : c'est la carte des bandes interdites. Un exemple est donné Figure 1-7 dans le cas d'une matrice de constante diélectrique $\epsilon_1 = 11,4$. Pour de faibles facteurs de remplissage en air, il n'y a pas de bande interdite car le système est peu perturbé. Il faut atteindre $r/a = 0,2$ pour voir apparaître la bande interdite TE de plus basse énergie (celle que l'on va utiliser majoritairement dans les applications) et c'est seulement pour un rayon des trous important (lorsque leur diamètre vaut 90 % de la période environ) que l'on a un recouvrement des gaps pour les deux polarisations, donc une bande interdite complète.

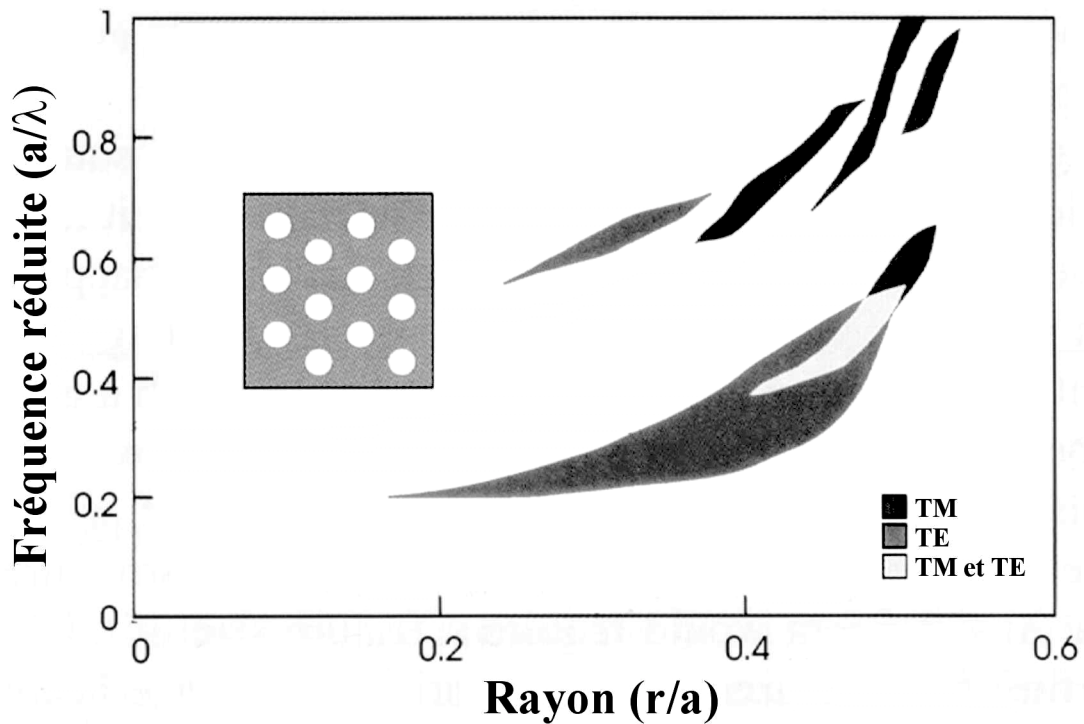


Figure 1-7 : Diagramme des bandes interdites pour les deux polarisations dans le cas d'un cristal photonique hexagonal de trous d'air dans une matrice de constante diélectrique $\epsilon_1 = 11,4$. Le recouvrement entre les deux polarisations ne se fait que pour des valeurs élevées de r/a . (source [3])

Cette carte des bandes interdites est très pratique pour décider des paramètres du cristal photonique en vue d'une application. Il paraît tentant de travailler avec le gap le plus large possible, cependant, nous allons voir par la suite qu'il n'est pas toujours judicieux de se placer dans une zone de fort facteur de remplissage en air (lorsque les trous ont un diamètre important), là où le gap est le plus large, pour des raisons de fuites hors du plan du cristal. En effet, dans la pratique, le cristal n'aura pas une hauteur infinie comme c'est le cas ici.

3.3. Les cristaux photoniques en géométrie de guide d'onde

Le cas idéal des cristaux bidimensionnels infinis dans une direction vient d'être abordé. En pratique, cette analyse va s'appliquer si nous arrivons à avoir une radiation lumineuse elle-même bidimensionnelle et donc à confiner les photons dans un plan. Un moyen de réaliser ce confinement est d'utiliser un guide d'onde planaire, donc d'introduire dans la direction qui était auparavant invariante un guidage de la lumière par l'indice. Cette idée a été introduite par Krauss en 1996 [7, 29].

3.3.1. Guide d'onde planaire

Le guidage planaire est réalisé par une couche d'indice optique plus élevée entre deux milieux d'indice plus faible. Le schéma d'un tel guide est donné à la Figure 1-8. En terme d'optique géométrique, une onde qui se propage dans le guide avec un angle θ suffisamment faible subit des réflexions totales internes aux interfaces du guide. Alors, du fait de l'invariance en translation du guide, les ondes réfléchies successivement doivent vérifier une condition d'interférence constructive. Ainsi, pour chaque longueur d'onde, on montre qu'il existe un ensemble discret et fini de valeurs de vecteurs d'onde : ce sont les modes du guide. Ce calcul peut aussi être réalisé de façon équivalente en optique ondulatoire, en écrivant les conditions de continuité des champs aux interfaces du guide [30].

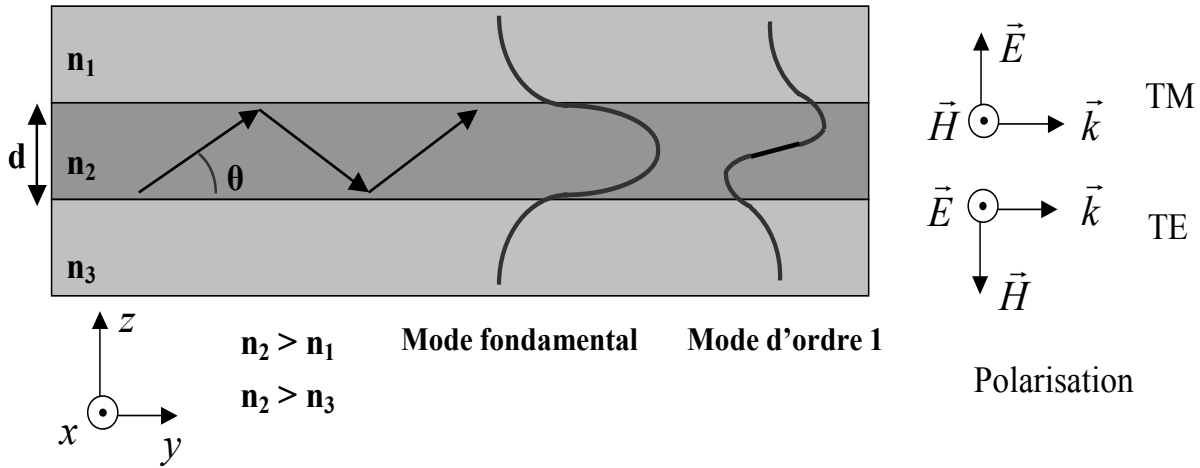


Figure 1-8 : Représentation d'un guide d'onde planaire. La distribution schématique du champ électrique des deux premiers modes est reportée, ainsi que les conventions utilisées pour la polarisation.

Dans la direction du guide, ces modes se comportent comme des ondes planes de vecteur d'onde $\beta = k_0 \cdot n_{eff}$, avec n_{eff} l'indice effectif du mode et k_0 le vecteur d'onde dans le vide. En pratique nous avons $\sup(n_1, n_3) \leq n_{eff} \leq n_2$. (β est la composante k_x du vecteur d'onde, communément appelée constante de propagation en optique guidée ; Alors, dans l'approche géométrique, $n_{eff} = n_2 \cdot \cos(\theta)$). A titre d'exemple, les courbes de dispersion des premiers modes du guide planaire asymétrique de silicium sur isolant (SOI) sont donnés à la Figure 1-9. Il apparaît que lorsque l'épaisseur d du guide est grande devant la longueur d'onde, le nombre de modes est élevé. En revanche lorsque d est de l'ordre de la longueur d'onde, seuls quelques modes existent. La région d'existence de ceux-ci est délimitée par les deux droites $\omega = c\beta/n_2$ et $\omega = c\beta/n_3$, correspondant respectivement à une propagation strictement dans le plan du guide et à la limite de réflexion totale interne vers le matériau

environnant de plus haut indice (la silice). La zone grisée au-dessus de la droite $\omega = c\beta/n_3$, que nous appellerons le « cône de lumière », correspond alors au continuum des modes rayonnants, c'est-à-dire à l'infinité des ondes planes qui peuvent se propager dans les milieux environnants, et éventuellement se réfléchir ou traverser la structure.

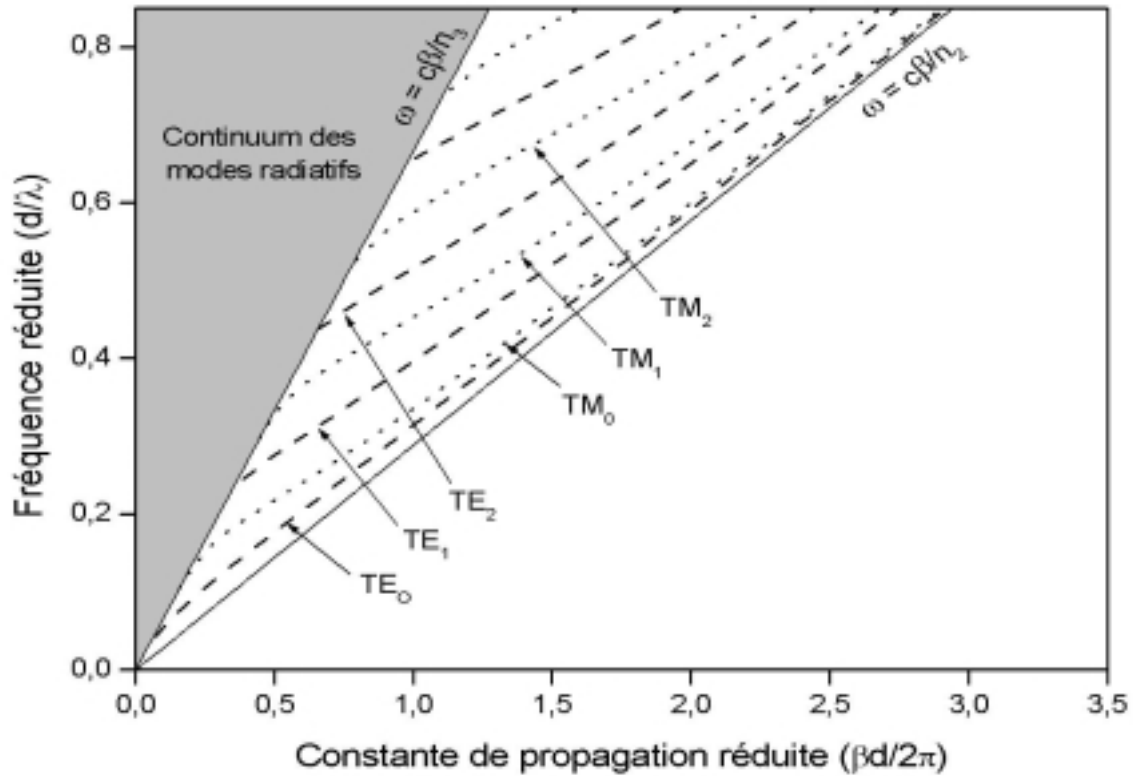


Figure 1-9 : Courbes de dispersion d'un guide planaire asymétrique de silicium sur isolant (SOI), donc tel que $n_1 = 1$ (air), $n_2 = 3,5$ (silicium) et $n_3 = 1,46$ (silice). Les premiers modes guidés sont indiqués par des flèches. Les traits pleins délimitent la zone d'existence des modes guidés.

En toute rigueur, dans un guide d'onde planaire, les modes ne sont pas strictement selon l'une ou l'autre des polarisations TE^{2D} (E_x, H_z) ou TM^{2D} (H_x, E_z) précédemment définies dans le cas d'un milieu bidimensionnel et indiquées sur la Figure 1-8. Cependant, il existe tout de même deux catégories séparables de modes qui sont proches de ces cas TE^{2D} et TM^{2D} et où les champs sont respectivement de la forme (E_x, H_y, H_z) et (H_x, E_y, E_z) . Nous appellerons aussi ces deux classes de modes TE et TM car les champs électriques et magnétiques restent respectivement transverses à la direction de propagation dans chaque cas. Ce sont ces modes qui sont représentés à la Figure 1-9.

Chacun des modes du guide possède sa propre distribution spatiale de champ. Hors du guide de haut indice, les champs décroissent de façon exponentielle : l'onde est évanescente et le transport de l'énergie se fait au voisinage de la surface, parallèlement à celle-ci. Dans le guide, un mode d'ordre N aura N nœuds du champ. Ces propriétés sont illustrées

qualitativement sur la Figure 1-8 pour les modes fondamentaux ($N = 0$) et d'ordre 1. Les profils représentés correspondent à une des composantes E_x , H_y ou H_z pour les modes TE et à une des composantes H_x , E_y ou E_z pour les modes TM.

3.3.2. Les cristaux photoniques en géométrie guidée

Afin de faire interagir une onde guidée avec un cristal photonique bidimensionnel, le plus simple est de graver celui-ci à travers une structure guidante comme celle vue précédemment. Alors, les branches du diagramme de dispersion des cristaux photoniques, qui sont repliées dans la première zone de Brillouin, ne sont plus forcément sous le cône de lumière. Certains modes du cristal vont donc pouvoir se coupler aux modes radiatifs.

a) Polarisation et parité des champs

Lorsqu'un cristal photonique est gravé dans la couche guidante, il n'est plus possible de distinguer les polarisations TE (E_x , H_y , H_z) et TM (H_x , E_y , E_z) vues précédemment car l'invariance de translation dans le plan de la couche est brisée. Néanmoins, si le guide planaire est symétrique, les composantes des champs sont forcément soit symétriques (paires) soit antisymétriques (impaires). Alors, il est possible de montrer qu'il existe deux familles de modes totalement indépendantes que nous appellerons les modes pairs et impairs et dont les composantes des champs ont les parités suivantes par rapport au plan médian du guide [11] :

	E_x	E_y	E_z	H_x	H_y	H_z
Modes pairs	paire	paire	impaire	impaire	impaire	paire
Modes impairs	impaire	impaire	paire	paire	paire	impaire

Remarquons que dans le plan médian du guide, un mode pair, respectivement impair, est purement TE, respectivement purement TM. Alors, si selon l'axe z perpendiculaire au guide ces fonctions paires et impaires des composantes du champ ne « varient pas trop vite » et « s'annulent le moins possible », nous pouvons affirmer que les modes pairs et impairs ont respectivement de grandes similitudes avec des modes qui seraient purement TE ou TM. Ainsi, **les modes pairs et impairs fondamentaux** (ce sont les modes pour lesquels les composantes de champ varient « le moins vite ») d'un cristal photonique qui serait gravé dans une couche guidante symétrique sont respectivement comparables aux modes TE et TM d'un cristal photonique bidimensionnel de hauteur infinie [31]. Ces modes pairs et impairs seront alors respectivement qualifiés de quasi-TE et quasi-TM.

Pour les modes d'énergie plus élevée, il existe deux façons de les construire. La première consiste à modifier la répartition de l'énergie dans le plan du cristal photonique : c'est la manière selon laquelle sont construits les modes de plus haute énergie d'un cristal de hauteur infinie. La deuxième consiste à rajouter des plans nodaux horizontaux dans la couche guidante : c'est la manière dont sont construits les modes de plus haute énergie du guide planaire. Alors, grossièrement, les modes de plus haute énergie d'un cristal photonique de hauteur finie seront une combinaison (par multiplication) des modes du cristal de hauteur infinie (le fondamental ou un ordre plus élevé) et des modes du guide planaire (le fondamental ou un ordre plus élevé). Aussi, si l'on construit un mode d'énergie plus élevée en rajoutant un plan nodal horizontal, on transforme un mode pair en impair et inversement. Ainsi, un mode d'énergie plus élevée pair (resp. impair) n'aura plus forcément son caractère quasi-TE (resp. quasi-TM) [31].

Cependant, dans la pratique, on cherche souvent à utiliser uniquement des modes qui seraient une combinaison du mode fondamental du guide avec les modes (fondamentaux et d'ordres plus élevés) du cristal photonique bidimensionnel. C'est ce que certains auteurs appellent les bandes dominantes [32]. Ceci est possible par exemple en utilisant un guide mono-mode. Alors, comme aucun plan nodal horizontal n'est introduit, les caractères quasi-TE (resp. quasi-TM) de tous les modes pairs (resp. de tous les modes impairs) sont conservés [33]. (C'est pour cela que dans la littérature on rencontre souvent une ambiguïté entre les modes pairs et impairs et les modes quasi-TE et quasi-TM.) Ainsi, un calcul de diagramme de bande pour les modes pairs (resp. impairs) modélisera une expérience réalisée avec la polarisation TE (resp. TM).

Les considérations précédentes sont valables pour des guides plansymétriques. Pour des guides asymétriques, la distinction entre les deux classes de modes pairs et impairs n'est plus possible. Ceci sera gênant dans l'expérience car on ne pourra plus adresser soit uniquement des modes pairs, soit uniquement des modes impairs, mais une combinaison des deux. Or il existe par exemple souvent un gap photonique pour l'une des deux polarisations seulement. Néanmoins, il est possible d'utiliser une quasi-bande interdite et de faire comme si la structure était symétrique [34]. En effet, dans notre cas, pour réaliser des calculs en trois dimensions en tenant compte de l'épaisseur du guide, nous supposerons que le guide est symétrique, ce qui est presque le cas pour les substrats oxydés de silicium sur isolant que nous utiliserons.

b) Diagramme de bandes

Le diagramme de bande typique d'un cristal photonique hexagonal de trous d'air dans une membrane semi-conductrice entourée d'air est donné à la Figure 1-10. Ce calcul est réalisé en trois dimensions. Un tel calcul ne fait ressortir que les modes qui ont une durée de vie théorique infinie, c'est pourquoi seuls sont tracés les modes strictement guidés qui sont sous le cône de lumière (zone grisée). La distinction est faite entre les deux familles de modes pairs et impairs. Du fait du caractère quasi-TE des bandes paires dans ce cas, il y a apparition d'un gap photonique pour ces modes, qui est l'équivalent du gap photonique TE du cristal de hauteur infinie.

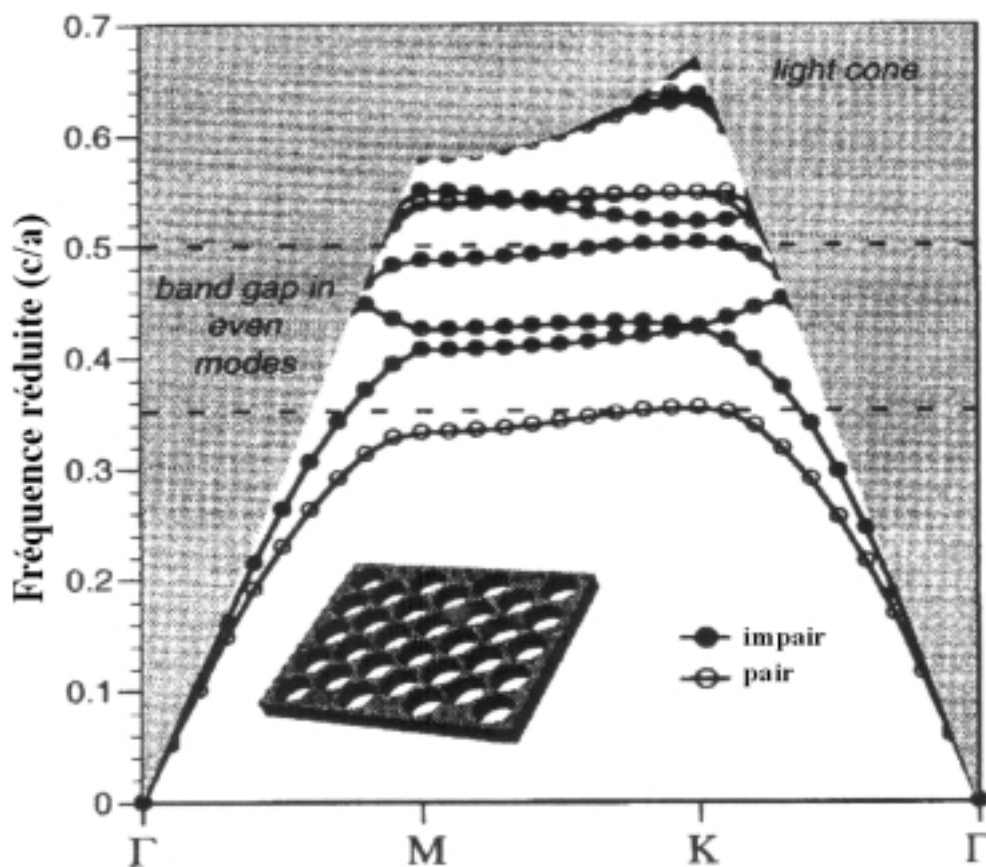


Figure 1-10 : Diagramme de bande typique d'une structure hexagonale de trous d'air dans une membrane semi-conductrice d'épaisseur $0.6a$ entourée d'air. Du fait de la hauteur finie, nous avons l'apparition du cône de lumière dans lequel les modes du cristal peuvent se coupler au continuum des modes radiatifs. Une bande interdite apparaît pour les modes pairs, toutefois, des états radiatifs peuvent exister aux mêmes fréquences. (source [31])

De façon générale, nous pouvons distinguer trois types de modes dans ce genre de structure de hauteur finie :

- Les modes parfaitement guidés qui ont une durée de vie infinie : ce sont ceux représentés sur la Figure 1-10 et qui sont sous le cône de lumière. Ils ne peuvent pas

se coupler aux modes radiatifs et sont théoriquement sans pertes. Ils sont dus à l'indice effectif plus élevé de la couche par rapport à son environnement.

- Les modes que nous appellerons des « résonances », qui sont des modes quasi-guidés, fortement localisés dans le guide d'onde, mais qui ont la possibilité de se coupler aux modes rayonnés. En fait, ce sont les modes du cristal photonique bidimensionnel de hauteur infinie qui se trouvent maintenant dans le cône de lumière.
- Les modes rayonnés qui constituent le continuum des modes complètement délocalisés qui se propagent à l'extérieur et « à travers » la structure.

c) Les approches « membrane » et « substrat »

Dans la pratique, nous pouvons distinguer deux types de confinement par l'indice : celui avec un contraste d'indice relativement faible entre le cœur et la gaine du guide (par exemple 3,4/2,9 pour des guides GaAs/AlAs), c'est l'approche dite « avec substrat » et celui avec un contraste très important (une membrane de semi-conducteur dans l'air ou un guide de silicium sur isolant par exemple), c'est l'approche dite « membrane ».

Dans l'approche « substrat », nous sommes souvent contraints de travailler avec des modes dans le cône de lumière (les résonances) car, du fait du guidage faible par l'indice, celui-ci est plus large et « descend » plus bas en énergie dans le diagramme de bande. Alors, le couplage avec les modes rayonnés entraîne inévitablement des pertes. Deux processus de diffraction en sont principalement responsables :

- La diffraction de la lumière sur les trous d'air. On montre que cette contribution est d'autant plus faible que le guidage vertical par l'indice est faible et que le facteur de remplissage en air du cristal est faible [35, 36].
- La diffraction due au fait que les trous n'ont pas une profondeur infinie [35, 37, 38]. En effet, le mode dans la couche guidante est étendu verticalement sur une hauteur de 1 à 2 μm à cause du faible confinement par l'indice et il « voit » la profondeur finie des trous.

Cependant, il est possible de montrer que ces pertes sont théoriquement faibles et non rédhibitoires pour les applications, surtout si les trous des cristaux photoniques sont gravés suffisamment profondément pour qu'ils recouvrent entièrement le profil du mode dans le guide [39]. Néanmoins, ceci est difficile à réaliser technologiquement pour les longueurs d'onde qui nous intéressent (sauf dans certains cas particuliers [40]). Aussi, le fait que le mode soit plus étendu verticalement rend le couplage de la lumière plus aisé, ce qui peut être un avantage important pour d'éventuelles applications.

Dans l'approche « membrane », qui est celle qui nous concernera dans la suite de ce travail, le nombre de modes disponibles sous le cône de lumière est plus important (c'est le cas de la Figure 1-10) et ces modes sont théoriquement sans pertes. (Ceci est vrai dans le cas d'une membrane symétrique. En pratique, des pertes par diffusion, dues aux défauts de fabrication, peuvent exister.) De plus, la structuration pour créer le cristal pourra se limiter uniquement à la couche de haut indice, ce qui rendra la fabrication plus aisée. Aussi, pour la réalisation de sources lumineuses, le fait que les photons soient plus confinés permet éventuellement une interaction plus forte avec un milieu émetteur de lumière qui serait dans la couche guidante et permet la réalisation de sources plus compactes. Cependant, pour les modes qui sont dans le cône de lumière dans ce cas, les pertes par diffraction seront importantes (elles sont en première approximation proportionnelles à la différence d'indice entre le cœur et la gaine du guide [36]). Or même lorsque nous travaillons avec des modes sous le cône de lumière, il est possible, dans certains cas (dans les virages des guides coudés par exemple), que nous ayons un couplage vers des modes dans le cône qui eux subissent beaucoup de pertes. Cependant, l'extraction de la lumière par des modes à pertes peut être utilisée avantageusement pour la réalisation de diodes électroluminescentes efficaces [41].

Pour ce qui est des pertes dues à la rugosité, par diffusion, celles-ci semblent plus faibles pour des guides planaires à fort contraste d'indice [42].

Au vu des différents points énoncés ci-dessus et d'après les résultats obtenus par d'autres groupes sur la comparaison expérimentale des approches membrane et substrat [43] et sur les pertes de guides d'onde à cristaux photoniques sur SOI [44, 45], il semble que l'approche membrane sur oxyde offre un très bon compromis en terme de résultats et de facilité de réalisation. C'est cette approche que nous utiliserons avec les substrats SOI.

d) Approximation de l'indice effectif

Que ce soit par la méthode FDTD ou des ondes planes, il n'est pas toujours possible ou judicieux de réaliser un calcul tridimensionnel. Dans le cas de la FDTD, un tel calcul est long, mais il demande surtout des ressources informatiques importantes. Dans le cas des ondes planes, un calcul tridimensionnel est souvent moins lourd car la « supercellule » est en général plus petite que la structure réelle d'un calcul FDTD. Cependant, il est parfois difficile et long d'interpréter le calcul à cause des difficultés sur les parités des modes (cf. § a)) et à cause des éventuels modes qui n'ont pas de signification réelle et qui peuvent apparaître du fait d'une périodisation réalisée fictivement pour faire le calcul (typiquement dans la direction perpendiculaire au plan d'un cristal photonique bidimensionnel gravé dans une membrane). Il est donc souvent intéressant de réaliser un calcul approché plus simple. Pour cela, une

possibilité est de réaliser un calcul bidimensionnel (le cristal photonique est considéré de hauteur infinie) en attribuant à la matrice du cristal la valeur d'indice optique correspondant à l'indice effectif du mode (fondamental) du guide d'onde planaire. Il a été montré (et nous allons le constater dans la suite de ce travail) que cette approximation reflète bien la réalité, mais il semble qu'elle soit plus précise dans une approche « substrat » que dans une approche « membrane » [33].

4. Etat de l'art sur les cristaux photoniques bidimensionnels

Nous nous sommes intéressés jusqu'ici aux aspects et aux propriétés théoriques des cristaux photoniques. Dans cette partie, nous allons décrire leurs principales applications. Nous nous limiterons au cas des cristaux bidimensionnels qui sont ceux qui offrent, pour l'instant, les plus larges possibilités et au domaine des longueurs d'onde du visible et du proche infrarouge. Nous distinguerons deux types d'utilisations :

- Celles qui utilisent le cristal photonique à des longueurs d'onde dans le gap
- Celles qui font appel à une propriété plus particulière du diagramme de bandes du cristal.

Finalement, nous détaillerons les principaux matériaux utilisés ainsi que les principales techniques expérimentales de caractérisation mises en œuvre dans la littérature.

4.1. Utilisation de la bande interdite

La majorité des applications des cristaux photoniques repose sur leur bande interdite photonique. Dans certains cas, afin de disposer d'une fréquence permise à l'intérieur de cette bande, il est nécessaire d'introduire des défauts dans la structure périodique. Ces défauts sont réalisés en modifiant localement la géométrie du cristal. Alors, des énergies permises peuvent apparaître dans le gap et les champs associés à ces modes sont localisés sur les défauts. En pratique, les défauts ponctuels permettent de faire des micro-résonateurs et les défauts linéaires réalisent des guides d'onde. L'utilisation de ces défauts dans une bande interdite complète assure un confinement omnidirectionnel parfait de la lumière.

4.1.1. Transmission, réflexion et diffraction dans le plan

La présence d'une bande interdite de photons se traduit par des propriétés de réflectivité et de transmission qui sont relativement facilement accessibles par la mesure. Arrivant de l'extérieur, une onde incidente dont l'énergie est dans la bande interdite ne pourra pas être

transmise en raison de l'absence de modes disponibles. Ainsi, si le milieu est non absorbant, elle sera réfléchiée. Cette propriété est la première que les chercheurs ont essayée de mesurer dès 1996 [7]. En pratique, la périodicité de l'échantillon sera nécessairement limitée à un nombre fini de périodes et les coefficients de réflectivité et de transmission dépendront de la longueur du cristal. Expérimentalement, dans le cas du cristal hexagonal de trous d'air en géométrie guidée, des coefficients de réflectivité supérieurs à 80 % ont été mesurés pour 15 rangées de trous dans les cas d'une approche substrat en 1997 [46]. Des études plus fines ont montré une réflectivité de l'ordre de 90 % pour 4 rangées de trous [47, 48]. En transmission, une atténuation d'entre 20 et 30 dB est observée pour des échantillons de plus de 6 rangées de trous de longueur [32, 34, 49], et une atténuation d'environ 5 dB par rangée de trous est mesurée pour des échantillons plus courts [49].

La diffraction dans le plan de cristaux photoniques bidimensionnels a été étudiée par Labilloy et al. [46]. Des efficacités de diffraction élevées ont été observées, ce qui montre que le gap photonique ne peut pas être considéré seulement comme un miroir qui réfléchirait la lumière de manière spéculaire.

4.1.2. Cavités et lasers

Les premières études sur des micro-résonateurs furent réalisées avec des structures unidimensionnelles passives en optique guidée en 1996 par Krauss et al. [29] et en 1997 par Foresi et al. [50] avec des cristaux photoniques unidimensionnels, et en 1997 par Labilloy et al. avec des cristaux bidimensionnels [51]. Les réalisations de cavités obtenues en incluant des défauts ponctuels dans un cristal sont apparues en 1998 [52]. La luminescence du matériau est utilisée pour sonder la cavité. Les excellentes propriétés de réflexion du cristal photonique environnant permettent d'avoir des facteurs de qualité élevés pour les modes résonnants dans le plan. Des valeurs de l'ordre de 1000 sont rapportées dans un premier temps en 1999 [53, 54], puis des valeurs de 1400 et 4000 sont observées en 2001 [55, 56], tout cela sur des cavités de grandes dimensions possédant plusieurs modes. Les cavités sur membranes suspendues (entourées d'air) semblent donner les meilleurs résultats [57, 58]. Une valeur élevée du facteur de qualité pourrait permettre de mettre en évidence le processus d'augmentation de l'émission spontanée prédite par Purcell en 1946 [59] et qui n'a encore jamais été mesuré sans ambiguïté (par une mesure de durée de vie) sur des cavités planaires à cristaux photoniques. On montre que le taux d'émission du matériau est proportionnel au facteur de qualité du résonateur et inversement proportionnel au volume du mode [60]. C'est pourquoi les travaux se sont portés par la suite essentiellement sur des cavités de très petites dimensions et même si possible avec un seul mode non-dégénéré pour que tous les photons

produits dans la cavité « utilisent » ce mode. Par exemple, lorsque l'on omet de graver un seul trou dans un cristal photonique hexagonal, le seul mode accessible dans la bande interdite est un mode dipolaire dégénéré deux fois [61]. La levée de dégénérescence peut alors être réalisée en rendant la cavité asymétrique (soit artificiellement [62] soit à cause des défauts de fabrication [56]), mais il est aussi possible de faire rentrer le mode mono-pole (non dégénéré) dans le gap en changeant la taille de la cavité comme illustré à la Figure 1-11 [61]. Dans ces conditions, des valeurs de facteurs de qualité de 1900 [61] et de 2800 [63] ont été observées. Ces valeurs restent tout de même décevantes par rapport aux prédictions théoriques (une valeur de 11000 est prédite dans le dernier cas). Ceci reflète le fait que ces résultats sont très dépendants de la qualité de fabrication.

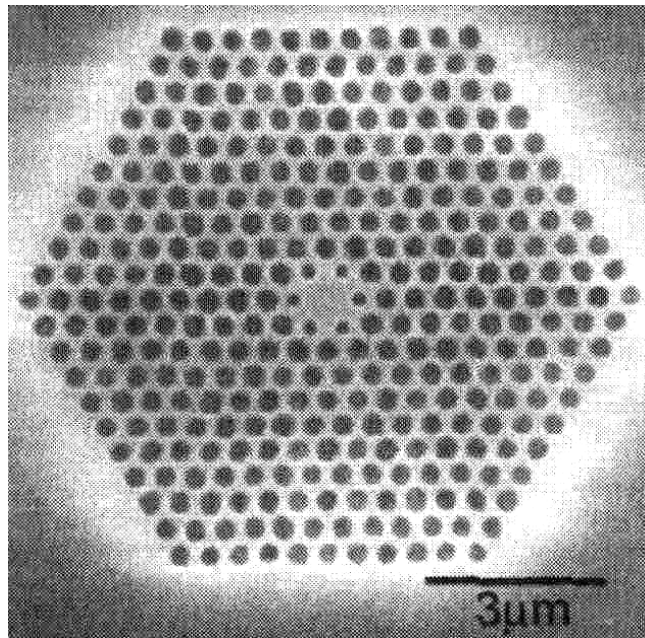


Figure 1-11 : Exemple de cavité dans un cristal photonique hexagonal de trous d'air. Cette cavité possède un mode mono-pole (donc non dégénéré). (source [61])

L'émission stimulée est apparue très rapidement sur ce genre de structures, tout d'abord par pompage optique [62], puis avec une excitation électrique [64]. Le travail réalisé pour augmenter les facteurs de qualité des modes et diminuer leur volume permet de diminuer le seuil laser. On obtient alors des sources laser de très petites tailles dans le proche infrarouge qui pourraient être utilisées comme sources dans les futurs circuits d'optique intégrée.

4.1.3. Guides d'onde

Une recherche très active est menée sur le sujet des guides d'onde. Ils sont réalisés en créant un défaut linéaire. Cette idée est apparue en 1994 sous l'impulsion de Joannopoulos,

Meade et al. [3, 65] mais les premières réalisations sont arrivées cinq à six ans plus tard [66, 67, 68]. La Figure 1-12 illustre cette idée avec un guide d'une rangée de trous omise dans un cristal hexagonal de trous d'air. L'enjeu principal de ces guides d'onde concerne les pertes linéiques. Pour des guides larges (plusieurs rangées de trous omises) des pertes linéiques de 10 dB/mm [69] et 11 dB/mm [70] ont été mesurées. Plus récemment, des pertes de 11 dB/mm [71] (structure en membrane), 6 dB/mm [44] (SOI) et 4 dB/mm [45] (SOI) ont été évaluées sur des guides plus étroits. Le processus de guidage dans ces guides à cristaux photoniques est différent de celui de guides d'onde classiques à réfraction puisqu'il repose majoritairement sur l'existence d'une bande interdite omnidirectionnelle dans le plan et que le guide est modulé dans le sens de la propagation. Il en résulte alors des propriétés particulières, comme l'existence de mini bandes interdites dues à cette modulation [72] ou l'apparition de modes de guidage avec des faibles vitesses de groupe (des vitesses de $c/90$ ont été observées [73], c étant la vitesse de la lumière dans le vide).

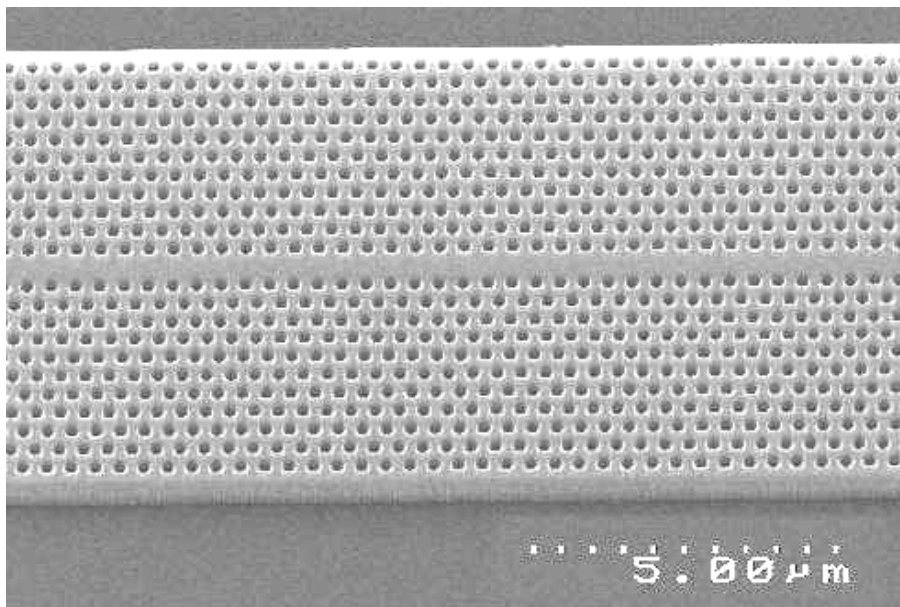


Figure 1-12 : Exemple du guide d'onde mono-rangée réalisé dans un cristal photonique hexagonal de trous d'air sur un substrat de silicium sur isolant. (source [74])

Les pertes sont pour l'instant encore importantes, mais il y a fort à penser que l'amélioration des procédés d'élaboration diminuera cette contrainte. Néanmoins, les pertes obtenues atteignent déjà des valeurs qui permettent la réalisation de dispositifs intégrés avec ces guides. En effet, la propagation de la lumière sur de grandes distances ne sera probablement pas réalisée avec ce genre de guides. Mais sur les courtes distances à l'intérieur d'un circuit, ils peuvent d'ores et déjà être utilisés.

Comme nous l'avons vu, une atténuation d'environ 5 dB par rangée de trous est réalisée, d'où une isolation excellente offerte très rapidement avec seulement quelques rangées. Ainsi, les interférences entre les signaux qui seraient transportés dans deux guides d'onde qui seraient distants de seulement quelques longueurs d'onde seront inexistantes. Or ces interférences sont un problème important dans le processus de miniaturisation des circuits électroniques.

Les guides coudés constituent aussi un domaine d'application privilégié des cristaux photoniques car ils permettent théoriquement de réaliser des virages avec des rayons de courbure de l'ordre de la longueur d'onde sans pertes. La démonstration expérimentale du guidage dans des virages a été réalisée rapidement [66, 67, 68], mais des problèmes de réflexion et de pertes subsistent (notamment à cause du couplage dans le virage vers des modes à fuites dans le cône de lumière). Dans le cristal photonique hexagonal, ces virages peuvent être réalisés simplement en omettant de graver des trous dans les directions de symétrie du cristal (virages à 60 et 120°). Dans le cas des virages simples à 60°, les meilleurs résultats mesurés ont été des transmissions d'environ 80 à 90 % pour un guide étroit (une rangée de trous omise) [75, 76] et de 78 % pour un guide plus large [77]. Afin d'améliorer la transmission et/ou d'élargir la plage des longueurs d'onde transmises, le virage peut-être modifié en réalisant une cavité résonnante [78] ou en ajoutant et/ou supprimant des trous [77, 79, 80]. Dans ce dernier cas, on s'approche alors souvent de configurations de virages à plus grand rayon de courbure qui pourraient aussi bien être réalisées avec des guides d'onde classiques à réfraction à fort contraste d'indice. De façon générale, il semble que l'approche substrat soit plus favorable pour réaliser des virages car la diffraction hors du plan est moins importante du fait du plus faible contraste d'indice vertical.

Un nouveau type de guide d'onde a été proposé par Yariv et al. [81] afin d'essayer de limiter les pertes, plus particulièrement dans les virages. Il s'agit de réaliser une chaîne de cavités résonnantes couplées. Les premières études expérimentales ont mis en évidence les principaux modes responsables du guidage [82], mais aucune mesure de pertes linéiques et dans des virages n'a été publiée jusque-là.

Pour compléter la fonction de guidage dans les cristaux photoniques, un travail important est aussi mené sur des coupleurs par onde évanescente [83, 84], des jonctions Y [85, 86] et sur le problème du couplage de ces guides avec des guides ruban classiques ou des fibres optiques [87, 88].

4.1.4. Filtres et multiplexeurs

Une fonction particulièrement importante d'optique intégrée pourrait être réalisée avec des cristaux photoniques : le multiplexage en longueur d'onde (WDM, Wavelength Division Multiplexing). Le but est d'insérer ou d'extraire des longueurs d'onde bien précises dans un flux de données. Ce dispositif peut être réalisé en utilisant la sélectivité d'une cavité résonante couplée par recouvrement des ondes évanescentes à des guides d'onde. Une première proposition théorique fut donnée par Fan et al. en 1998 [89]. Depuis, plusieurs réalisations ont montré la possibilité du couplage d'une cavité avec un guide [90, 91, 92]. Par exemple, une réalisation de Chutinan et al.[92], dont un schéma est rapporté à la Figure 1-13, permet l'extraction hors du plan ou l'insertion dans un guide d'une longueur d'onde précise (WDM mono-canal). Le facteur de qualité mesuré du mode résonnant est dans ce cas de 400 et l'on peut espérer une efficacité de couplage de 50 % entre la cavité et le guide [93]. Ce type de dispositif est appelé un filtre « Add-Drop ».

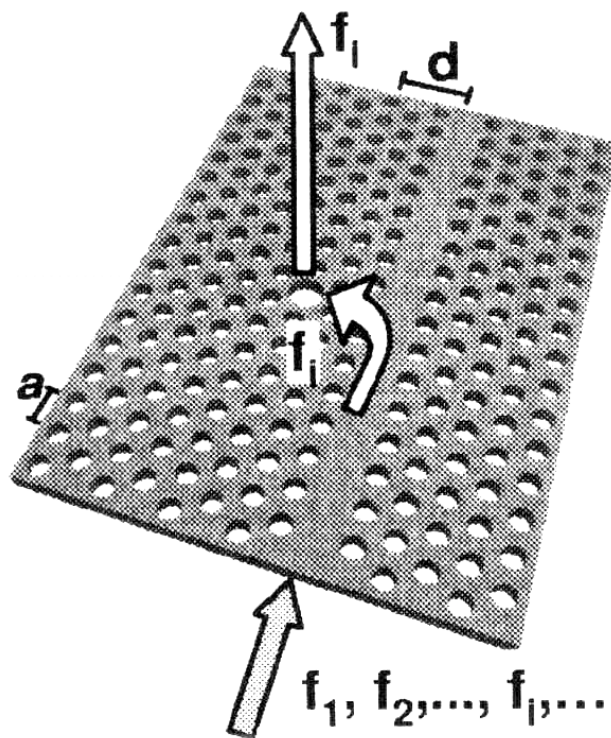


Figure 1-13 : Schéma de principe d'un dispositif de multiplexage (insertion ou extraction d'une certaine longueur d'onde). (source [92])

Cette fonction peut aussi être réalisée dans le plan en utilisant deux guides comme l'illustre la Figure 1-14 [74]. Dans ce cas, les longueurs d'onde qui résonnent dans l'anneau central peuvent éventuellement se coupler d'un guide à l'autre. Le processus de couplage est néanmoins très complexe et dépend de la symétrie et de la dégénérescence des modes

résonnants [89]. De plus, la taille du défaut (de la cavité résonnante) doit être très bien contrôlée afin de sélectionner les longueurs d'onde désirées.

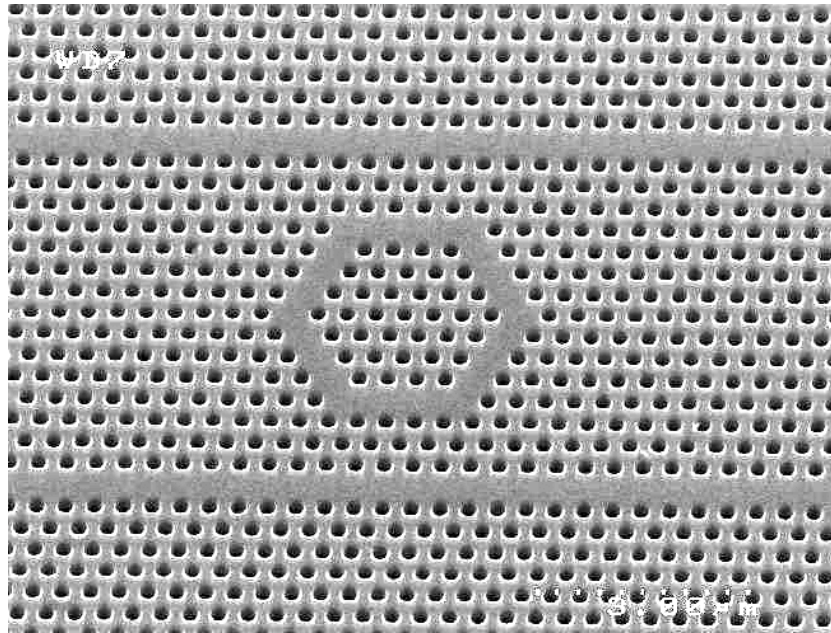


Figure 1-14 : Exemple de filtre Add-Drop réalisé sur un substrat SOI. Les longueurs d'onde résonnantes de l'anneau peuvent éventuellement se coupler d'un guide à l'autre. (source [74])

4.2. Utilisation de propriétés particulières de certaines bandes d'énergie du cristal

Outre l'utilisation et la recherche d'une bande interdite dans les cristaux photoniques, la richesse du diagramme de bandes permet d'envisager d'autres applications. On parle alors « d'ingénierie de la dispersion des bandes ».

4.2.1. Propriétés de transmission – dispersion de la lumière

Hors du gap photonique, la propagation de la lumière s'effectue sur les modes disponibles du cristal. Pour une fréquence donnée, les vecteurs d'onde de ces modes peuvent être représentés en traçant les courbes isoénergétiques. Ces courbes sont obtenues en réalisant une coupe horizontale du diagramme de bande représenté en trois dimensions (les modes sont représentés par des nappes). Localement, les vitesses de groupe sont perpendiculaires à ces courbes.

Dans un milieu isotrope et homogène, les courbes isoénergétiques sont des cercles. Ainsi, la vitesse de groupe est colinéaire à la direction de propagation et, à l'interface de deux

milieux isotropes et homogènes, les directions de propagation sont définies par l'angle d'incidence et par la loi de Snell-Descartes.

Dans un cristal photonique, les courbes isoénergétiques peuvent être très particulières. Lorsque les photons se propagent selon un axe de symétrie de la structure, les vitesses de phase et de groupe restent colinéaires. Cependant, en certains points particuliers de ces courbes, des différences très importantes entre les directions des vitesses de phase et de groupe peuvent apparaître. A l'interface entre un milieu homogène et isotrope et un cristal photonique, on pourra alors obtenir trois effets différents : l'ultraréfraction ou effet « superprisme », la réfraction négative et la multiréfringence.

L'ultraréfraction est l'effet le plus intéressant pour les applications. Dans ce cas, lorsqu'une onde incidente venant de l'extérieur arrive sur le cristal photonique, des angles de réfraction très importants seront observés. En ces points particuliers, l'onde voit un indice effectif $n_{eff} \leq 1$. Si cette dispersion, donc la courbure des courbes isoénergétiques, dépend de la longueur d'onde, il est alors possible de séparer des longueurs d'onde. Expérimentalement, les premiers résultats publiés sur ce sujet ont mis en évidence une dispersion de 50° pour une variation de la longueur d'onde de 990 à 1000 nm sur une structure tridimensionnelle [94] en utilisant une asymétrie de la structure proche du point Γ (cf. Figure 1-15). En configuration planaire avec la structure hexagonale de trous dans GaAs, des résultats plus récents ont montré une dispersion angulaire de $0,5^\circ / \text{nm}$ autour de la longueur d'onde de $1.3 \mu\text{m}$ [95]. Ces résultats permettraient par exemple la réalisation de dispositifs très compacts de multiplexage en longueur d'onde. Cependant, des difficultés subsistent du point de vue de l'intégration et du couplage de l'onde incidente. De plus, la dispersion dépend de la fréquence de l'onde, mais aussi de son angle d'incidence sur le cristal. Aussi, la courbe de dispersion angulaire est très non-linéaire et le fait de travailler proche du point Γ (centre de la première zone de Brillouin) peut poser des problèmes de pertes hors du plan dans le cas de structures bidimensionnelles (ce qui n'est pas le cas pour [94] où une structure tridimensionnelle dite « autoclonée » est utilisée).

La réfraction négative peut-aussi être observée dans ces matériaux. Dans ce cas l'onde se comporte comme si elle pénétrait dans un milieu d'indice négatif. Des applications d'imagerie pourraient être envisagées avec ces matériaux.

Lorsque à même énergie, plusieurs bandes photoniques sont accessibles, un phénomène de multiréfringence est possible. Une réfringence d'ordre 3 a été mise en évidence sur un cristal bidimensionnel [96].

Une approche géométrique proposée par Notomi et al. [97, 98] et basée sur la détermination de la vitesse de groupe à partir des courbes isoénergétiques permet d'illustrer les propriétés particulières de réfraction dans les cristaux photoniques.

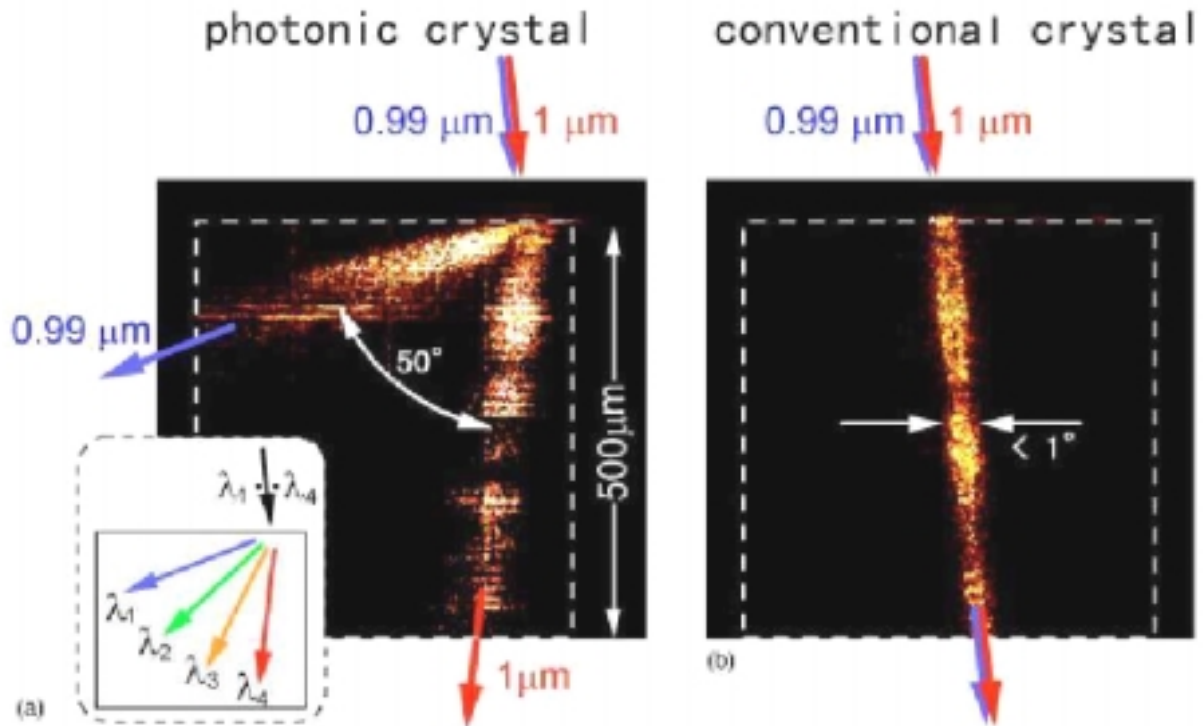


Figure 1-15 : Comparaison de la propagation de deux faisceaux lumineux de longueurs d'onde proches dans un cristal atomique conventionnel (à droite) et dans un cristal photonique (à gauche). Dans le cristal massif, la lumière n'est ni déviée, ni dispersée. Par contre, dans le cristal photonique, une très forte dispersion est observée : Lorsque la longueur d'onde varie de 1 % seulement, une différence de 50° est mesurée entre les deux angles de réfraction. (source [94])

4.2.2. Lasers DFB

Des bandes d'énergie relativement « plates » du diagramme de dispersion des cristaux photoniques peuvent être utilisées afin de contrôler la durée de vie des photons. Cet effet est dû à l'interaction d'une onde de Bloch bidimensionnelle avec le cristal photonique et est comparable à l'effet DFB (distributed feedback) unidimensionnel connu pour la réalisation de diodes laser. Des faibles vitesses de groupe peuvent être obtenues lorsque le matériau émetteur « voit » une modulation périodique de l'indice, ce qui signifie que le temps moyen d'interaction des photons avec ce matériau peut-être grand, même dans des structures d'étendue limitée. Des lasers basés sur ce principe ont été démontrés [99, 100, 101, 102, 103, 104] et ils présentent l'avantage d'une plus grande directivité et d'un meilleur contrôle de la polarisation [99] par rapport aux lasers à cavités. L'émission laser peut être perpendiculaire à la couche si l'on travaille sur une bande plate proche du centre de la première zone de

Brillouin ou dans la couche guidante si l'on travaille avec une bande qui est sous le cône de lumière [104].

4.2.3. Extraction de lumière

Il est aussi possible d'utiliser les cristaux photoniques pour obtenir une meilleure extraction de la lumière (lors de la réalisation de diodes électroluminescentes par exemple). C'est l'utilisation de bandes avec une grande densité de modes (relativement « plates ») dans le cône de lumière qui va faciliter l'extraction de la couche de semi-conducteur (de haut indice) vers l'air. Des valeurs d'efficacité d'extraction de photoluminescence de 70 % [105] et de près de 90 % [106] ont été rapportées en gravant le cristal photonique respectivement dans la couche guidante à côté de la zone émettrice et directement dans le matériau émetteur. Une autre solution consiste à réaliser le cristal extracteur uniquement dans la gaine supérieure du guide d'onde, ceci permettant d'éviter la création d'éventuels pièges non-radiatifs dans le cœur du guide (milieu émetteur) [107].

4.3. Les matériaux

La fabrication de cristaux photoniques nécessite des matériaux transparents dans les domaines du visible ou du proche infrarouge et de permittivité diélectrique élevée. Les semi-conducteurs sont donc très bien adaptés pour cet usage. Dans la pratique, on peut alors en distinguer deux familles :

Les plus utilisés sont les semi-conducteurs III-V. Ils ont un gap électronique direct, ce qui leur procure de bonnes propriétés optiques. Les puits et boîtes quantiques ont un très bon rendement dans ces matériaux, même à température ambiante. Dans les structures actives (émetteurs de lumière), ce sont presque exclusivement ces semi-conducteurs qui sont utilisés, mais ils le sont aussi pour des dispositifs passifs. En effet, du point de vue expérimental, le couplage par la tranche est facilité à cause d'une structure de type substrat dans la majorité des cas (d'où un mode plus étalé verticalement) et il est possible d'utiliser la technique de source interne. Le principal inconvénient reste leur coût financier, même si des efforts de recherche sont entrepris afin de reporter ces matériaux sur un substrat silicium [108].

A l'inverse, la filière des semi-conducteurs IV-IV est bien moins coûteuse et technologiquement mieux maîtrisée car elle bénéficie directement des progrès de la microélectronique. Cependant, ces matériaux sont à priori peu propices à la fabrication de dispositifs actifs du fait de leur gap indirect qui leur procure des propriétés médiocres d'émission de lumière. Toutefois, les boîtes et puits quantiques d'alliages SiGe sont

prometteurs [109] et des progrès récents sur l'émission du silicium à température ambiante [110, 111, 112] rendent les semi-conducteurs IV-IV de plus en plus attractifs.

4.4. Les méthodes expérimentales

La plupart des structures actives à cristaux photoniques peut être caractérisée avec des techniques classiques de photoluminescence ou électroluminescence. Par contre, pour des structures passives (guides et filtres) ou lorsque de la lumière est guidée dans le plan, d'autres techniques sont utilisées.

4.4.1. Couplage par la tranche

C'est la méthode issue de l'optique intégrée. Elle permet de sonder les modes guidés de la structure et consiste à injecter de la lumière (lampe tungstène, laser accordable ou non) par la tranche clivée de l'échantillon en utilisant une fibre ou un objectif de microscope [7, 32, 66, 70]. Il est alors nécessaire d'utiliser un substrat qui permet le clivage. Cette méthode est relativement délicate à mettre en œuvre du fait de la petite taille des guides d'onde utilisés et parce que des problèmes d'adaptation modale entre le mode injecté et le mode du guide peuvent apparaître. Il faudra parfois répéter la mesure pour s'assurer de sa reproductibilité. Néanmoins, le grand intérêt de cette méthode réside dans le fait de pouvoir mesurer la transmission d'un dispositif sur une large plage de longueur d'onde. C'est la méthode que nous utiliserons pour les mesures de certaines structures passives dans le chapitre 2.

4.4.2. Couplage par prisme ou réseau

Une autre technique pour réaliser des mesures de transmission consiste à coupler une onde incidente dans le guide d'onde planaire (et/ou découpler les modes guidés) en utilisant un réseau gravé dans celui-ci [113, 114] ou un prisme posé sur sa surface. Cette technique est un peu moins contraignante du point de vue expérimental, mais la plage de longueurs d'onde accessible est plus réduite pour un angle de couplage donné. De plus, une bonne connaissance du processus de couplage est nécessaire pour remonter à la transmission de la structure à cristaux photoniques.

4.4.3. Source interne

La technique de la source interne est la plus utilisée [35, 41, 52, 54, 72], surtout dans les semi-conducteurs III-V qui ont un bon rendement de photoluminescence. Dans ce cas, la photoluminescence du matériau composant la couche guidante de haut indice (ou des puits et des boîtes quantiques à l'intérieur de cette couche) est excitée avec un laser et va alors majoritairement se propager dans la couche. Cette lumière est ensuite utilisée pour sonder le

dispositif et elle sera découplée soit avec un réseau, soit par la tranche. Des mesures de transmission, mais aussi de réflexion et de diffraction ont pu être obtenues par cette technique [35]. Cependant, la largeur spectrale de la source est souvent trop limitée pour couvrir entièrement le spectre désiré. Un moyen de pallier ce problème est non pas de changer l'émetteur, mais de faire plusieurs fois la même structure en changeant homothétiquement les tailles afin de sonder des plages différentes de fréquences réduites (c'est la loi d'échelle vue § 2.1.1).

4.4.4. Caractérisation des résonances

Par cette technique, on accède aux modes du cristal photonique qui sont dans le cône de lumière (les résonances). On observe dans ce cas la réflexion spéculaire (ou la transmission) d'un faisceau de lumière blanche sur le cristal photonique et l'on cherche les conditions $(\omega, \vec{k})$ de couplage. On peut ainsi remonter à la structure de bande du cristal. Cependant, seuls les modes à fuites, qui sont en général moins intéressants que les modes guidés, pourront être caractérisés ici et l'on aura rarement accès aux modes de défauts. De plus, il faut souvent utiliser des cristaux de grande taille.

5. Conclusion

Les cristaux photoniques sont des matériaux dont la constante diélectrique varie de façon périodique, à l'échelle de la longueur d'onde, sur une ou plusieurs directions. Cette périodicité est à l'origine de plusieurs propriétés intéressantes comme par exemple l'ouverture d'une bande interdite photonique interdisant la propagation de la lumière. La réalisation de structures tridimensionnelles reste un défi technologique particulièrement difficile à relever. Par contre, nous avons montré qu'il était possible de contrôler la lumière dans les trois directions de l'espace tout en bénéficiant de certaines propriétés du cristal en gravant celui-ci dans un guide planaire. Dans ce cas, c'est la géométrie du réseau hexagonal de trous qui est la mieux adaptée pour l'ouverture d'une large bande interdite pour la polarisation TE, c'est pourquoi celle-ci est de loin la plus utilisée dans la littérature. Nous avons vu que ces cristaux photoniques sont très prometteurs pour la réalisation de composants optiques planaires compacts et originaux. Ils représentent une plate-forme extrêmement intéressante pour la future optique intégrée miniature car ils ont les qualités requises de confinement et de dispersion.

Dans la suite de ce travail, nous utiliserons les cristaux photoniques bidimensionnels de trous d'air dans une couche guidante de silicium sur isolant pour la réalisation de filtres, de guides, de cavités et d'extracteur de lumière.

Chapitre 2 - Structures passives à cristaux photoniques : guides et filtres

Dans ce chapitre, nous nous intéresserons aux propriétés de certaines structures passives à cristaux photoniques hexagonaux de trous d'air réalisés sur des substrats de silicium sur isolant (SOI). Après avoir présenté la fabrication des échantillons et les méthodes expérimentales, nous étudierons la transmission de cristaux photoniques et de cavités Fabry-Pérot intégrés dans un guide d'onde ruban classique. Nous détaillerons ensuite des résultats obtenus sur un guide d'onde à cristal photonique mono-rangée. Ces résultats nous permettront de mieux appréhender les cristaux photoniques pour les utiliser ensuite dans une problématique d'émission de lumière dans le chapitre 3.

1. Fabrication des échantillons et méthodes expérimentales

1.1. Cristaux photoniques sur SOI

Un substrat de silicium sur isolant (SOI) est composé d'une couche de silicium monocristalline reportée par collage moléculaire sur une couche enterrée d'oxyde de silicium, le tout sur un substrat de silicium. La couche superficielle de silicium, du fait de son indice optique bien plus élevé que son entourage d'air ou d'oxyde (3,46 contre 1 et 1,46 respectivement) est naturellement un guide d'onde planaire avec un fort contraste d'indice. De plus, il est possible d'oxyder la surface du guide (ainsi que les flancs des trous), ce qui rend les interfaces quasiment parfaites du point de vue de la rugosité. Une image de microscopie électronique à transmission haute résolution d'une coupe d'un tel guide d'onde oxydé est donnée Figure 2-1. Les interfaces silicium-silice présentent une rugosité monoatomique. Mais le plus gros avantage de l'utilisation du SOI réside dans le fait de pouvoir utiliser les technologies très abouties de la microélectronique (lithographie, gravure).

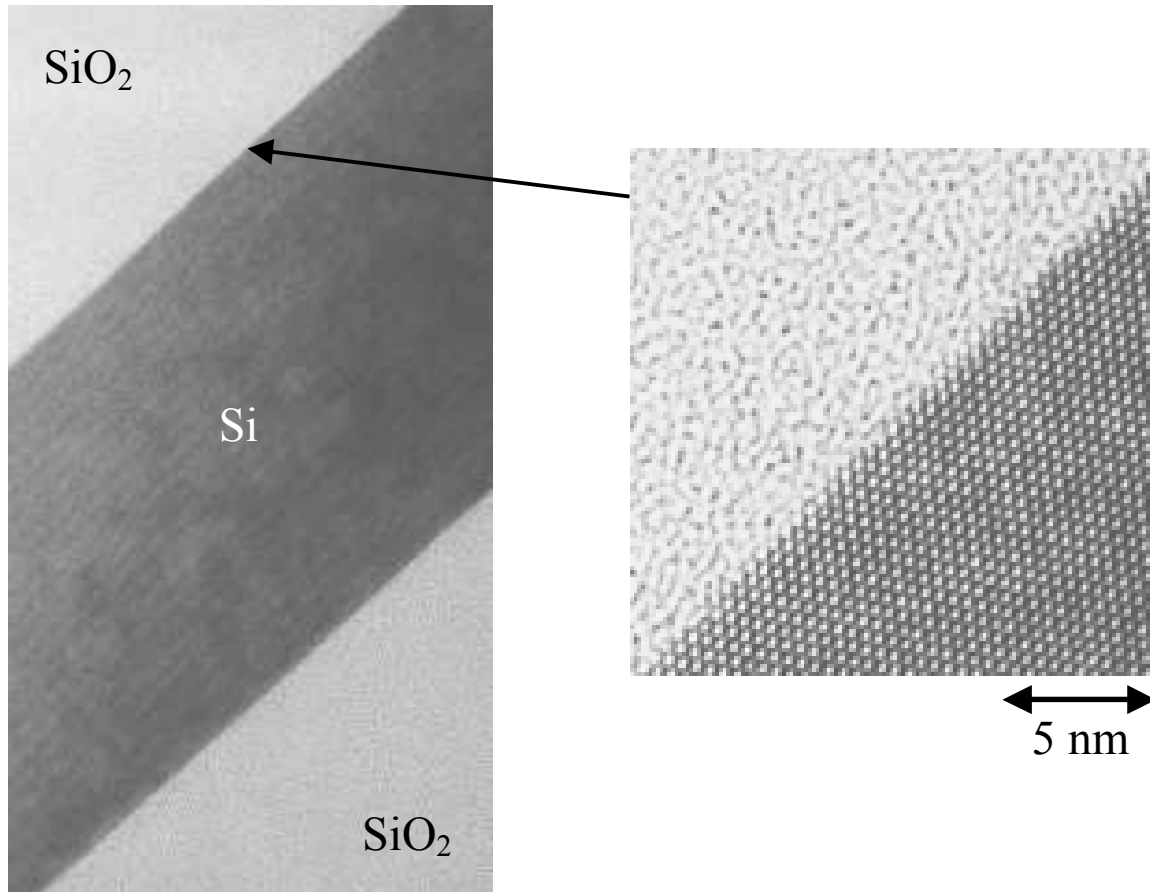


Figure 2-1 : Images de microscopie électronique à transmission haute résolution d'une coupe d'un guide d'onde oxydé de silicium sur isolant. Les interfaces thermiques sont d'excellente qualité, avec des rugosités monoatomiques.

L'indice optique élevé du silicium permet alors la réalisation de cristaux photoniques bidimensionnels avec une large bande interdite. Nous utiliserons des cristaux composés de trous d'air selon un réseau hexagonal. Leur fabrication est réalisée sur des substrats SOI de 200 mm de diamètre, en collaboration avec le Département des Technologies Silicium (DTS) du Laboratoire d'Electronique, de Technologies et d'Instrumentation (LETI) au CEA-Grenoble. Dans le cas de ces structures passives, les substrats utilisés (fournis par la société SOITEC) présentaient au départ une épaisseur du film de silicium de 400 nm sur une couche d'oxyde de 700 nm.

Les étapes de fabrication des cristaux photoniques sont détaillées à la Figure 2-2. En premier lieu, la croissance d'un oxyde thermique de 30 nm est réalisée. Cet oxyde rend la qualité de l'interface silicium-silice excellente. Puis un dépôt de 100 nm de silice supplémentaire par CVD nous permet d'obtenir un masque dur suffisamment épais pour la gravure du silicium et rend le guide d'onde plus symétrique. Ensuite, par deux niveaux de

lithographie électronique et de gravure sèche (plasma $C_4F_8 + CO + O_2$) de l'oxyde de silicium, les plus gros motifs (guides d'ondes), puis les plus fins (trous), sont transférés dans la couche superficielle de silice. Finalement, en utilisant cette couche de silice comme masque dur pour la gravure du silicium (plasma $Cl_2 + HBr$), ces motifs sont reportés dans la couche guidante.

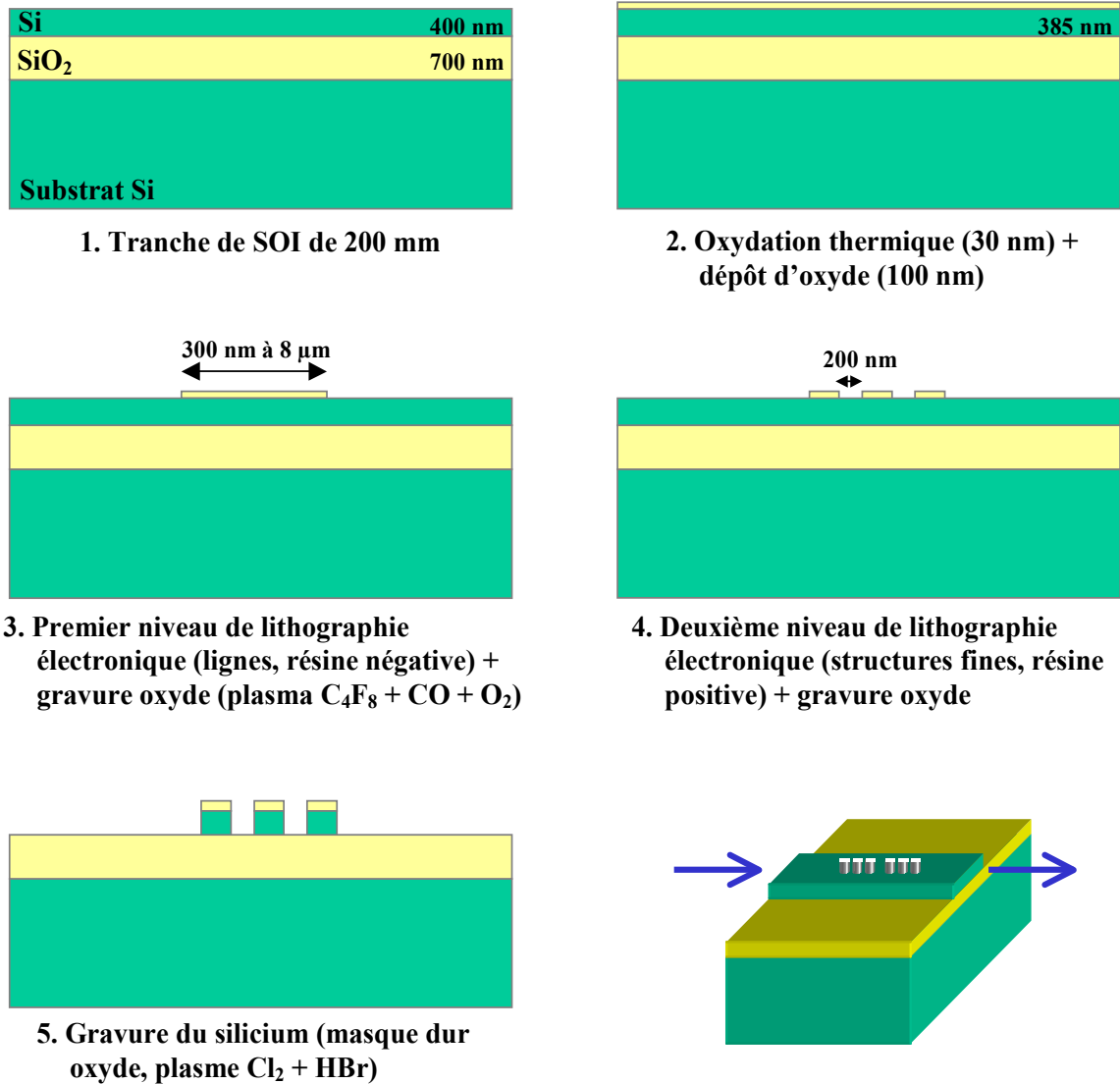


Figure 2-2 : Etapes de fabrication de cristaux photoniques dans un substrat de silicium sur isolant (SOI).

Au final, la couche de silicium possède une épaisseur de 385 nm et elle est entourée de 700 nm d'oxyde en dessous et environ 130 nm au-dessus. En supposant que nous avons un guide planaire symétrique, nous avons calculé les modes planaires autorisés. Leurs indices effectifs sont rapportés dans le tableau suivant pour trois longueurs d'onde :

Longueur d'onde	1,15 μm	1,4 μm	1,55 μm
Indices effectifs des modes TE	3,31 ; 2,69 ; 1,55	3,24 ; 2,39	3,20 ; 2,21
Indices effectifs des modes TM	3,20 ; 2,20	3,06 ; 1,73	2,97 ; 1,59

Remarquons que ce guide planaire est bi-mode, voire tri-mode à la longueur d'onde de 1,15 μm en polarisation TE. Ceci peut causer des problèmes pour les mesures car de l'énergie peut éventuellement passer d'un mode à l'autre, ce qui peut causer des pertes ou rendre l'interprétation des résultats plus délicate. Cependant, les conditions de couplage feront que l'on excitera majoritairement les modes fondamentaux. De plus, les modes d'ordre plus élevés vont être sujets à des pertes accrues vers le substrat de silicium car ils sont moins confinés dans le guide. (La longueur totale typique de l'échantillon est de l'ordre de 7 mm.) Ainsi, nous ne considérerons par la suite que les modes fondamentaux (cette hypothèse sera discutée et justifiée expérimentalement).

Cette épaisseur relativement importante de silicium a été choisie afin de rendre les mesures en transmission plus faciles et plus résolues.

1.2. Banc de mesure

Un schéma général du banc de mesure est donné à la Figure 2-3. Le but des expériences à mener est d'étudier la réponse spectrale de structures passives connectées avec des guides d'onde classiques en rubans. Pour cela, les échantillons sont clivés afin d'injecter de la lumière blanche dans ces guides. Après avoir interagi avec la structure, la collection de la lumière se fait soit par une autre face clivée (mesures en transmission) soit par le haut, perpendiculairement à l'échantillon (mesures des pertes hors du plan).

Dans la pratique, les difficultés sont liées à la taille microscopique des guides (au moins dans la direction perpendiculaire à l'échantillon) et à l'étendue spectrale désirée (En général, plus la source aura une étendue spectrale importante, moins elle sera intense). Nous avons choisi de travailler sur une large plage de longueurs d'onde quitte à devoir utiliser un détecteur très sensible. Pour cela, la meilleure source lumineuse que nous avons trouvée est un simple filament en tungstène : son spectre d'émission, proche de celui du corps noir, couvre le visible et l'infrarouge. Alors, les mesures sont réalisées sur la plage de longueurs d'onde entre 1.1 et 1.75 μm . La limite basse est due à l'absorption intrinsèque du silicium et la limite haute à la coupure du détecteur utilisé. De plus, cette gamme de longueurs d'onde contient les domaines des télécommunications optiques.

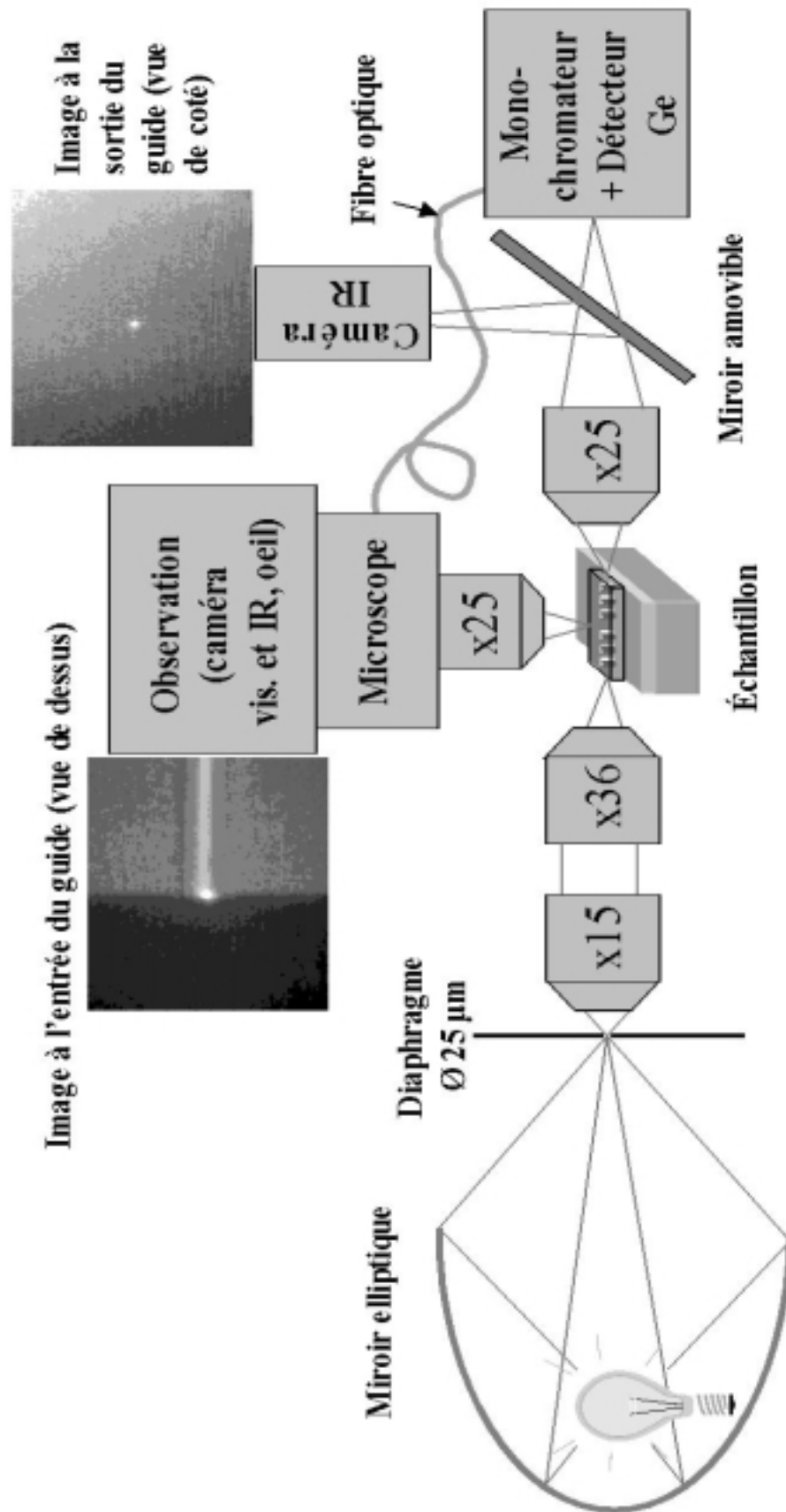


Figure 2-3 : Schéma de principe du banc de caractérisation optique de structures passives à cristaux photoniques gravées dans un guide d'onde. Mesures des pertes hors du plan et de la transmission. Toutes les optiques utilisées sont des objectifs à miroirs offrant une grande distance de travail et une achromaticité parfaite.

Toutes les optiques utilisées sont des optiques à miroirs qui présentent l'avantage d'une achromaticité parfaite. De plus, les objectifs à miroirs possèdent une grande distance de travail (24 mm pour le X15, 14,5 mm pour le X25 et 8 mm pour le X36), ce qui est un avantage particulièrement appréciable.

1.2.1. Mesure de la transmission

La lumière provenant du filament est focalisée sur la face clivée d'entrée de l'échantillon. Pour cela, le filament est imagé à l'aide d'un miroir elliptique sur un diaphragme de 25 μm de diamètre qui réalise une source « ponctuelle » et cette image est à son tour projetée sur la tranche du guide au moyen de deux objectifs à miroirs (objectifs *Cassegrain* de grossissements nominaux respectifs X15 (ouverture numérique 0,28) et X36 (ouverture numérique 0,5)⁶). L'utilisation de ces deux objectifs, en sens opposé l'un par rapport à l'autre comme illustré Figure 2-3, est nécessaire pour adapter les ouvertures des éléments utilisés. L'image projetée aura alors un diamètre d'environ 10 μm sur l'échantillon. Le microscope permet ici à la fois de visualiser l'échantillon (cf. Figure 2-3 pour une vue de dessus du couplage à l'entrée d'un guide) et facilite les réglages.

En fin de parcours, la lumière est collectée grâce à un autre objectif de microscope à miroirs (X25, ouverture numérique 0,4) pour être amenée à l'entrée du monochromateur (Jobin Yvon HR250, de focale 250 mm, équipé d'un réseau 300 tr./mm). Toutes les mesures présentées ci-après sont enregistrées avec une résolution de 5 nm. Un dispositif de fentes horizontales et verticales sur le monochromateur permet de séparer physiquement la lumière provenant du guide de celle qui s'est éventuellement propagée dans l'air ou le substrat. Un miroir amovible (dont le positionnement est repéré très précisément) sur le trajet de la lumière collectée sert à imager la face de sortie de l'échantillon sur une caméra infrarouge (Hamamatsu C2400 à tube Vidicon efficace dans le visible et le proche infrarouge) pour s'assurer du couplage dans le guide considéré. Les positions relatives du monochromateur, du miroir et de la caméra sont réglées une fois pour toutes. Ainsi, on peut repérer virtuellement les fentes du monochromateur sur l'écran de la caméra, ceci facilitant ensuite le réglage de la collection lorsque l'on change d'échantillon, puisque l'on connaît exactement la région qui sera mesurée.

Le détecteur utilisé est un détecteur en germanium (diode PIN en germanium très pur, Edinburgh Instruments) refroidi à 77 K dans un cryostat à l'azote liquide et d'une grande

⁶ Une distance de travail standard de 160 mm doit théoriquement être respectée du côté de l'objectif où l'ouverture numérique est plus faible. Cependant, nous travaillons ici avec un faisceau parallèle. L'objectif X36 peut être réglé pour travailler dans cette configuration, ce qui n'est pas le cas de l'objectif X15. Le grossissement sera alors légèrement faussé.

sensibilité sur une plage de longueurs d'onde de 0,8 à 1,75 μm . L'acquisition des spectres est pilotée par un micro-ordinateur qui synchronise la rotation pas à pas du réseau et l'enregistrement du signal délivré par le détecteur, par l'intermédiaire d'un amplificateur à détection synchrone (EG&G 5206). Pour cela, l'intensité lumineuse incidente est modulée à une fréquence de 13 Hz au niveau du diaphragme de la source au moyen d'un hacheur. La détection synchrone permet alors d'extraire du signal la composante à la même fréquence noyée dans le bruit environnant (éclairage ambiant...).

Pour des mesures en lumière polarisée, un polariseur sera inséré sur le trajet optique soit juste devant les fentes du monochromateur, soit au niveau du diaphragme de la source. La position du polariseur pourrait avoir une incidence sur la mesure car il a été démontré que les cristaux photoniques peuvent dépolariser la lumière [115], plus particulièrement les virages des guides à cristaux photoniques. Cependant, cet effet est faible et nous le négligerons.

Bien entendu, les objectifs servant à injecter la lumière dans le guide et à collecter celle qui en sort sont montés sur des platines de déplacement micrométriques. Pour le réglage fin, il est aussi possible de générer un déplacement de 25 μm dans chaque direction de l'espace à l'aide d'éléments piézo-électriques. Ceci apporte plus de précision dans le réglage, mais permet surtout de déporter les commandes. (En effet, le seul fait de toucher les vis micrométriques perturbe le signal.)

1.2.2. Mesure des pertes hors du plan

Dans cette configuration, la collection de la lumière est réalisée hors du plan de l'échantillon, perpendiculairement à celui-ci. Dans ce cas, le microscope, qui sert à visualiser l'échantillon et à faire les réglages, permet aussi la collection de la lumière provenant du dispositif à cristaux photoniques. Ce rayonnement perdu est collecté avec un objectif *Cassegrain* (X25) et à l'aide d'une fibre optique multi-mode (avec un cœur de 200 μm de diamètre), pour être amené sur les fentes du monochromateur. L'ouverture numérique de l'objectif vaut 0,4, ce qui correspond à un cône de collection de demi-angle au sommet 24° . Il est à noter que les objectifs à miroirs possèdent une zone d'ombre au centre du cône de collection due à la présence du miroir convexe.

2. Cristal photonique intégré dans un guide d'onde

La première structure que nous avons mesurée est un cristal photonique composé de 6 rangées de trous inséré dans un guide d'onde de 7 mm de longueur et 8 μm de largeur. Une illustration de cet échantillon est donnée à la Figure 2-4. Le cristal photonique a ici une

période de 390 nm et le diamètre des trous vaut 230 nm d'après des observations faites au microscope électronique à balayage, ce qui correspond à un facteur de remplissage en air de 32 %. Il est aligné de telle sorte que la lumière se propageant dans le guide le traversera perpendiculairement aux rangées de trous, donc selon la direction Γ -M de la première zone de Brillouin du cristal.

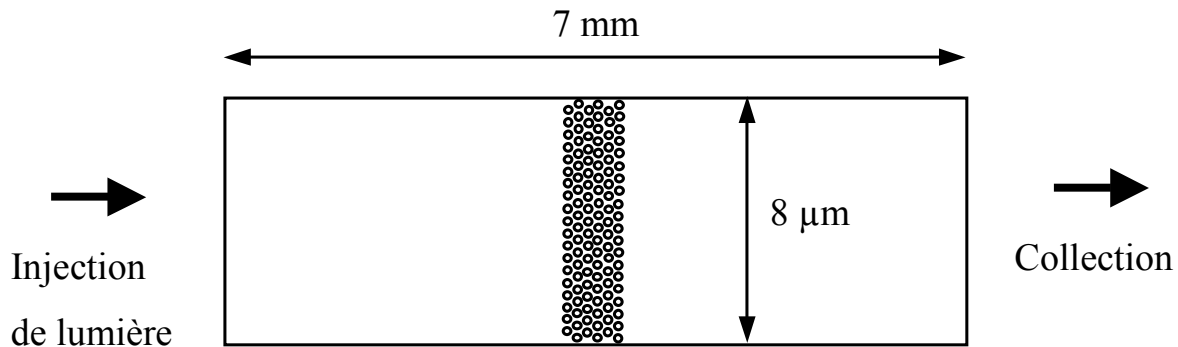


Figure 2-4 : Schéma d'un échantillon composé d'un guide d'onde dans lequel est gravé un cristal photonique hexagonal composé de 6 rangées de trous.

2.1. Mesures en transmission

2.1.1. Polarisation TM

Pour cette polarisation, nous avons vu au chapitre précédent qu'aucun gap photonique n'existe pour un tel facteur de remplissage. Cependant, comme le montre le calcul tridimensionnel de la structure de bande quasi-TM du cristal (supposé infini dans le plan et gravé dans une structure symétrique) rapporté à la Figure 2-5, une étroite bande interdite partielle existe si on se limite à la direction Γ -M. Sur la même figure, la transmittance en polarisation TM est donnée. Ce spectre est issu de la division du spectre de transmission de la structure par le spectre de transmission du même guide mais sans les trous. Ce rapport nous affranchit des contributions spectrales de la source, du monochromateur et du détecteur et nous permet d'avoir une valeur absolue de la transmission. Des essais successifs ont montré que l'erreur de mesure de la transmittance était inférieure à 10 %.

Alors, nous observons une transmittance de l'ordre de 60 % sur la plage de fréquences de la mesure, avec un maximum jusqu'à 85 %. Pour les fréquences qui sont dans la bande interdite partielle, une atténuation est observée dans la mesure. Sa position expérimentale est en très bon accord avec la mesure, mais l'atténuation est faible. Ceci est probablement dû au fait que cette bande interdite partielle n'existe que pour la direction Γ -M, or les photons qui se propagent selon les modes du guide ne peuvent pas être considérés comme se propageant

strictement dans cette direction. De plus, cette bande interdite étant étroite, son effet sera limité expérimentalement.

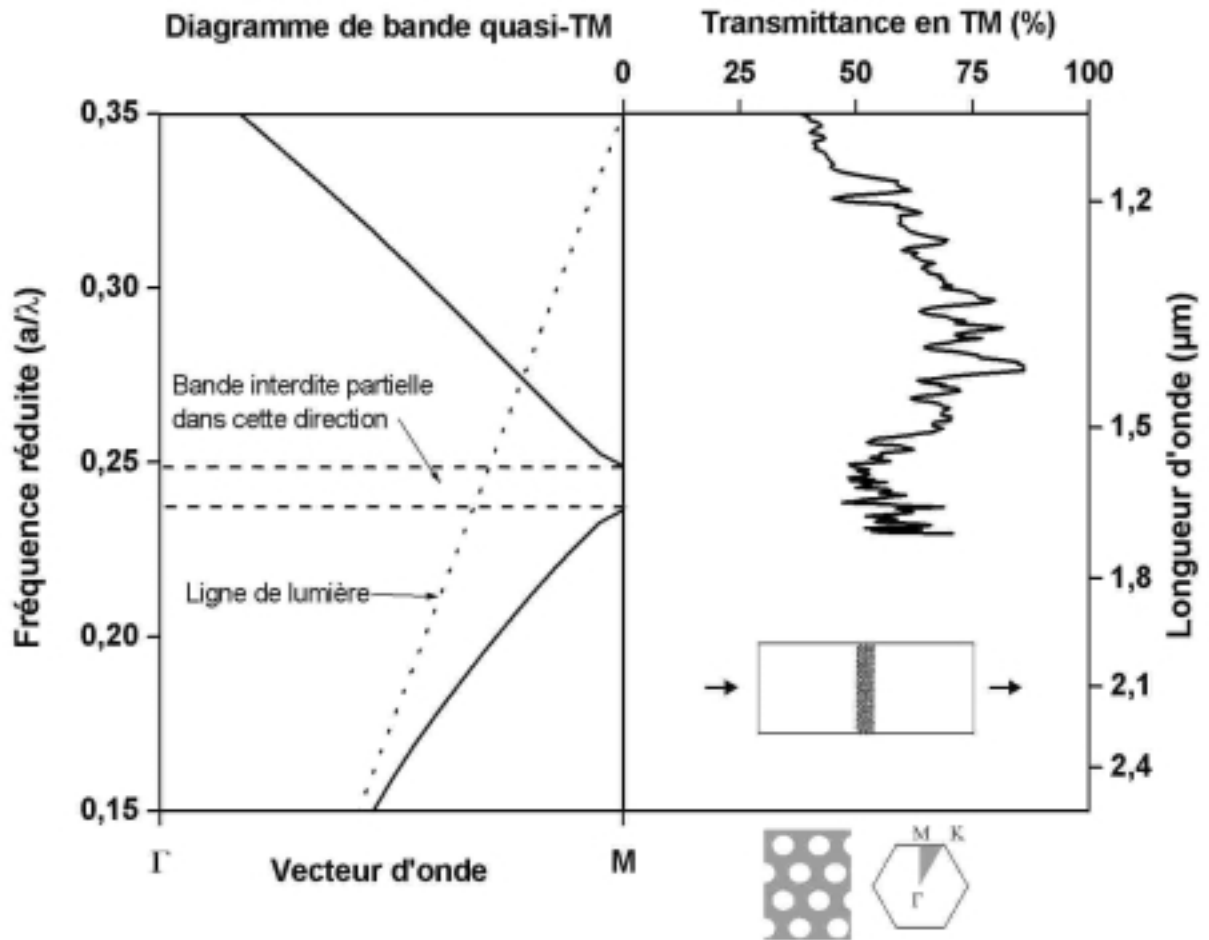


Figure 2-5 : Diagramme de bande quasi-TM d'un cristal infini dans le plan selon la direction Γ -M (calcul tridimensionnel en supposant la structure guidante symétrique) et spectre de transmission mesuré en polarisation TM d'un cristal de 6 rangées de trous dans la direction Γ -M (résolution 5 nm).

Pour des fréquences supérieures à $a/\lambda = 0,27$, le mode autorisé est dans le cône de lumière. Les photons se propageant dans le cristal photonique ont donc la possibilité de se coupler aux modes radiatifs, d'où des pertes accrues. Cette hypothèse pourrait expliquer la diminution de la transmittance observée lorsque la fréquence augmente.

2.1.2. Polarisation TE

Pour cette polarisation, une bande interdite existe pour toutes les directions dans le plan du cristal, donc plus particulièrement dans la direction Γ -M comme confirmé par le calcul tridimensionnel du diagramme de bande rapporté à la Figure 2-6. Ici, la bande interdite partielle s'étend théoriquement sur une plage de longueurs d'onde de 1,35 à 1,9 μm. La transmittance, mesurée en polarisation TE, est également rapportée sur la Figure 2-6.

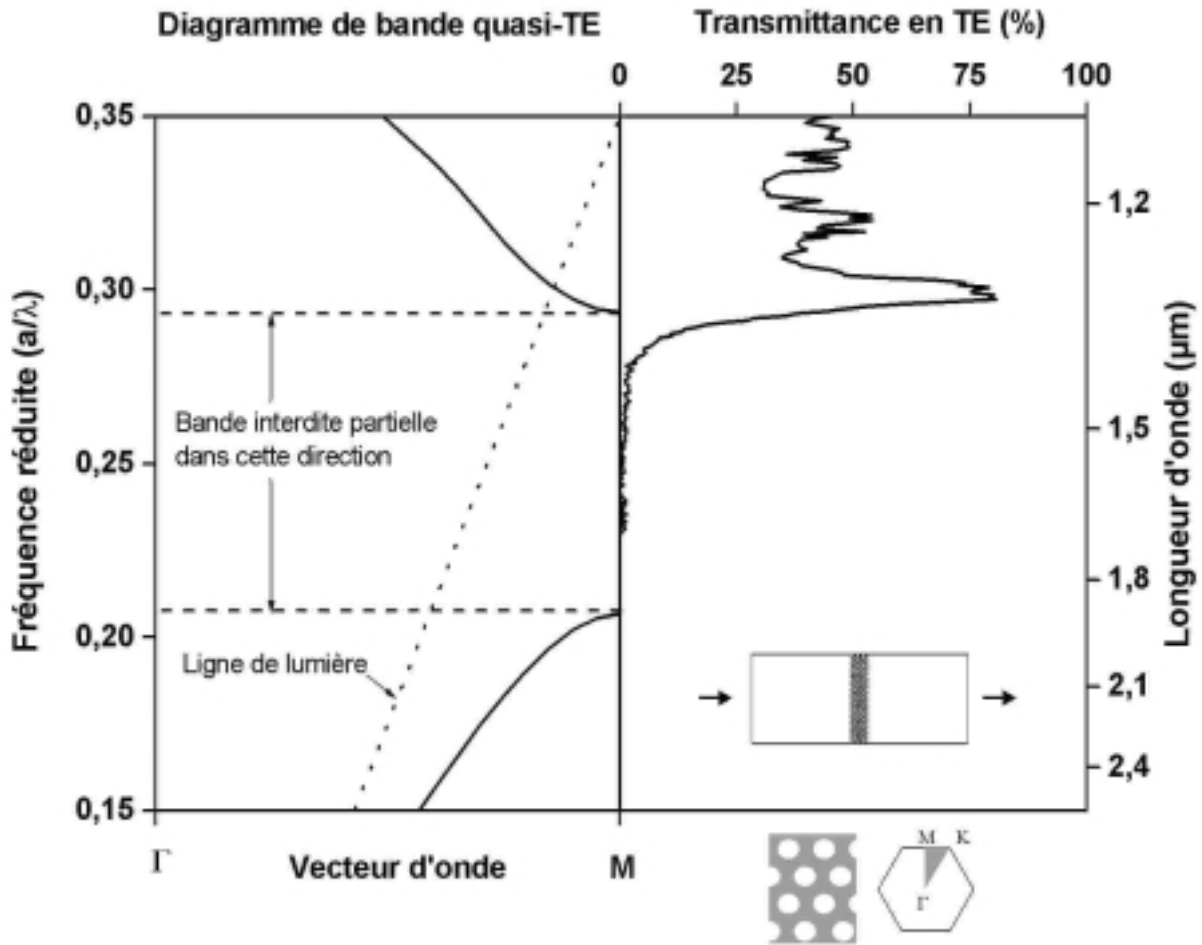


Figure 2-6 : Diagramme de bande quasi-TE d'un cristal infini dans le plan selon la direction Γ -M (calcul tridimensionnel en supposant la structure guidante symétrique) et spectre de transmission mesuré en polarisation TE d'un cristal de 6 rangées de trous dans la direction Γ -M (résolution 5 nm).

Effectivement, en très bon accord avec le calcul, une forte atténuation est observée pour les longueurs d'onde qui sont dans la bande interdite. Une atténuation de 20 à 25 dB est mesurée pour les longueurs d'onde entre 1,5 et 1,75 μm , ce qui est comparable à ce qui a déjà été mesuré par ailleurs sur ce genre de structures [34, 49]. Ce fort coefficient d'extinction confirme le fait que les modes utilisés ont bien un caractère pair et quasi-TE (cf. § Chapitre 1 -3.3.2.a), avec une composante selon TM négligeable. Par ailleurs, notons qu'il n'y a pas de modes d'ordre supérieur, qui pourraient contribuer à une transmission dans le gap, comme nous le montre le calcul tridimensionnel.

Hors de la bande interdite, la transmittance de la structure vaut en moyenne 40 %, avec un maximum à 80 % en bord de bande. Ce maximum est très certainement explicable par la présence du mode guidé sans pertes (car sous le cône de lumière) qui existe à cette fréquence, alors que la plus faible valeur de la transmittance observée lorsque la fréquence augmente est probablement due aux pertes qui existent dans le cône de lumière. Malheureusement, le

détecteur utilisé ne permet pas de mesurer le deuxième bord de bande à plus grandes longueurs d'onde.

La Figure 2-7 présente la même mesure de transmittance comparée à un calcul bidimensionnel FDTD. Pour ce calcul (comme pour les calculs précédents), les paramètres utilisés sont ceux mesurés sur l'échantillon, mais dans ce cas bidimensionnel, nous avons attribué au silicium un indice optique (3,24) égal à l'indice effectif du mode planaire TE fondamental à la longueur d'onde de $1,4\ \mu\text{m}$.

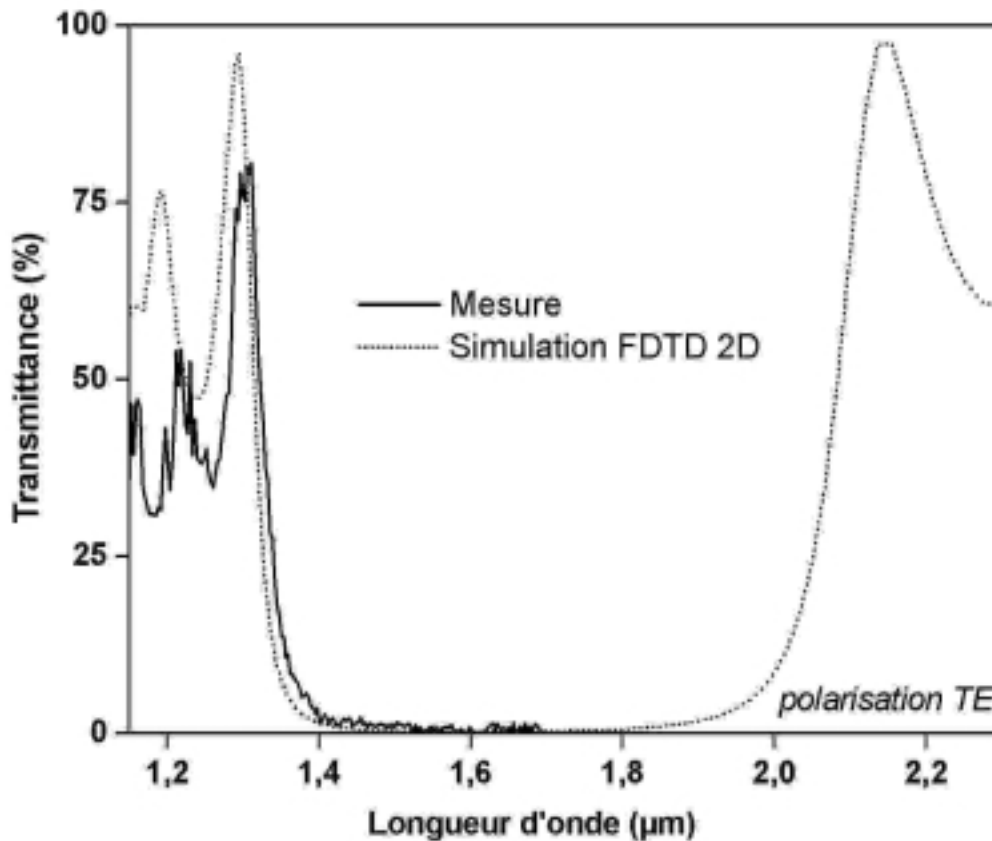


Figure 2-7 : Spectre de transmission mesuré en polarisation TE d'un cristal de 6 rangées de trous dans la direction Γ -M (résolution 5 nm) et simulation FDTD 2D associée.

Cette simulation est en très bon accord avec l'expérience. Le bord de la bande interdite est très bien décrit. Cependant, les maxima de transmission dans le calcul plafonnent à 100 %, alors que la mesure n'atteint que 80 %. Cette différence vient du fait que le calcul, qui est un calcul bidimensionnel où l'on a supposé que la structure avait une hauteur infinie, ne prend pas en compte les pertes vers l'air et le substrat. Or ce sont probablement ces pertes qui sont responsables de la différence. Ces pertes sont certainement attribuables aux imperfections de la structure, ainsi qu'au désaccord entre le mode guidé dans le guide et le mode de Bloch dans le cristal.

Dans la simulation FDTD 2D, le bord de la bande interdite de basse énergie est situé à la longueur d'onde de $2,05\ \mu\text{m}$, alors que le calcul tridimensionnel de la structure de bande du cristal rapporté à la Figure 2-6 le situe plutôt vers $1,9\ \mu\text{m}$. Ce désaccord vient à nouveau du fait que le calcul FDTD est réalisé seulement en deux dimensions. En effet, l'approximation de l'indice effectif n'est valable que sur une plage de longueurs d'onde limitée autour de la valeur prise pour le calcul de cet indice effectif, plus particulièrement dans l'approche à fort guidage vertical [33].

2.2. Mesures des pertes hors du plan

Nous avons aussi mesuré les pertes hors du plan au dessus de l'échantillon au niveau des cristaux photoniques. Dans ce cas, le polariseur doit être placé à l'entrée du guide pour injecter de la lumière polarisée. Les résultats pour les deux polarisations sont rapportés à la Figure 2-8.

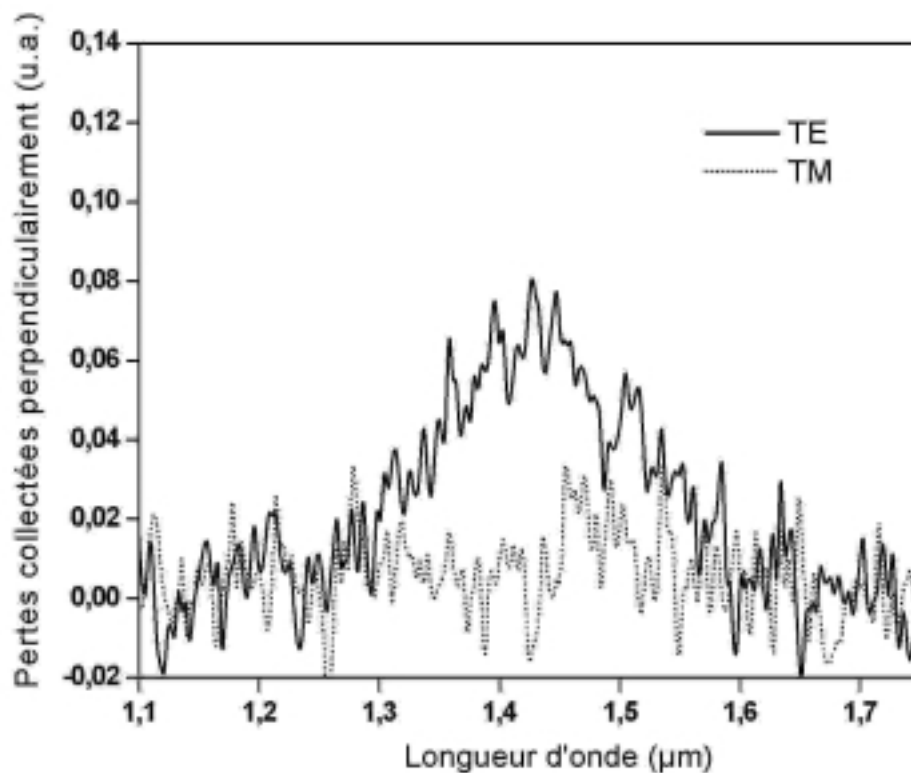


Figure 2-8 : Spectres lumineux collectés sur le cristal photonique hors du plan, perpendiculairement à celui-ci, dans un cône de demi-angle au sommet 24° lorsque de la lumière polarisée est injectée dans le guide (résolution 5 nm).

Le niveau des signaux est très faible. Pour la polarisation TM, les éventuelles pertes qui pourraient être mesurées sont noyées dans le bruit. Par contre, pour la polarisation TE, on distingue nettement de la lumière qui fuit hors du plan. Spectralement, ces pertes surviennent exclusivement dans le gap photonique (Il serait faux ici de dire que les pertes sont faibles

entre 1,6 et 1,75 μm , en effet, les spectres ne sont pas normalisés et le détecteur est moins sensible dans cette région.). Ceci pourrait s'expliquer par le fait que les photons incidents sur le cristal photonique n'ont pas de mode accessible à ces énergies. Alors, ils seront réfléchis dans le mode du guide. Cependant, lors de ce mécanisme, la probabilité qu'ils soient diffusés par des défauts augmente, d'où des pertes accrues.

2.3. Conclusion

Nous avons vu que les mesures de transmission sont très bien décrites par les calculs. Ceci est de bon augure pour la conception de dispositifs à base de tels cristaux photoniques. Aussi, il semble que le fait que la structure guidante soit asymétrique et multi-mode ne pose pas de problèmes particuliers. Par contre, il n'a pas été possible de donner une valeur de la réflectivité du cristal dans la bande interdite car nous ne pouvons pas comparer quantitativement les pertes hors du plan avec les mesures de transmission. Ceci sera possible en étudiant des modes résonnants entre de tels réflecteurs.

3. Cavités intégrées dans un guide

Dans cette partie, nous allons nous intéresser à deux échantillons différents qui seront chacun constitués de deux miroirs à cristaux photoniques entre lesquels il sera possible d'observer des modes résonnants. A nouveau, ces dispositifs sont ici gravés dans un guide d'onde classique de 8 μm de largeur et 7 mm de longueur. Les cristaux ont les mêmes paramètres que précédemment, soit une période de 390 nm et des diamètres de trous de 230 nm et ils sont ici aussi alignés dans le guide selon la direction Γ -M de la première zone de Brillouin.

3.1. Miroirs à 4 rangées de trous

Une image de microscopie électronique à balayage de cet échantillon est rapportée à la Figure 2-9. Les réflecteurs sont constitués de miroirs à 4 rangées de trous et la cavité entre ces deux réflecteurs est obtenue en omettant la gravure de deux rangées. On obtient alors une cavité d'une longueur de 780 nm entre les bords des trous. Nous allons nous intéresser aux mesures en polarisation TE car c'est dans ce cas que les cristaux jouent leur rôle de miroirs.

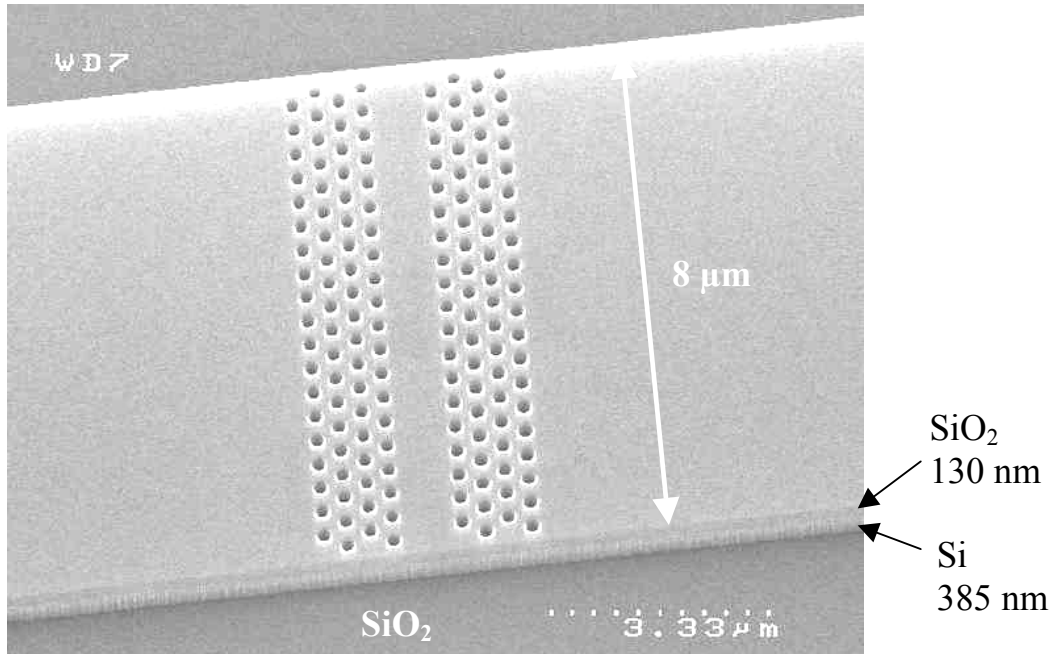


Figure 2-9 : Image de microscopie électronique à balayage d'un résonateur unidimensionnel intégré dans un guide de silicium sur isolant et dont les miroirs sont constitués d'un cristal photonique bidimensionnel hexagonal de trous d'air. Latéralement, les épaisseurs de l'oxyde superficiel et de la couche de silicium peuvent être distinguées.

3.1.1. Mesure de la transmission en polarisation TE

La transmittance de la structure est donnée à la Figure 2-10. A nouveau, ce spectre est obtenu par comparaison avec celui d'un guide identique sans les trous. A titre de comparaison, nous avons aussi reporté la mesure d'un miroir seul à 6 rangées. La bande interdite que nous avons observée pour le miroir seul est aussi observée dans la mesure de la transmission de la cavité, et à la même position. Toutefois, deux raies apparaissent dans cette bande et permettent une transmission non nulle : ce sont deux des modes résonnants de la cavité. Les facteurs de qualité de ces modes confinés valent respectivement 117 et 80 pour les modes aux longueurs d'onde de 1,405 μm et 1,665 μm . Ces valeurs de facteur de qualité Q sont calculées avec la relation $Q = \lambda_r / \Delta\lambda$, où λ_r désigne la longueur d'onde de résonance et $\Delta\lambda$ la largeur à mi-hauteur de la raie.

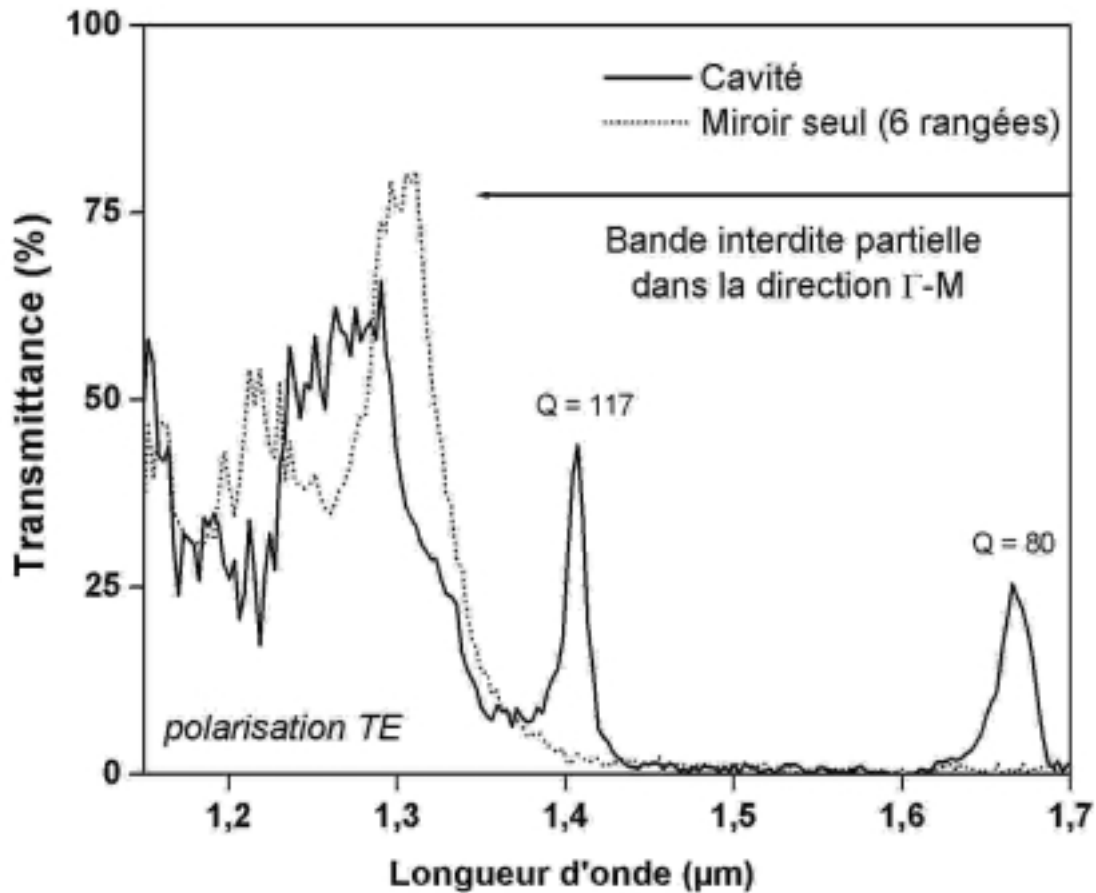


Figure 2-10 : Spectres de transmission de la cavité unidimensionnelle avec des miroirs à 4 rangées de trous et d'un seul miroir à 6 rangées de trous, en polarisation TE et relativement à un guide identique sans cristaux photoniques (résolution 5 nm).

A la Figure 2-11, la mesure précédente ainsi que le calcul FDTD 2D associé sont donnés. Qualitativement, cette simulation est en très bon accord avec la mesure. La forme globale des deux spectres est très proche. Cependant, des désaccords existent sur la position des raies et sur le niveau de transmission. Comme nous l'avons discuté précédemment dans le cas du miroir seul, les désaccords en longueur d'onde proviennent en grande partie du calcul bidimensionnel avec l'approximation de l'indice effectif. En effet, autour de la valeur de la longueur d'onde prise pour le calcul de l'indice effectif ($1,4 \mu\text{m}$), le désaccord est faible. Pour ce qui est de la différence sur le niveau de transmission, ici encore, ceci est attribuable au fait que le calcul ne prend pas en compte les pertes hors du plan.

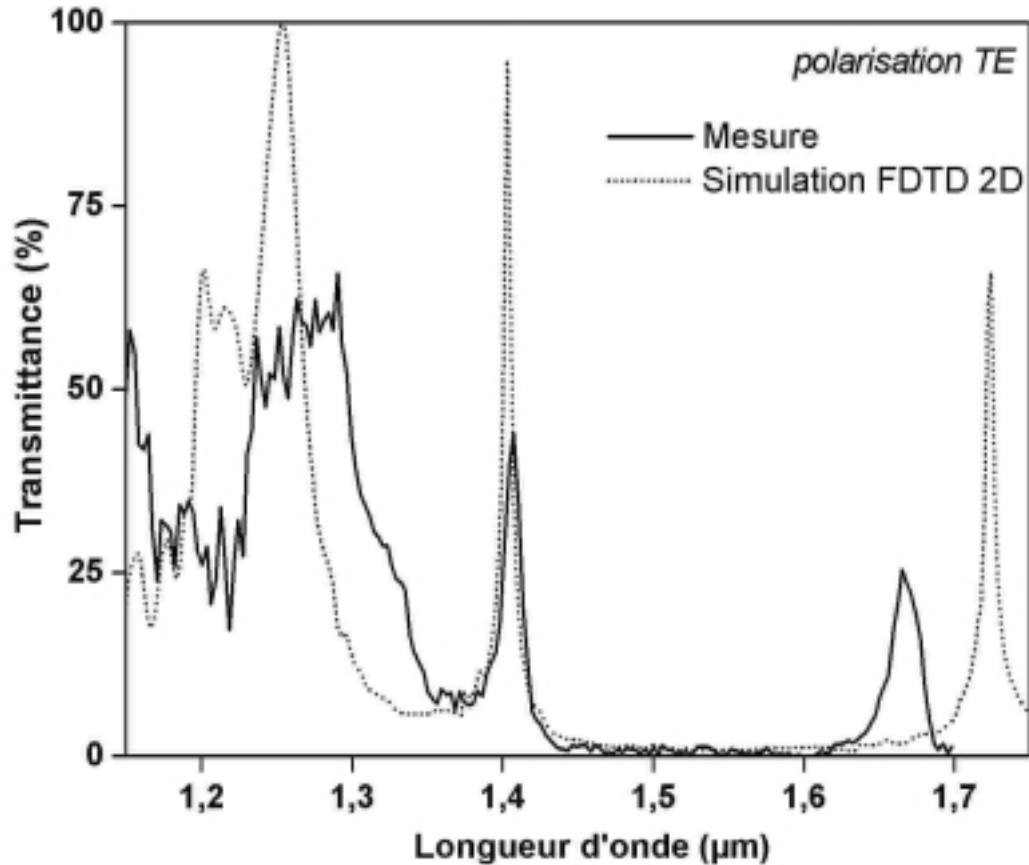


Figure 2-11 : Spectre de transmission mesuré en polarisation TE d'une cavité unidimensionnelle avec des miroirs à 4 rangées de trous dans la direction Γ -M (résolution 5 nm) et simulation FDTD 2D associée.

Il peut paraître surprenant que la transmittance calculée des modes résonnants ne soit pas l'unité (plus particulièrement pour le mode à 1,7 μm) comme c'est le cas pour une cavité sans pertes et avec des miroirs identiques. Ceci signifie qu'il y a une source de pertes dans le plan, qui serait prise en compte par le calcul bidimensionnel. Ces pertes pourraient provenir de la diffraction dans le plan des cristaux photoniques. En effet, il a été montré que ces cristaux peuvent avoir des efficacités de diffraction dans le plan importantes [46].

Le calcul FDTD nous permet aussi de calculer la distribution spatiale des modes résonnants (stationnaires). C'est ce qui est représenté à la Figure 2-12 où l'amplitude de la composante du champ magnétique perpendiculaire au plan est donnée (H_z avec les conventions de la Figure 1-8). Nous pouvons remarquer que les deux modes observés sont les modes d'ordre 2 (à la longueur d'onde de 1,665 μm) et d'ordre 3 (1,405 μm) de la cavité, qui ont respectivement 2 et 3 nœuds de champ dans la cavité. Nous pouvons également constater que ces modes pénètrent peu dans les miroirs.

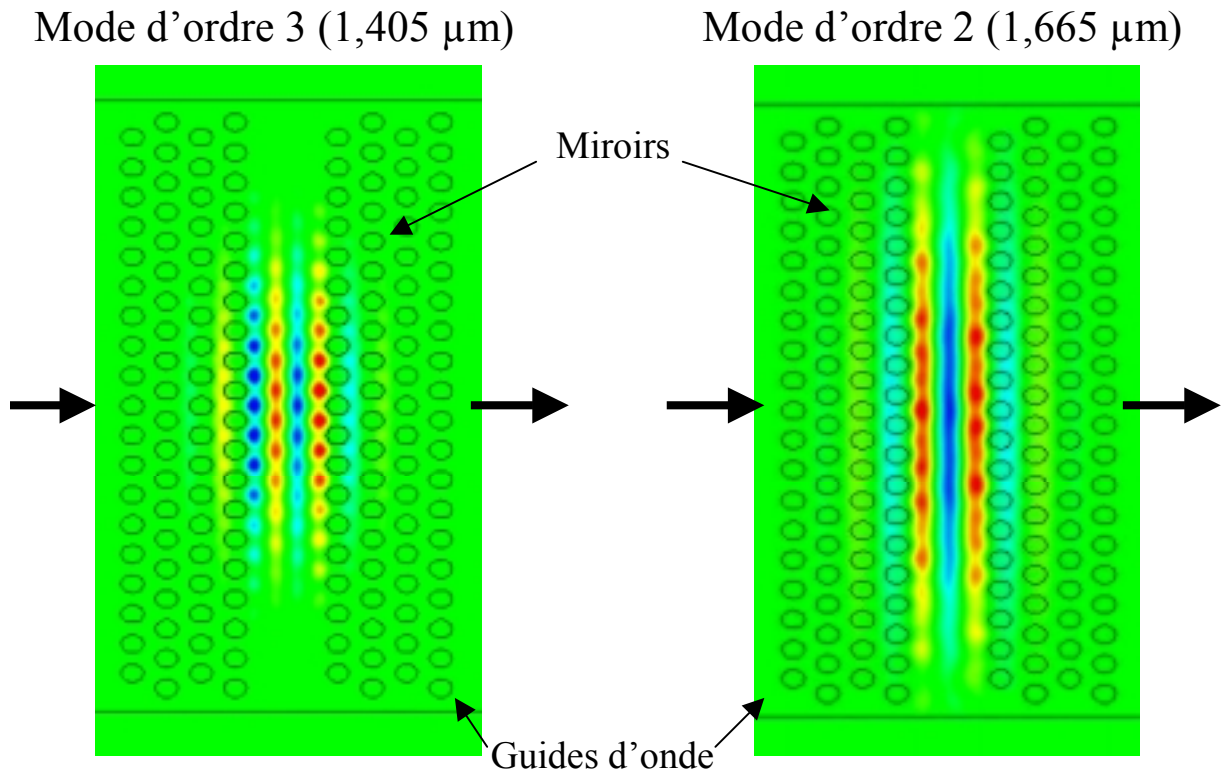


Figure 2-12 : Distribution de la composante de champ magnétique perpendiculaire au plan pour les deux modes résonnants observés sur la cavité unidimensionnelle avec des miroirs à 4 rangées de trous.

3.1.2. Pertes hors du plan en polarisation TE

Les pertes hors du plan au dessus de l'échantillon ont été mesurées. Ce spectre est rapporté à la Figure 2-13. Nous pouvons remarquer ici qu'à nouveau, comme dans le cas du miroir, les pertes se produisent essentiellement pour les fréquences dans la bande interdite. Cependant, plus marquantes sont les pertes du mode résonnant à la longueur d'onde de 1,405 μm . (Le second mode résonnant n'est pas observé ici car le détecteur est bien moins sensible à la longueur d'onde de 1,665 μm ; celui-ci est donc noyé dans le bruit.) On retrouve bien la même largeur de raie que lors de la mesure en transmission.

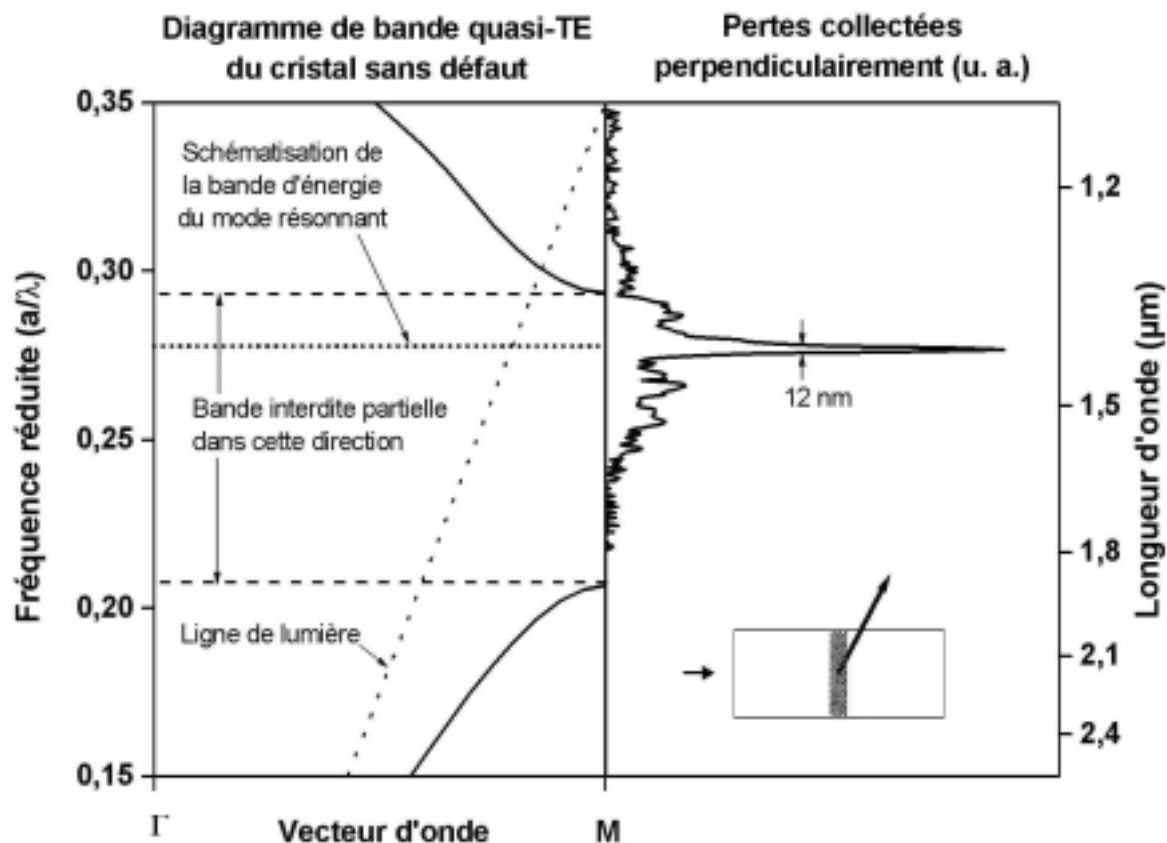


Figure 2-13 : Spectre lumineux collecté sur la cavité avec des miroirs à 4 rangées de trous, hors du plan, perpendiculairement à celui-ci, dans un cône de demi-angle au sommet 24° lorsque de la lumière polarisée TE est injectée dans le guide (résolution 5 nm).

Ces pertes sur le mode résonnant peuvent s'expliquer de la façon suivante. un mode résonnant étant bien défini en énergie et en position, il aura, d'après le principe d'incertitude de Heisenberg, une forte distribution en vecteurs d'onde. Ainsi, certaines composantes du mode, qui ont des vecteurs d'onde adéquats pour fuir hors de la couche de silicium, vont avoir la possibilité de se coupler aux modes radiatifs. En d'autres termes, un mode résonnant qui rencontre un cristal photonique peut être représenté dans le diagramme de bande du cristal par une droite horizontale (Figure 2-13). Ainsi, une partie de l'énergie transportée par le mode se trouve forcément dans le cône de lumière et va pouvoir fuir hors du plan.

C'est ce mécanisme qui va nous permettre de mesurer des cavités par photoluminescence au chapitre suivant.

3.2. Miroirs à 6 rangées de trous

Ce deuxième échantillon à cavité unidimensionnelle est identique au précédent (la cavité possède la même longueur), mais avec des miroirs composés de six rangées de trous.

3.2.1. Mesure de la transmission en polarisation TE

La mesure en transmission est donnée à la Figure 2-14. A nouveau, on retrouve la bande interdite photonique et une transmission importante hors de cette bande. Dans le gap, un mode résonnant apparaît quasiment à la même longueur d'onde que dans le cas précédent. Cependant, la transmission au mode résonnant a ici une amplitude beaucoup plus faible (15 % au lieu de 40 % auparavant).

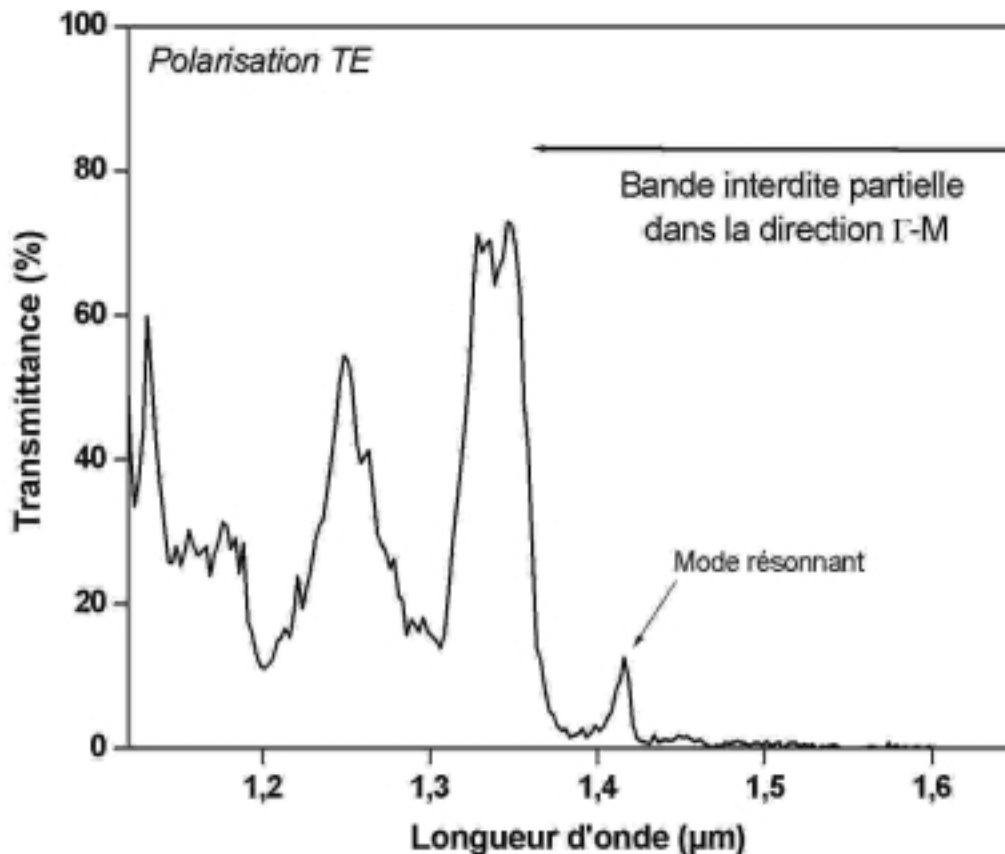


Figure 2-14 : Spectre de transmission de la cavité unidimensionnelle avec des miroirs à 6 rangées de trous, en polarisation TE et relativement à un guide identique sans cristaux photoniques (résolution 5 nm).

Par contre, le facteur de qualité de la résonance semble être plus élevé. C'est ce que va nous confirmer le spectre de la lumière perdue hors du plan.

3.2.2. Pertes hors du plan en polarisation TE

Cette mesure est donnée à la Figure 2-15. Les caractéristiques générales sont identiques au cas précédent (pertes dans le gap et pertes importantes des modes résonnants), mais ici, le mode résonnant présente un facteur de qualité plus élevé, ($Q = 150$). Cette augmentation est due à une meilleure réflectivité des miroirs à cristaux photoniques.

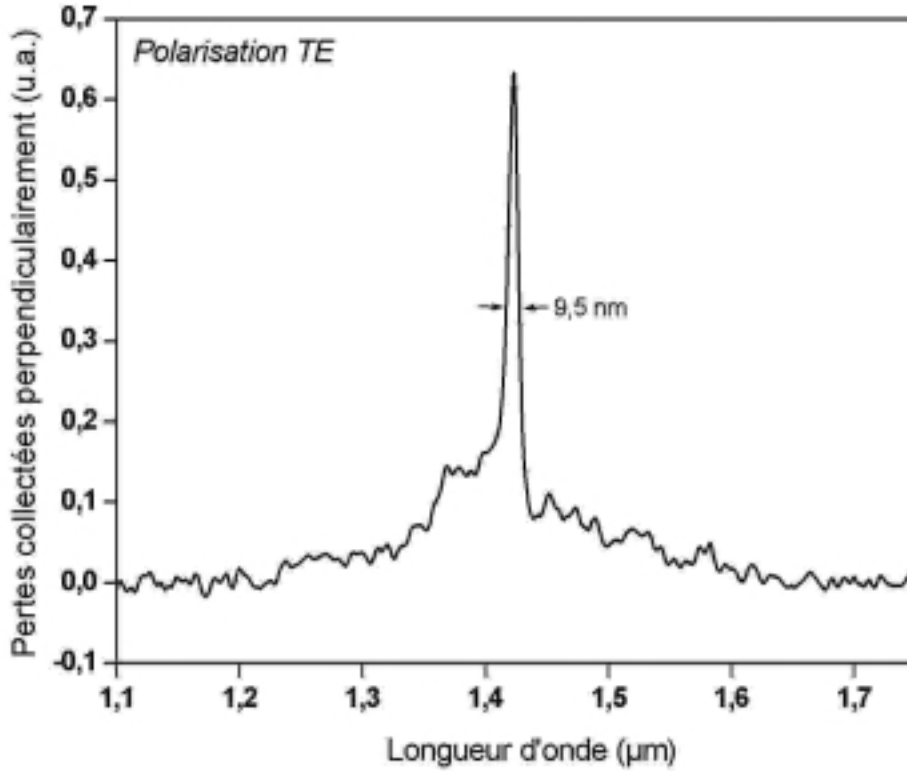


Figure 2-15 : Spectre lumineux collecté sur la cavité avec des miroirs à 6 rangées de trous, hors du plan, perpendiculairement à celui-ci, dans un cône de demi-angle au sommet 24° lorsque de la lumière polarisée TE est injectée dans le guide (résolution 5 nm).

3.3. Déduction des propriétés des miroirs (polarisation TE)

Afin de connaître les propriétés des miroirs à cristaux photoniques, il est possible d'appliquer la théorie classique des résonateurs Fabry-Pérot aux cavités vues précédemment. Alors, nous pourrions lier le niveau de transmission et le facteur de qualité d'un mode résonnant aux coefficients de transmission et de réflexion d'un miroir [30]. Dans la pratique, il faut approcher la mesure en transmission des pics de résonance avec la formule d'Airy [30] :

$$T_{FP}(\lambda) = \frac{T^2}{|1 - R \cdot e^{2i\phi} e^{-\alpha W}|^2} \quad (2.1)$$

où λ est la longueur d'onde, T et R sont respectivement les coefficients de transmission et de réflexion d'un miroir, α représente l'absorption dans le guide, W est la longueur de cavité et $2\phi = 4\pi W' n_{eff} / \lambda$ est le déphasage après un aller-retour en incidence normale dans la cavité. La longueur effective de la cavité $W' = W + 2L_p$ tient compte de la longueur de pénétration L_p de la lumière dans les miroirs et n_{eff} est l'indice effectif du mode guidé (qui dépend de la longueur d'onde). Dans notre cas, l'absorption intrinsèque du silicium aux longueurs d'onde

considérées peut être négligée et nous supposons que les éventuelles pertes s'effectuent au niveau des miroirs.

Tenant compte de ces hypothèses, des exemples d'approximation des pics de résonance sont donnés à la Figure 2-16 dans le cas des deux modes résonnants de la cavité à 4 rangées de trous.

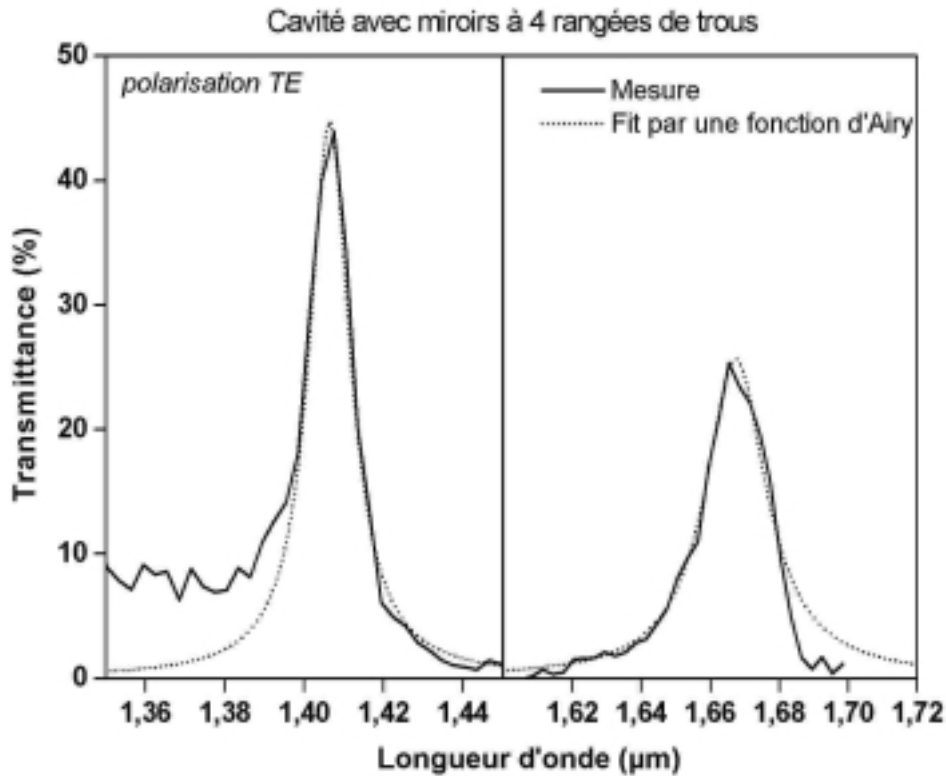


Figure 2-16 : Approximation des deux modes résonnants de la cavité unidimensionnelle formée avec deux miroirs à 4 rangées de trous par une fonction d'Airy. Ceci nous permet de donner une valeur de réflectivité et de transmission pour les miroirs.

Nous pouvons constater que cette approximation reflète très bien la réalité. Ceci est vrai également pour le mode résonnant de l'échantillon avec les miroirs de 6 rangées de trous. Les résultats de ces calculs sont donnés dans le tableau suivant :

Miroirs (rangées)	Longueur d'onde du mode (μm)	Facteur de qualité Q	n_{eff}	Approximation d'Airy				
				R (%)	T (%)	L (%)	W' (nm)	L_P (nm)
4	1,405	117	3,24	$89,5 \pm 0,5$	$7,1 \pm 0,2$	$3,4 \pm 0,4$	868 ± 1	44 ± 3
	1,665	80	3,17	89 ± 1	$5,6 \pm 0,4$	$5,4 \pm 1,2$	789 ± 1	5 ± 3
6	1,410	150	3,24	92 ± 1	$2,9 \pm 0,4$	$5,1 \pm 1,2$	874 ± 1	47 ± 3

Dans ce tableau sont également données les pertes L des miroirs, calculées à partir de $L = 1 - R - T$, et les longueurs de pénétration L_P des modes dans les miroirs, calculées en supposant la longueur de cavité égale à 780 nm (± 5 nm).

La réflectivité d'un miroir de 4 rangées est de l'ordre de 89 %, alors qu'elle est supérieure à 90 % pour 6 rangées. Dans les deux cas les pertes sont d'environ 5 %. Pour ce qui est de la transmission du miroir à 6 rangées de trous, nous trouvons une valeur de 2,9 %. Ceci est en très bon accord avec la transmittance du miroir seul mesurée à la longueur d'onde de 1,41 μm et présentée Figure 2-6. Cette valeur correspond à une atténuation de 15 dB, ce qui est plus faible que la valeur de 20 à 25 dB mesurée pour de plus grandes longueurs d'onde car on se situe proche du bord de la bande interdite. La pénétration des modes dans les miroirs est faible, de l'ordre de 40 nm. Ceci est en bon accord avec les simulations FDTD 2D rapportées à la Figure 2-12. Finalement, ces résultats sont proches de ceux publiés par d'autres groupes dans la filière des semi-conducteurs III-V [47, 48].

3.4. Conclusion

Nous avons étudié dans cette partie des micro-cavités utilisant comme miroir des cristaux photoniques dans la bande interdite. Ces dispositifs nous ont permis d'évaluer la réflectivité, la transmission ainsi que les pertes dans les miroirs et ils pourraient servir de filtres passe-bande dans des ensembles plus complexes. De plus, l'insertion d'un matériau actif dans la cavité, comme un superréseau Si/SiGe, des boîtes quantiques de germanium ou un codopage Er/O ainsi que des contacts électriques extérieurs pourraient en faire des dispositifs actifs pour la détection, l'émission ou la modulation de la lumière.

Ces premières structures nous ont également permis de réaliser pour la première fois des mesures de transmission en source blanche et de valider le montage expérimental [116].

4. Un guide mono-rangée (dit W1)

Le guidage de la lumière par des défauts linéaires dans les cristaux photoniques bidimensionnels constitue actuellement un des domaines les plus étudiés des cristaux photoniques. Dans cette partie, nous allons nous intéresser au guidage le long d'un défaut réalisé dans un cristal hexagonal de trous d'air lorsqu'une rangée de trous est omise dans la direction Γ -K de la première zone de Brillouin. Un tel guide est couramment appelé un guide W1. Une image de microscopie électronique à balayage du guide considéré ici est donnée à la Figure 2-17 (b). La longueur du guide vaut 50 fois le paramètre de maille du cristal. Il est connecté à l'extérieur par des guides ruban mono-modes de 280 nm de largeur. Comme il est

très difficile d'injecter de la lumière à l'intérieur de si petits guides, deux transitions adiabatiques (« taper ») sont réalisées dans le guide classique pour diminuer (et augmenter) sa largeur de $8\text{ }\mu\text{m}$ au niveau des zones de couplage à 280 nm au niveau du guide mono-mode (Figure 2-17 (a)). De plus, deux virages ont été introduits dans la partie de $2\text{ }\mu\text{m}$ de largeur afin de décaler l'entrée et la sortie du guide pour diminuer le risque de collecter de la lumière qui se serait propagée hors du guide. L'échantillon considéré comporte aussi un guide de référence avec les mêmes caractéristiques, mais sans les cristaux photoniques.

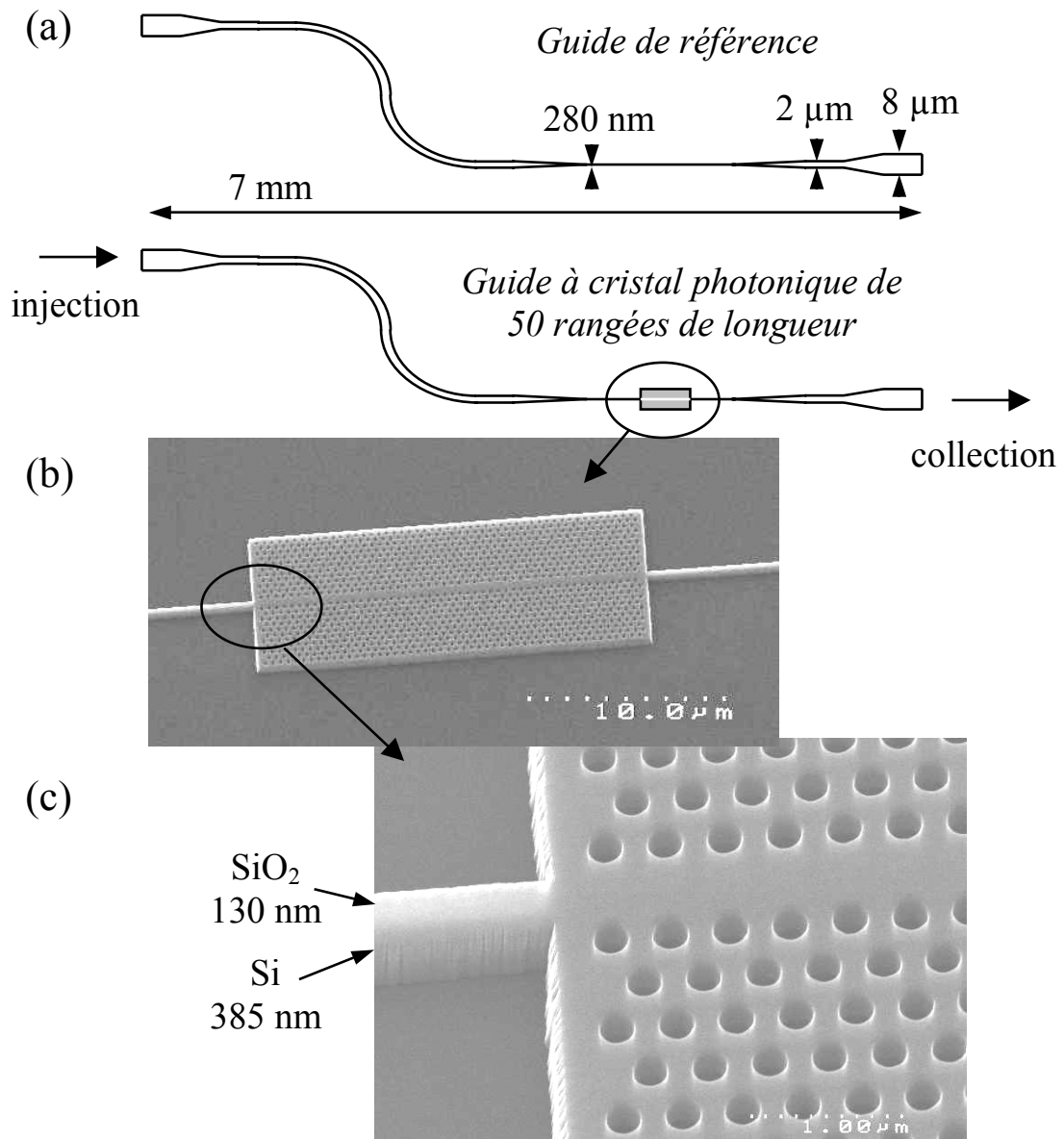


Figure 2-17 : Schéma de l'échantillon comportant un guide à cristal photonique mono-rangée connecté à des guides classiques et guide de référence (a), photographies de microscopie électronique à balayage (b et c).

La structure verticale reste inchangée par rapport aux échantillons précédents, à savoir une épaisseur d'oxyde de silicium superficielle de 130 nm, sur la couche guidante de silicium de 385 nm, le tout sur l'oxyde enterré (Figure 2-17 (c)). Le cristal possède ici aussi les mêmes paramètres qu'auparavant (période 390 nm et diamètre des trous 230 nm).

4.1. Dispersion du guide

La dispersion du guide W1 peut-être calculée en trois dimensions en utilisant la méthode des ondes planes. La supercellule que nous avons utilisée pour mener à bien ce calcul est décrite à la Figure 2-18. La couche de silicium est supposée entourée de couches uniformes de silice et entièrement percée de trous d'air, sauf en un point. Lorsque ce motif est reproduit de façon périodique dans les trois directions x , y et z de l'espace, nous obtenons un ensemble de couches parallèles de silicium dans de l'oxyde contenant chacune un ensemble de guides W1 parallèles à la direction x . Ainsi, la condition périodique écrite pour la direction x réalise le guide, alors que les périodisations selon y et z ne sont introduites que pour la commodité du calcul. Le calcul des modes pairs (selon z) sur cette structure symétrique va nous donner les modes quasi-TE. Cependant nous allons obtenir aussi des modes qui seront liés aux deux périodisations fictives selon y et z . Afin de limiter le nombre de ces modes, il faut qu'il y ait le moins de couplage possible entre les guides fictifs dans le plan et entre les couches fictives verticalement. Pour cela, nous avons choisi de séparer les guides de 9 rangées de trous et de séparer les couches d'un trajet optique égal à $5\lambda/4$, avec λ la longueur d'onde centrale, soit 1,4 μm . En fin de calcul, un « nettoyage » des modes est tout de même nécessaire en regardant leurs distributions de champ pour ne conserver que les modes de guidage localisés dans le guide (dans la bande interdite) ou les modes étendus à la couche de silicium (hors de la bande interdite).

Le résultat de ce calcul est donné à la Figure 2-19, pour des vecteurs d'onde décrivant la première zone de Brillouin et en se limitant à la direction du guide. La ligne de lumière en pointillé représente la limite du cône de lumière dans lequel les modes peuvent avoir des pertes par couplage vers les modes rayonnés. Les deux zones grisées sont les continums des modes étendus à toute la membrane de silicium. En blanc entre ces deux zones apparaît donc la bande interdite photonique du cristal sans défauts. A l'intérieur de cette bande interdite, deux modes de guidage sont mis en évidence. Nous les avons notés l'un « pair », l'autre « impair ». Cette symétrie, à ne pas confondre avec la symétrie liée à la couche guidante (Chapitre 1 -3.3.2.a), est relative au plan perpendiculaire à l'échantillon et contenant le guide. Du fait de leur symétrie différente, ces deux modes ne peuvent pas se coupler à leur point de croisement.

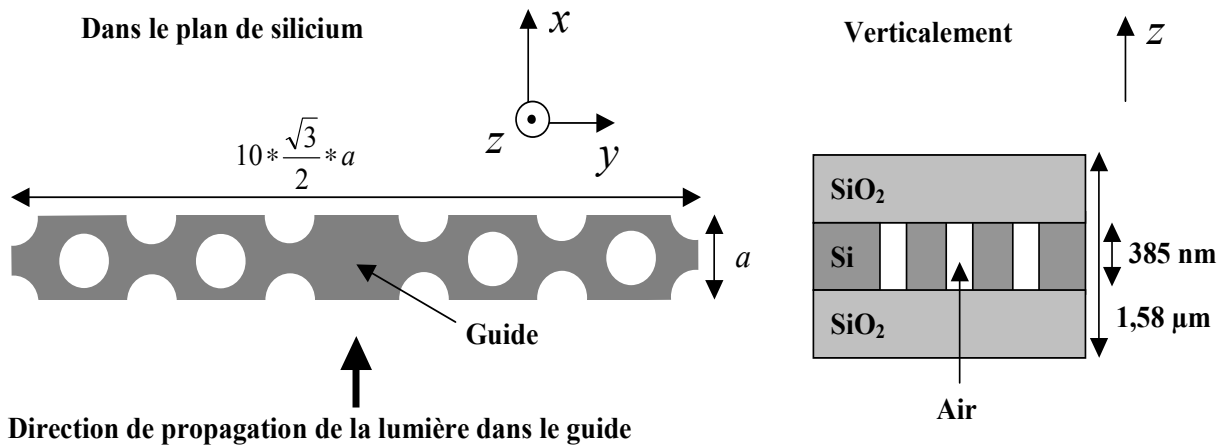


Figure 2-18 : Supercell utilisée pour le calcul de la dispersion d'un guide à cristaux photoniques mono-rangée en silicium sur isolant par la méthode des ondes planes.

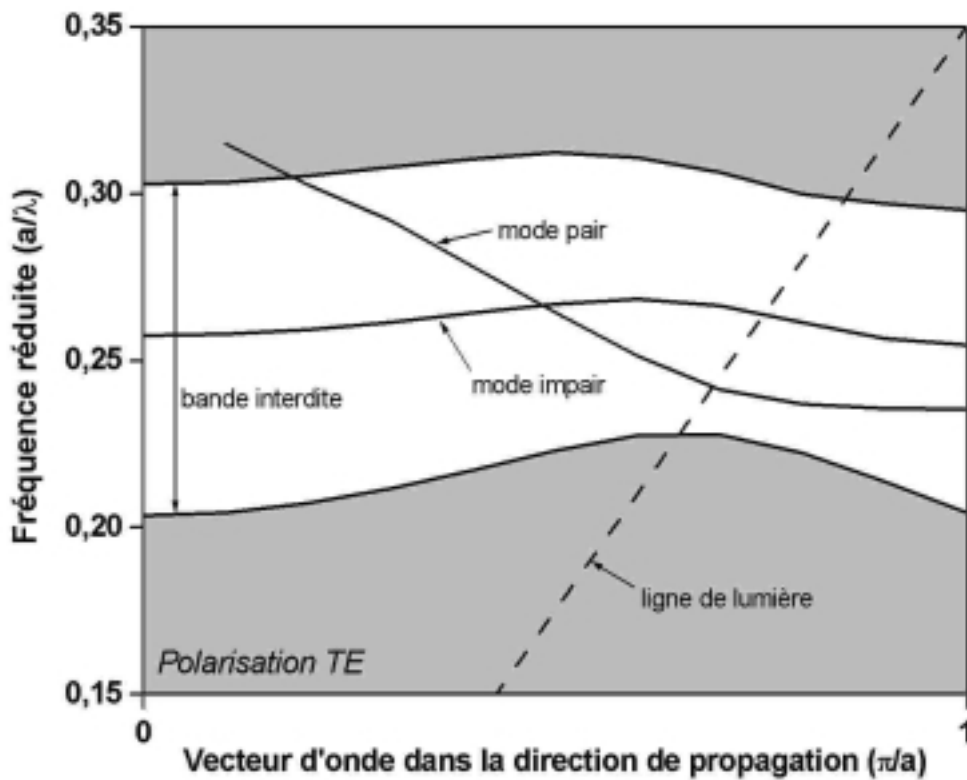


Figure 2-19 : Diagramme de dispersion quasi-TE d'un guide à cristaux photoniques mono-rangée en silicium sur isolant calculé par la méthode des ondes planes, en trois dimensions, dans la direction du guide. Les modes pairs et impairs sont ici relatifs au plan perpendiculaire à la couche de silicium et passant par le guide.

Le guide ruban classique auquel est connecté le guide W1 étant mono-mode, nous savons d'ores et déjà que c'est le mode pair qui sera excité majoritairement lors de la mesure en transmission. Lorsqu'on regarde la dispersion de ce mode, on constate qu'il est

majoritairement au-dessus du cône de lumière. Il sera éventuellement sujet à des pertes importantes dans cette zone. La partie du mode se trouvant sous la ligne de lumière, autour de la fréquence réduite $a/\lambda = 0,235$, ne sera pas sujette à ces pertes. Néanmoins, la vitesse de groupe de ce mode devient faible à proximité de $k = \pi/a$.

A la Figure 2-20, les distributions de la composante de champ magnétique perpendiculaire à la couche de silicium (la composante H_z) sont données pour les deux modes et pour trois valeurs du vecteur d'onde. A proximité de $k = \pi/a$, la distribution de champ du mode pair est relativement large alors qu'elle l'est beaucoup moins pour des valeurs plus faibles du vecteur d'onde. Ceci peut avoir une importance pour le couplage de la lumière entre le guide ruban mono-mode et le guide W1.

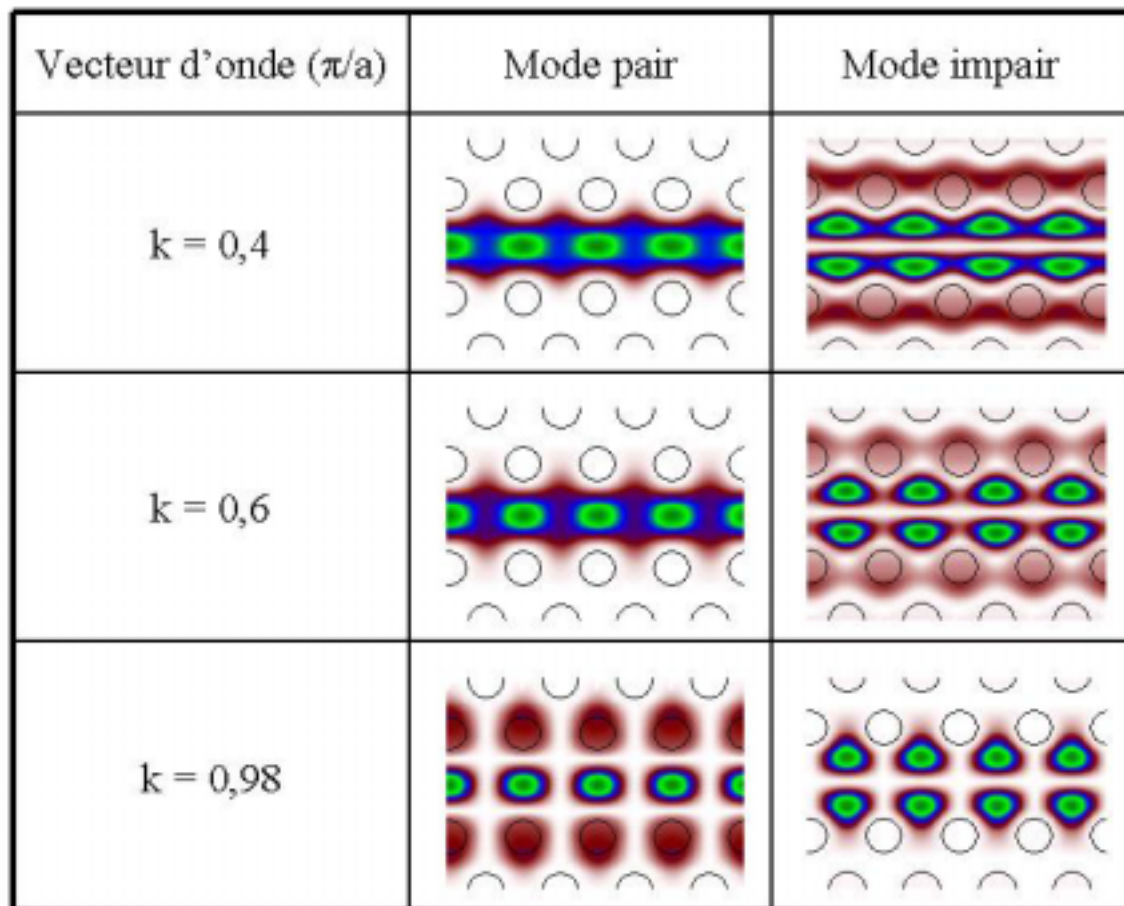


Figure 2-20 : Distribution de la composante de champ magnétique perpendiculaire au plan pour les deux modes pair et impair du guide à cristal photonique mono-rangée et pour trois valeurs du vecteur d'onde selon la direction du guide.

4.2. Mesure de la transmission en polarisation TE

A la Figure 2-21, la mesure en transmission de la structure est donnée, ainsi que la simulation FDTD 2D correspondante. Nous avons aussi reporté sur la même figure le calcul

du diagramme de bande de la Figure 2-19. Tout comme pour les résultats précédents, la mesure est réalisée par comparaison avec un guide de référence (Figure 2-17 (a)) et la simulation FDTD est réalisée avec l'approximation de l'indice effectif à la longueur d'onde de $1,4\ \mu\text{m}$.

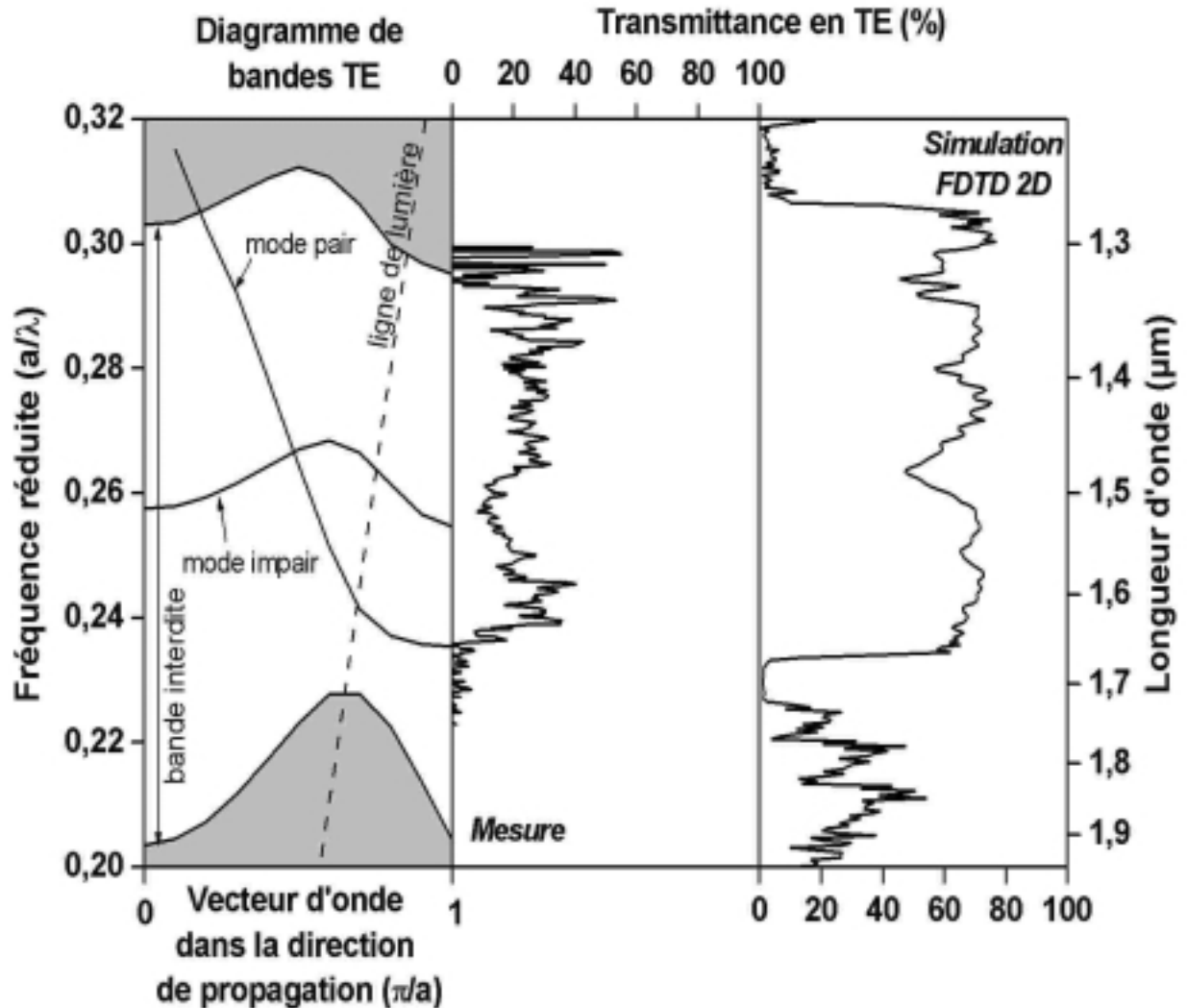


Figure 2-21 : Diagramme de dispersion quasi-TE d'un guide à cristaux photoniques mono-rangée en silicium sur isolant calculé par la méthode des ondes planes dans la direction du guide (à gauche, calcul tridimensionnel en supposant la structure guidante symétrique), spectre de transmission mesuré en polarisation TE d'un guide W1 de 50 rangées de longueur et connecté avec un guide ruban mono-mode (au centre, résolution 5 nm) et simulation FDTD 2D associée (à droite).

A cause de la faible transmission aux courtes longueurs d'onde des guides courbes rubans utilisés pour connecter le guide W1, la mesure en transmission est limitée aux longueurs d'onde supérieures à $1,3\ \mu\text{m}$. Pour la même raison, cette mesure présente une incertitude importante, de l'ordre de 50 %, dans le domaine de longueur d'onde de $1,3$ à $1,35\ \mu\text{m}$.

Sur la gamme de fréquence réduite entre $0,235$ et $0,3 \ a/\lambda$, une transmittance moyenne d'environ 35 % est observée. Ceci correspond à un couplage minimum entre le guide classique et le guide à cristal photonique de 60 % (lorsqu'on suppose qu'il n'y a pas de pertes linéiques dans le guide) et à des pertes linéiques maximales de 230 dB/mm (lorsque l'on suppose un couplage parfait entre les deux types de guides). Pour des fréquences inférieures à $0,235 \ a/\lambda$, la transmittance chute au niveau du bruit du détecteur. Ceci est en très bon accord avec le diagramme de bande où aucun mode n'est accessible à ces énergies. L'inexistence de mode provient d'un anti-croisement entre deux ondes contrapropagatives (le mode pair et un mode pair contenu dans le continuum de basse énergie du cristal photonique) en bord de première zone de Brillouin [117].

Un creux dans la transmission est observé autour de la fréquence $0,26 \ a/\lambda$. Cette diminution de la transmission est certainement due à un couplage entre les deux modes pair et impair du guide. Dans un cas idéal, sans défauts, ce couplage n'est pas possible, mais il pourrait être introduit par les imperfections de la structure. Ainsi, de l'énergie du mode pair va passer sur le mode impair lors de la propagation et sera perdue à la sortie du guide W1 à cause du désaccord avec le mode fondamental du guide ruban.

La simulation FDTD 2D de la structure globale est également reportée sur la Figure 2-21. Qualitativement, cette simulation est en très bon accord avec la mesure. Le creux dans la transmission autour de la valeur de fréquence $0,26 \ a/\lambda$ est également visible sur ce calcul. Dans ce cas, il est dû à la discrétisation du calcul qui introduit des « défauts ». La transmittance maximale calculée atteint la valeur de 70 %. Cette valeur est différente de l'unité à cause des pertes dans le plan (les pertes hors du plan sont négligées ici car le calcul 2D ne les prend pas en compte), qui sont à attribuer majoritairement aux deux transitions entre le guide ruban et le guide à cristal photonique. Ceci correspond alors à une efficacité de couplage guide ruban / W1 d'au moins 84 % si on néglige les pertes hors du plan. Ce coefficient pourrait être amélioré avec un guide ruban plus large [118]. Cependant, lorsque l'on conserve les propriétés mono-mode des guides et en tenant compte des pertes hors du plan, ce couplage est limité théoriquement à 87 % [119]. Un dessin différent de la transition pourrait améliorer le couplage [87, 120].

D'après les calculs bidimensionnels précédents et au regard des calculs tridimensionnels de E. Miyai et al. [119] à propos de la transmittance de la transition entre un guide classique (d'une largeur très proche de la notre) et le guide à cristal photonique, nous pouvons raisonnablement estimer que nos transitions présentent des taux de transmission inférieurs à

70 %. Dans cette hypothèse, écrivons que les pertes totales sont égales aux pertes au niveau des deux transitions ajoutées aux pertes linéiques $X_{dB/mm}$:

$$10 \cdot \text{Log}(0,35) = 2 \cdot 10 \cdot \text{Log}(0,7) + L \cdot X_{dB/mm} \quad (2.2)$$

où L est la longueur du guide en mm. On en déduit alors que les pertes linéiques sont inférieures à 70 dB / mm. Une telle estimation est encore loin de la meilleure performance mesurée à l'heure actuelle par J. Arentoft et al. [45] (4 dB / mm, sur substrat SOI), mais elle s'en rapproche.

La vitesse de groupe dans le guide peut éventuellement être déduite à partir de franges d'oscillations dans la mesure de transmission. Ces franges proviendraient d'oscillations Fabry-Pérot entre les deux transitions guide ruban / W1 de l'échantillon. Autour de la longueur d'onde de 1,63 μm , des franges reproductibles existent dans la mesure. Ainsi, on peut estimer la vitesse de groupe autour de cette longueur d'onde comme étant de l'ordre de $c/6,5$, avec c la vitesse de la lumière dans le vide. Cette valeur est en bon accord avec celle qui peut être déduite de la pente de la courbe de dispersion du mode pair à cette longueur d'onde ($c/7$). Des vitesses de groupe aussi faible sont une signature du mécanisme de guidage particulier dans les guides à cristaux photonique comparé aux guides à réfraction [73]. Ces franges sur la mesure en transmission pourrait aussi nous permettre de déduire les pertes intrinsèque du guide comme le propose A. Talneau et al. [70]. Cependant, dans cette technique, un signal de transmission important est nécessaire car il faut pouvoir extraire la visibilité des franges. Ceci n'a pas été possible ici.

Comme nous l'avons précisé plus haut, le mode pair, sur lequel la majorité de la lumière se propage, est en partie dans le cône de lumière. On s'attendrait donc à voir une différence dans les niveaux de transmission lorsque le mode est au-dessus ou en dessous de la ligne de lumière. Pourtant, ce n'est pas ce qui est observé. Ceci suggère donc que le couplage du mode guidé vers le continuum des modes radiatifs soit faible pour un guide d'une longueur réduite comme ici. Aussi, au vu de la distribution de champ du mode pair au-dessus et en dessous de la ligne de lumière (Figure 2-20), il est possible que ces pertes soient compensées par un meilleur couplage entre le guide ruban et W1 au-dessus de la ligne de lumière par rapport à en dessous.

4.3. Cas de la polarisation TM

A la Figure 2-22, nous avons rapporté la même mesure que précédemment, mais pour de la lumière polarisée TM. Pour cette polarisation, il n'existe pas de bande interdite photonique dans le plan du cristal. Pourtant, des pics de transmission intenses sont observés expérimentalement. Ce comportement est probablement dû à des modes quasi-guidés (dont

l'énergie est majoritairement localisée dans le guide) existant dans le continuum des modes étendus au cristal. Ces modes quasi-guidés sont supportés par la réflexion totale interne provenant de la différence d'indice moyen entre le cœur du guide et son entourage [121]. Dans notre cas, où le guide ne présente qu'une longueur de $20\ \mu\text{m}$, ces modes quasi-guidés peuvent être utilisés efficacement. La simulation FDTD 2D associée à cette configuration est également reportée sur la Figure 2-22. Celle-ci décrit qualitativement très bien ce que nous observons expérimentalement.

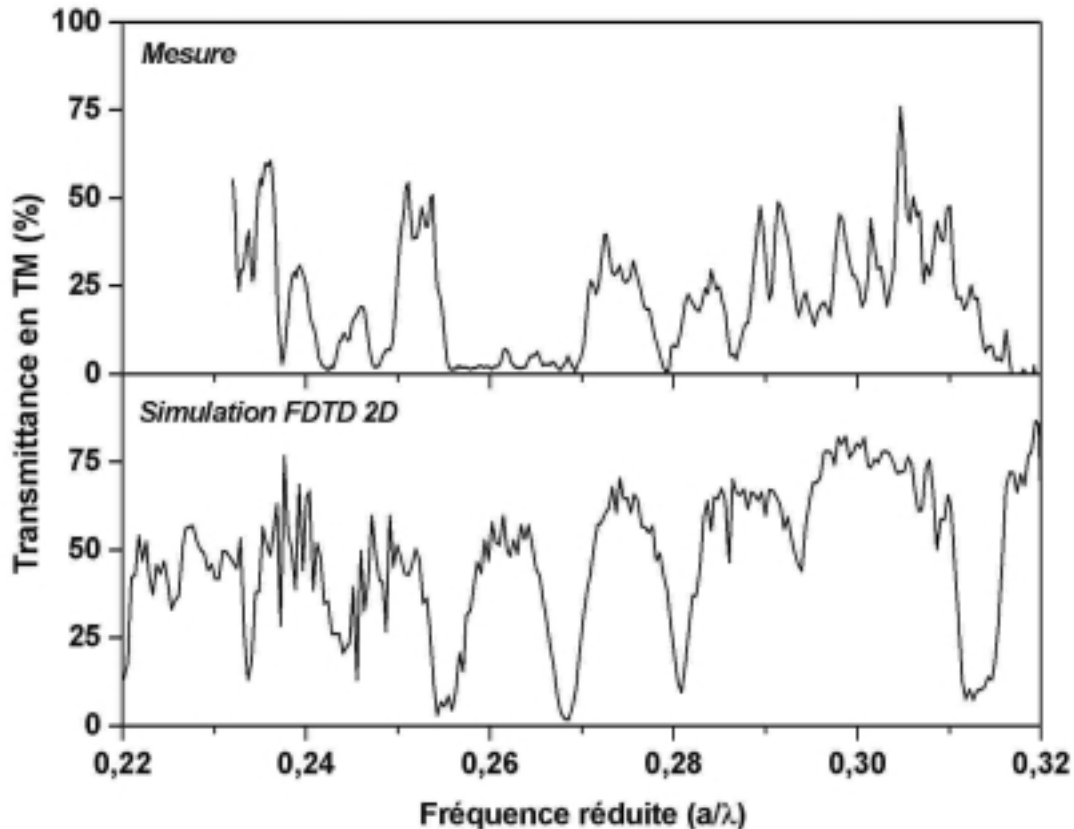


Figure 2-22 Spectre de transmission mesuré en polarisation TM d'un guide W1 de 50 rangées de longueur et connecté avec un guide ruban mono-mode (en haut, résolution 5 nm) et simulation FDTD 2D associée (en bas).

4.4. Conclusion

Dans cette partie, nous avons montré le guidage de la lumière par un guide à une rangée de trous manquante dans un cristal photonique bidimensionnel. Les résultats des mesures en transmission se sont avérés en très bon accord à la fois avec le calcul tridimensionnel des modes de dispersion du guide et avec les calculs bidimensionnels FDTD. Sur ce guide court, nous avons pu constater un guidage efficace des deux polarisations sur un grand domaine de longueurs d'onde.

Le guidage n'a pas été davantage développé car ce n'est pas l'objet principal de ce travail. Il aurait été possible par exemple de mesurer plus précisément les pertes linéiques dans le guide W1 et le couplage avec le guide ruban en réalisant des guides de différentes longueurs. La minimisation des pertes et l'augmentation de la plage de guidage monomode auraient aussi pu être regardées en fonction de la forme du défaut linéaire dans le cristal.

5. Conclusion

Dans ce chapitre, nous nous sommes intéressés aux propriétés de certaines structures passives à cristaux photoniques hexagonaux de trous d'air réalisées sur des substrats de silicium sur isolant (SOI). Des résultats en transmission sur plusieurs échantillons nous ont permis d'observer des modes résonnants avec des facteurs de qualité de 100 à 150 et nous avons pu déterminer certaines propriétés de ces cristaux photoniques, comme leur réflectivité dans la bande interdite en fonction du nombre de périodes par exemple. L'amélioration des facteurs de qualité passe par une diminution des pertes hors du plan. Plusieurs moyens sont envisagés pour cela. Comme une grande partie de ces pertes proviennent vraisemblablement du désaccord entre le mode du guide et le mode de Bloch dans le cristal photonique, Palamaru et al. proposent de réaliser une adaptation adiabatique entre le guide et le cristal photonique en réalisant une transition plus « douce » [37]. Un autre moyen est aussi de confiner la lumière verticalement pour inhiber la propagation de lumière hors du plan. L'obtention de forts facteurs de surtension dans de petites cavités est attractive pour la fabrication de sources de lumière car, comme nous le verrons au chapitre suivant, le régime d'augmentation de l'émission spontanée pourrait être atteint.

De façon générale, les techniques de simulation se sont montrées en très bon accord avec les mesures et le fait que la structure guidante verticale ne soit pas mono-mode ne nous a pas posé de problèmes particuliers. Ces résultats nous permettent de mieux comprendre le comportement de la lumière dans les cristaux photoniques bidimensionnels. Ces premières structures pourraient être utilisées dans les circuits intégrés photoniques et pour la réalisation des futures interconnexions optiques. En effet, la fabrication avec une technologie compatible CMOS nous permet d'envisager leur intégration au sein des puces de la microélectronique.

Dans le chapitre 3, nous allons utiliser ces cristaux photoniques pour la réalisation d'émetteurs de lumière en silicium. Les propriétés de réflectivité de la lumière polarisée TE dans la bande interdite seront utilisées pour faire des cavités planaires, alors que nous utiliserons le couplage aux modes rayonnés de certains modes particuliers des cristaux pour extraire la lumière du silicium.

Chapitre 3 - Structures actives à cristaux photoniques pour l'émission de lumière : cavités et extracteurs

1. Introduction

Dans le chapitre précédent, nous avons vu que les cristaux photoniques en silicium sur isolant peuvent être utilisés pour la réalisation de plusieurs fonctions d'optique intégrée planaire. Les dispositifs étudiés pourraient servir dans les futures interconnexions optiques en microélectronique, mais le premier besoin reste une micro-source de lumière intégrable sur silicium. Cette dernière devra présenter des dimensions très réduites (de l'ordre du micron), consommer le moins possible, pouvoir fonctionner à des fréquences élevées (supérieures au GHz) et être capable d'émettre dans un guide d'onde.

Les cristaux photoniques pourraient permettre la réalisation de sources lumineuses de taille réduite et efficaces. Pour cela, deux voies différentes peuvent être explorées :

- Le confinement des photons dans une cavité peut changer de façon significative le comportement radiatif du milieu actif placé en son sein. En particulier, le taux d'émission spontanée du matériau peut être augmenté.
- L'existence de la bande interdite photonique ou la dispersion très particulière des photons hors de la bande interdite dans un cristal photonique sans défauts, peuvent être utilisées afin d'améliorer l'extraction de la lumière hors du plan.

Nous avons choisi d'étudier ces deux voies pour essayer de démontrer la faisabilité d'une source de lumière performante en silicium sur isolant. Nous utiliserons la photoluminescence intrinsèque du silicium à 80 K pour sonder les propriétés des structures.

Après avoir présenté la fabrication, ainsi que les méthodes expérimentales utilisées, nous détaillerons la photoluminescence de micro-cavités planaires en silicium sur isolant puis nous nous intéresserons aux propriétés d'extraction de certains modes du diagramme de bandes du cristal photonique hexagonal de trous. Ces deux voies sont explorées parallèlement sur des substrats SOI et sur de nouveaux substrats, appelés « substrats optiques », que nous avons développés et contenant un miroir diélectrique enterré.

2. Fabrication des échantillons et méthodes expérimentales

2.1. Les substrats optiques

Les substrats optiques sont des nouveaux types de substrats que nous avons développés pour des applications d'optique. Ces wafers de silicium de 200 mm de diamètre comportent un miroir diélectrique enterré sous un film superficiel de silicium monocristallin. La fabrication de ces substrats est détaillée à la Figure 3-1.

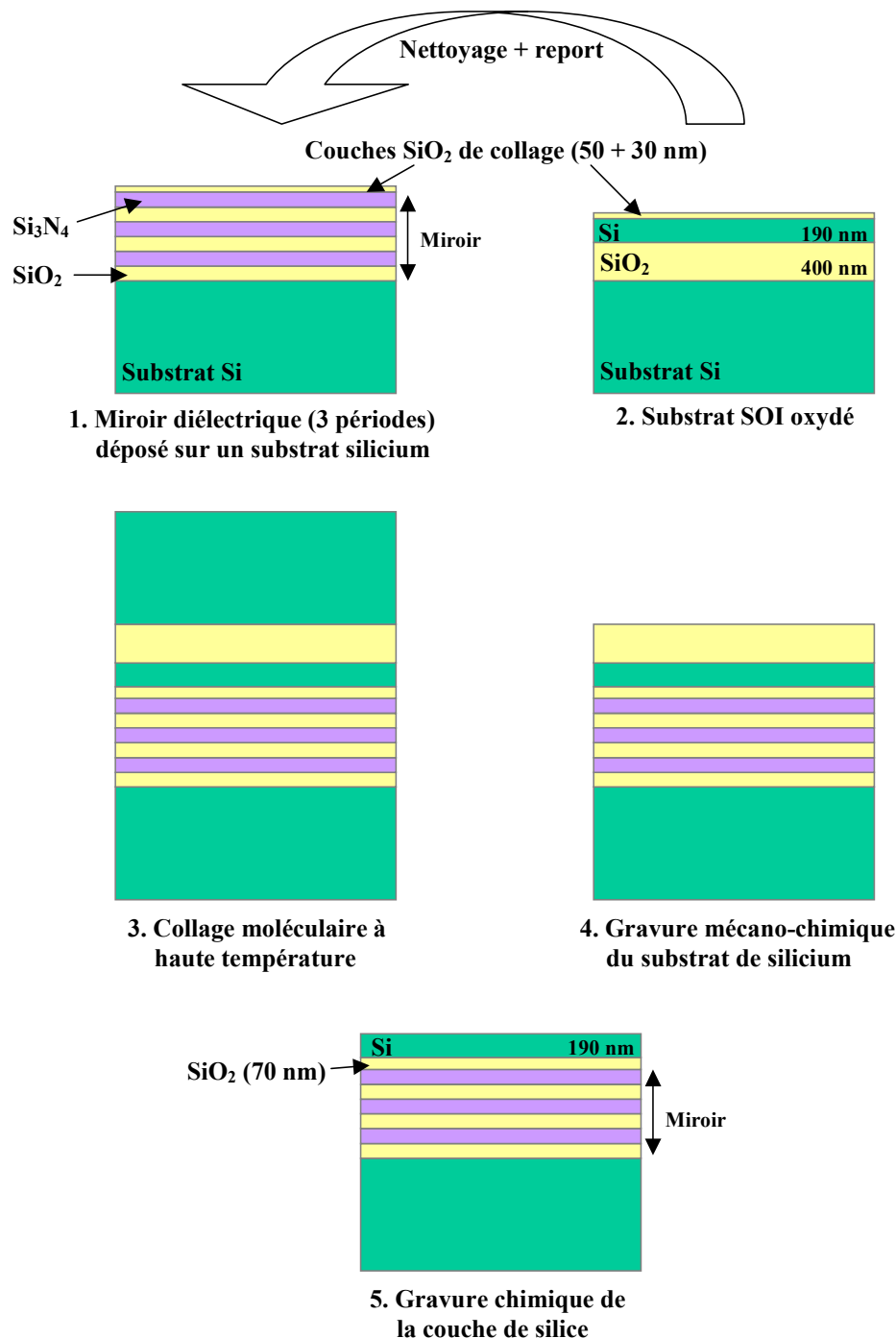


Figure 3-1 : Etapes de fabrication d'un substrat optique par collage moléculaire d'un substrat silicium sur lequel est déposé un miroir diélectrique et d'un substrat SOI.

Cette fabrication repose principalement sur la technique de collage moléculaire. Un miroir diélectrique, composé d'alternances de couches de SiO_2 et de Si_3N_4 , ainsi qu'une couche supplémentaire de SiO_2 de 50 nm, sont déposés par CVD (Chemical Vapor Deposition) sur un substrat silicium. Les épaisseurs de SiO_2 et de Si_3N_4 du miroir ont respectivement des valeurs de 198 et 147 nm. Elles sont choisies de telle sorte que le trajet optique perpendiculaire dans chaque couche soit égal à $\lambda/4$, avec λ la longueur d'onde (1,14 μm pour tous les résultats présentés dans ce chapitre). Un substrat de SOI oxydé est alors reporté sur ce substrat. Le collage moléculaire est réalisé à haute température entre les deux couches d'oxyde. Puis, le substrat silicium du wafer de SOI est retiré : il est d'abord aminci mécaniquement à 200 μm d'épaisseur puis gravé chimiquement. Une image de microscopie électronique à balayage d'une coupe de substrat optique à ce stade est rapportée à la Figure 3-2. On distingue nettement toutes les couches de l'empilement : le miroir diélectrique (composé dans ce cas de trois paires $\text{SiO}_2/\text{Si}_3\text{N}_4$), la fine couche de collage de silice et le film de silicium (d'une épaisseur de 190 nm). Finalement, c'est la couche de silice de 400 nm qui est gravée par voie chimique avec une solution à base d'acide fluorhydrique (HF) qui est très sélectif entre l'oxyde de silicium et le silicium.

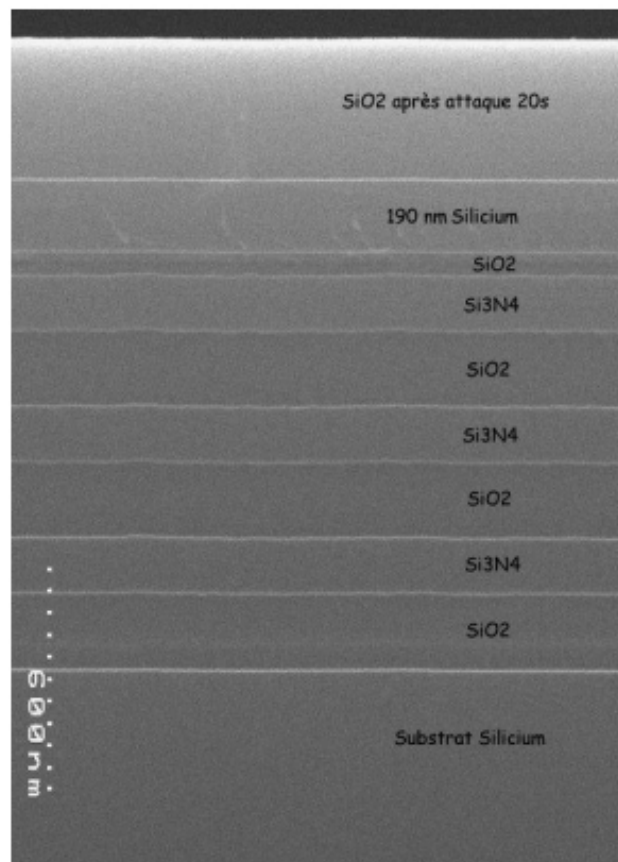


Figure 3-2 : Image de microscopie électronique à balayage d'une coupe de substrat optique. Un miroir diélectrique enterré $\text{SiO}_2/\text{Si}_3\text{N}_4$ de trois périodes est visible entre le substrat et le film cristallin de silicium. On distingue également la fine couche de collage de silice.

Dans toute la suite de ce travail, les substrats optiques utilisés présentent des miroirs diélectriques de 6 périodes.

2.2. Fabrication des cristaux photoniques

Dans les deux cas, pour les substrats SOI et pour les substrats optiques, des cristaux photoniques hexagonaux de trous avec un facteur de remplissage en air de 40 % sont gravés dans la couche de silicium superficielle. Ici, les substrats SOI utilisés présentent au départ une épaisseur de 205 nm de silicium sur une couche de 400 nm d'oxyde. La fabrication des cristaux est identique au cas des structures passives décrites dans le chapitre précédent, mais seul un niveau de lithographie électronique est nécessaire ici.

En premier lieu, la croissance d'un oxyde thermique de 10 nm est réalisée sur chacun des substrats. Cet oxyde rend la qualité de l'interface silicium-silice excellente. On obtient ainsi une couche de silicium d'une épaisseur d'environ 185 nm dans le cas des substrats optiques et de 200 nm dans le cas des substrats SOI. Un dépôt de 80 nm de silice supplémentaire par CVD nous permet d'obtenir un masque dur suffisamment épais pour la gravure du silicium et rend le guide d'onde plus symétrique. Ensuite, un niveau de lithographie électronique et de gravure sèche (plasma $C_4F_8 + CO + O_2$) de l'oxyde de silicium permet de reporter les motifs dans la couche superficielle de silice. Finalement, en utilisant cette couche de silice comme masque dur pour la gravure du silicium (plasma $Cl_2 + HBr$), ces motifs sont gravés dans la couche guidante. Une croissance de 5 nm d'oxyde thermique et un recuit sous atmosphère $N_2 + H_2$ sont réalisés pour passiver les surfaces gravées de silicium. Ceci limite le nombre de pièges non-radiatifs induits par la surface et permet donc un meilleur rendement de luminescence (Ceci est particulièrement important pour la photoluminescence des cristaux photoniques car ils présentent un rapport surface / volume important).

2.3. Banc de mesure de photoluminescence

Les mesures de photoluminescence de ces structures ne sont pas aisées. En effet, d'une part il est nécessaire de travailler à basse température (80 K) pour obtenir un bon rendement radiatif du silicium pur et d'autre part la taille des objets à caractériser est réduite. Pour surmonter ces deux difficultés, un nouveau banc de caractérisation a dû être développé. Un schéma de cette expérience est donné à la Figure 3-3.

L'échantillon est refroidi à la température de 80 K avec un refroidisseur miniature fonctionnant par détente Joule-Thomson de 120 bars à 1 bar d'azote gazeux. Cette détente est réalisée dans un capillaire à l'intérieur du doigt froid supportant l'échantillon. Les petites dimensions de ce cryostat (la section de l'enceinte sous vide au niveau du hublot est d'environ

2*2,5 cm²) permettent d'approcher un microscope suffisamment près de l'échantillon. L'objectif de microscope utilisé ici est un objectif à miroirs de grossissement X 25 servant à la fois à focaliser, sur un spot de 8 µm de diamètre, le rayonnement laser excitateur (laser argon émettant dans l'ultraviolet à la longueur d'onde de 351 nm et de puissance 50 mW), à visualiser l'échantillon et à collecter la photoluminescence également sur un spot de 8 µm de diamètre. La grande distance frontale et la parfaite achromaticité de ce genre d'objectif sont des caractéristiques particulièrement importantes ici. Le demi-angle au sommet du cône dans lequel est collecté la lumière est défini par l'ouverture numérique de l'objectif (N.A. = 0,4) et vaut 23,5°. (Cependant, les objectifs Cassegrain possèdent une zone d'ombre en leur centre, ce qui peut avoir une importance comme nous le verrons dans la suite de ce travail.) La photoluminescence est amenée à l'aide d'une fibre optique multi-mode de 200 µm de diamètre sur le monochromateur (Jobin Yvon HR640, de focale 640 mm, équipé d'un réseau 600 tr./mm) et le détecteur (photomultiplicateur Hamamatsu InGaAs / InP refroidi à -80°C par circulation d'azote liquide) afin d'être analysée spectralement, avec une résolution de 5 nm, sur la plage de longueur d'onde allant de 1,05 à 1,25 µm. L'acquisition des spectres est pilotée par un micro-ordinateur qui synchronise la rotation pas à pas du réseau et l'enregistrement du signal délivré par le détecteur, par l'intermédiaire d'un amplificateur à détection synchrone.

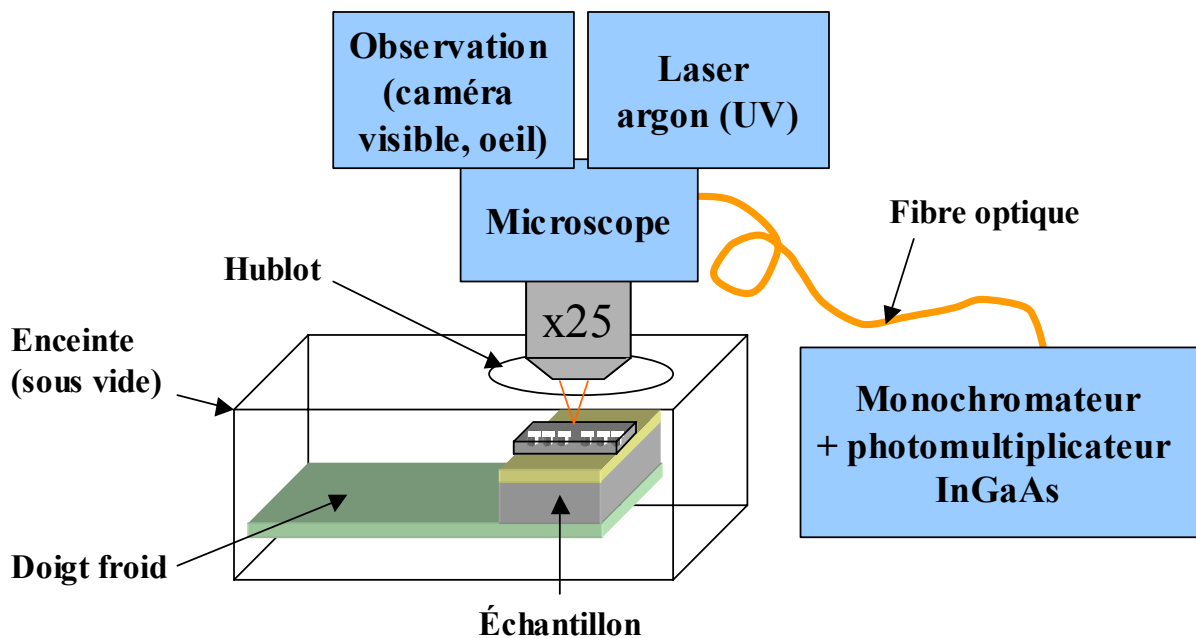


Figure 3-3 : Schéma de principe du banc de caractérisation de photoluminescence. L'échantillon est photo-pompé avec un laser argon émettant dans l'UV (351 nm) à l'aide d'un microscope et refroidi par un cryostat à détente Joule-Thomson. La photoluminescence est collectée au travers du microscope et amenée sur le monochromateur et le détecteur par une fibre optique.

3. Photoluminescence du substrat SOI et du substrat optique non-structurés

La lumière excitatrice du laser est absorbée à 99 % dans une épaisseur de silicium de 50 nm [122]. Cette absorption garantit une excitation du film de silicium superficiel et non du substrat. Comme les porteurs ne peuvent pas diffuser à travers la barrière d'oxyde vers le substrat, la luminescence proviendra uniquement du film. A 80 K, dans un puits de silicium de 200 nm d'épaisseur environ, ces porteurs sont sous forme d'un plasma d'électrons-trous [112, 123, 124].

3.1. Résultats de photoluminescence

A la Figure 3-4, les spectres de luminescence d'un substrat SOI oxydé (possédant une couche superficielle de silice de 90 nm, sur la couche de silicium de 200 nm) et d'un substrat optique oxydé (possédant à priori des épaisseurs de 90 nm de silice et de 185 nm de silicium) sont rapportés.

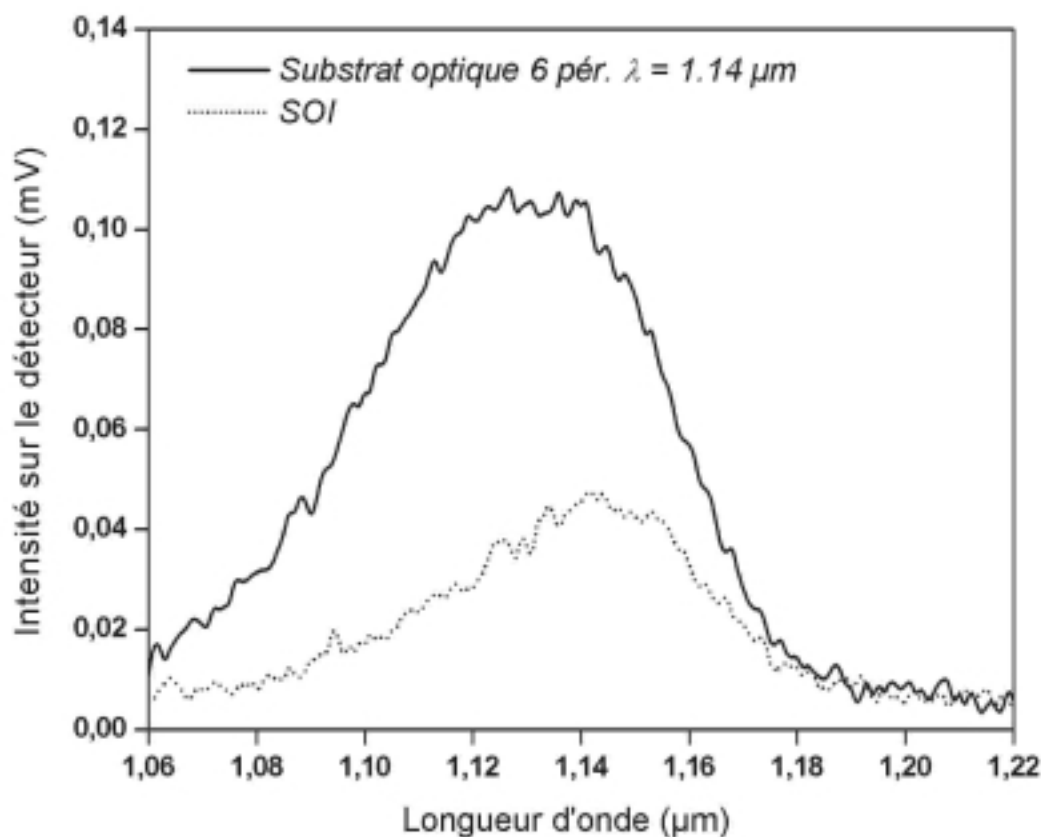


Figure 3-4 : Spectres de photoluminescence d'un substrat optique oxydé (90 nm de SiO_2 sur 170 nm de Si, sur 70 nm de SiO_2 sur le miroir diélectrique Si_3N_4 / SiO_2 6 périodes calculé pour avoir une bande de réflectivité normale centrée autour de la longueur d'onde $\lambda = 1.14 \mu\text{m}$) et d'un substrat SOI oxydé (90 nm de SiO_2 sur 200 nm de Si, sur 400 nm de SiO_2), température 80 K, résolution 5 nm, laser 50 mW au niveau de l'échantillon.

Nous pouvons remarquer que les deux raies de photoluminescence sont décalées en longueur d'onde. De plus, l'intensité mesurée au maximum de chaque raie est environ 2,4 fois plus importante sur le substrat optique que sur le substrat SOI. Comme nous allons le voir dans le paragraphe suivant, ce décalage, ainsi que l'accroissement de la luminescence, proviennent d'une extraction de la lumière par la micro-cavité verticale formée par le substrat optique (le second miroir de cette micro-cavité est ici réalisé par les interfaces silicium-silice et silice-air).

3.2. Simulation de l'émission de lumière

Afin de simuler l'émission, nous avons utilisé un programme écrit par P. Ferrand et R. Romestain⁷ et dont les bases théoriques sont détaillées par ailleurs [125]. Ce programme permet de simuler l'émission spontanée dans un système multicouche en fonction de l'angle (lobes d'émission) ou en fonction de la longueur d'onde.

La Figure 3-5 représente les émissions spontanées simulées des substrats optiques et SOI en fonction de la longueur d'onde.

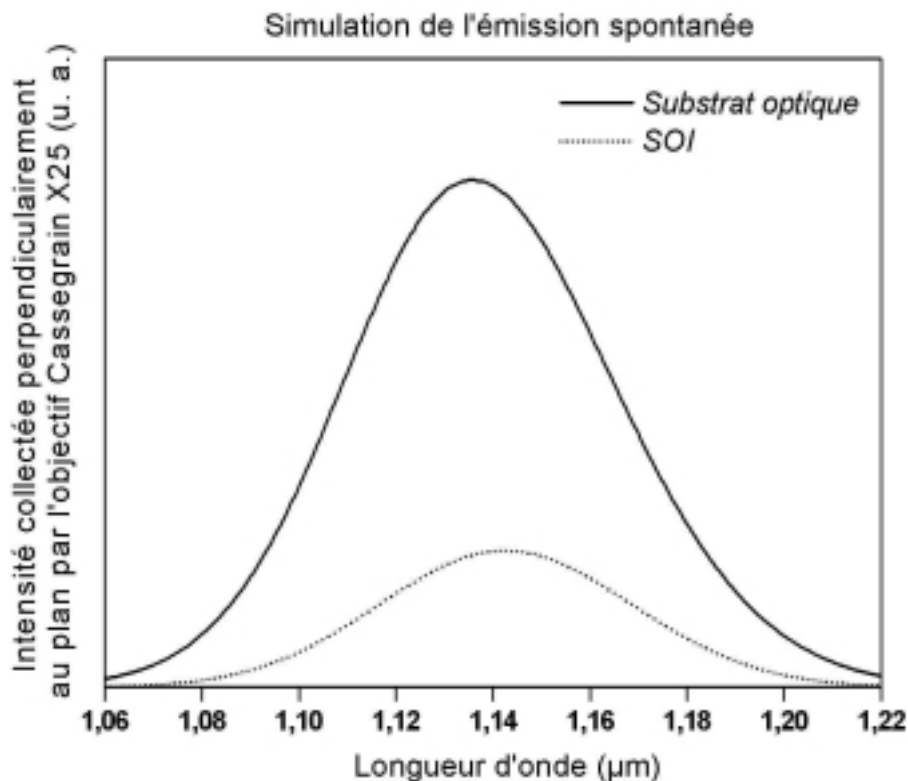


Figure 3-5 : Simulation de l'intensité lumineuse collectée dans l'expérience en tenant compte des lobes d'émission des échantillons et de la géométrie de la collection de l'objectif Cassegrain. Cette simulation prévoit une intensité collectée 3,7 fois plus importante sur le substrat optique que sur le substrat SOI.

⁷ du Laboratoire de Spectrométrie Physique, Université Joseph Fourier – CNRS (UMR 5588), Grenoble

Dans cette simulation, la longueur d'onde centrale d'émission du silicium est supposée égale à $1,145 \mu\text{m}$ et la largeur de raie est supposée égale à 60 nm . Alors, dans le cas du substrat optique, l'épaisseur de la couche de silicium est adaptée afin que la position de la raie simulée coïncide avec celle qui est mesurée (Figure 3-4). Finalement, le niveau de signal est donné par le recouvrement du cône de collection particulier de l'objectif à miroirs avec les lobes d'émission simulés (Figure 3-6).

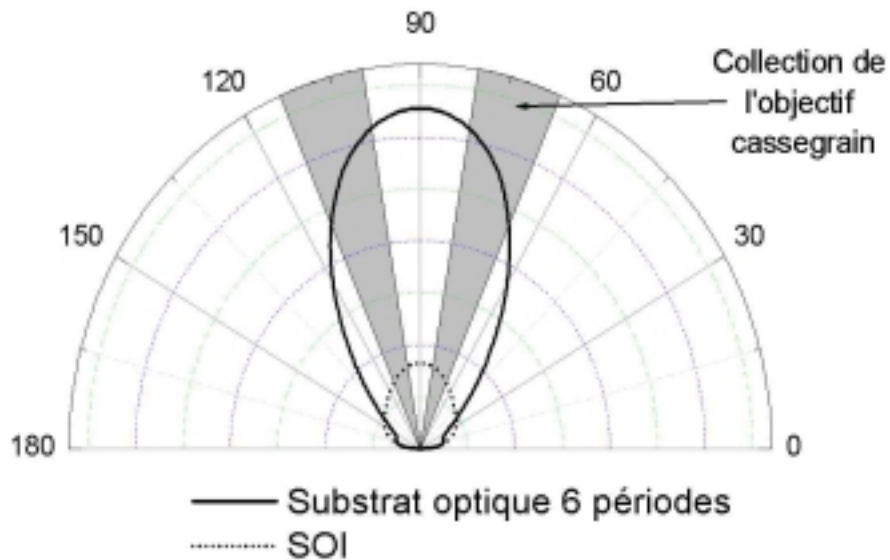


Figure 3-6 : Simulation des lobes d'émission du substrat SOI et du substrat optique (représentation polaire dans un demi-espace, en échelle linéaire, l'angle varie entre 0 et 180°). Les zones grisées correspondent à ce qui est collecté par l'objectif Cassegrain X25. Ces deux lobes sont représentés avec la même échelle radiale afin de pouvoir comparer leur intensité.

Nous pouvons constater que le substrat optique émet théoriquement plus de lumière que le substrat SOI sous les mêmes conditions d'excitation. En tenant compte du dispositif expérimental, le calcul prévoit une augmentation de l'intensité collectée d'un facteur 3,7. La différence avec ce qui est observé dans la pratique, où un facteur d'augmentation de seulement 2,4 est mesuré, est peut-être due au fait que la couche émettrice de silicium des substrats optiques possède plus de défauts que celle du SOI à cause d'un collage moléculaire supplémentaire. D'où un rendement de luminescence plus faible.

De ces mesures, nous pouvons déduire les épaisseurs des couches du substrat optique. Par rapport à ce que prévoyait la fabrication, nous avons choisi de ne faire varier que l'épaisseur de silicium, et nous avons trouvé que celle-ci valait 170 nm , mais il aurait aussi été possible de faire varier les épaisseurs des couches superficielle et enterrée de silice. Dans la suite, nous supposerons que le substrat optique présente effectivement une couche de silicium de 170 nm .

3.3. Propriétés des substrats optique et SOI

Par la suite, des dispositifs à cristaux photoniques sont réalisés à la fois sur substrat SOI et sur substrat optique. Afin de mieux comprendre les processus mis en jeu, il paraît intéressant de détailler ici certaines propriétés optiques de ces substrats.

3.3.1. Substrat SOI

Le substrat SOI que nous utilisons présente une épaisseur de silice superficielle de 90 nm sur une couche de silicium de 200 nm, le tout sur la couche de silice enterrée de 400 nm. Dans ces conditions, la transmittance ainsi que le module du champ électrique dans la structure sont donnés à la Figure 3-7. Ce calcul est réalisé selon la perpendiculaire au plan et à la longueur d'onde d'émission du silicium. Les valeurs de champ sont les valeurs absolues obtenues sous un éclairage de 1 W/m^2 . Le champ électrique dans la couche émettrice de silicium est constant, de l'ordre de 13 V/m, alors qu'une bonne transmission est observée dans la structure pour la longueur d'onde d'émission du silicium.

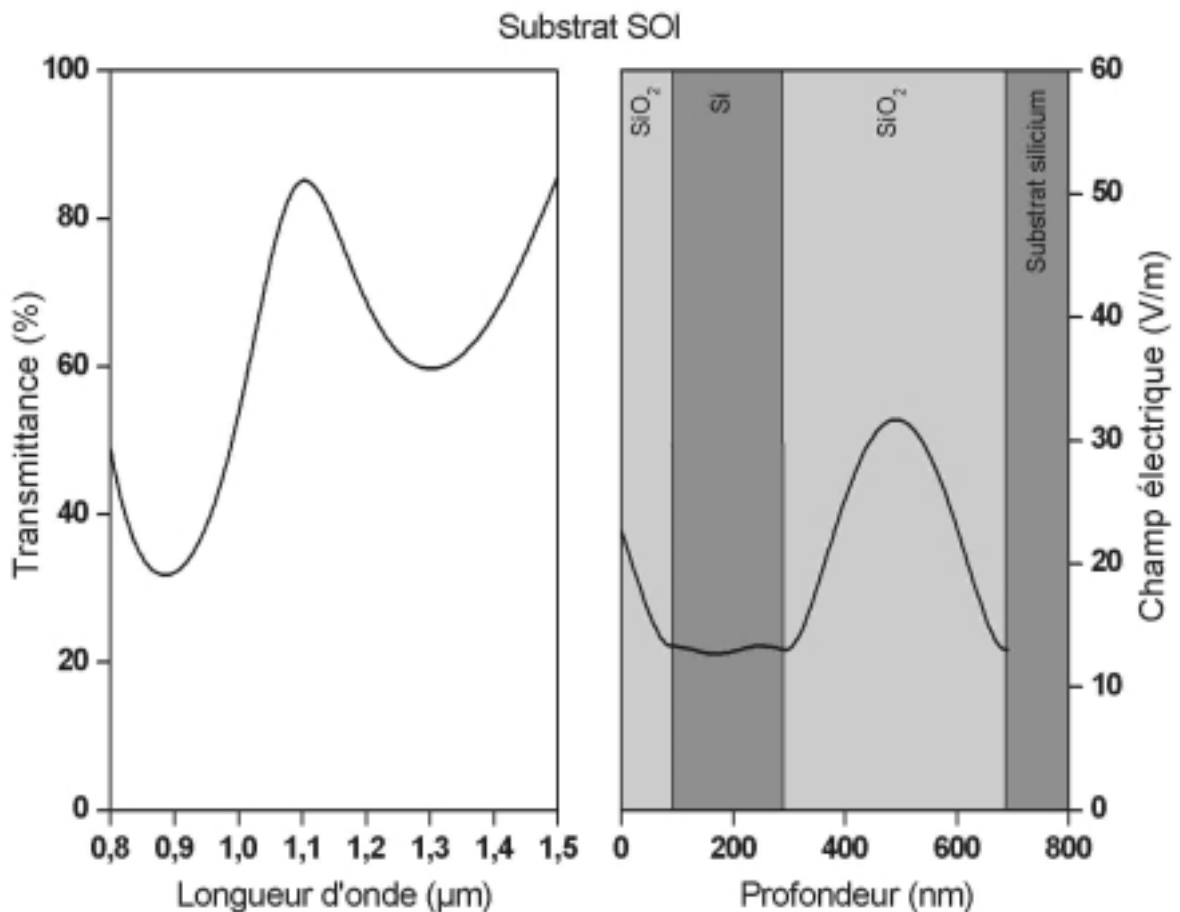


Figure 3-7 : Distribution du champ électrique et transmittance selon la direction perpendiculaire au plan dans le substrat SOI pour la longueur d'onde de $1,15 \mu\text{m}$ et sous un éclairage de 1 W/m^2 .

3.3.2. Substrat optique

Le substrat optique a été conçu pour avoir une bande de réflectivité autour de la longueur d'onde d'émission du silicium et un mode résonnant à cette longueur d'onde. Comme le montre la simulation de la Figure 3-8, c'est quasiment ce qui est obtenu avec les épaisseurs que nous avons réalisées. Un mode résonnant est observé autour de la longueur d'onde de 1,11 μm . Du fait de ce mode résonnant dans la direction verticale, ce type de conception pour le substrat optique est donc favorable pour l'émission hors du plan. Mais, comme nous allons le voir plus loin dans le cas de cavités planaires, une telle conception est défavorable pour l'établissement de modes résonnants planaires à forts facteurs de qualité car elle augmente les pertes pour ces modes.

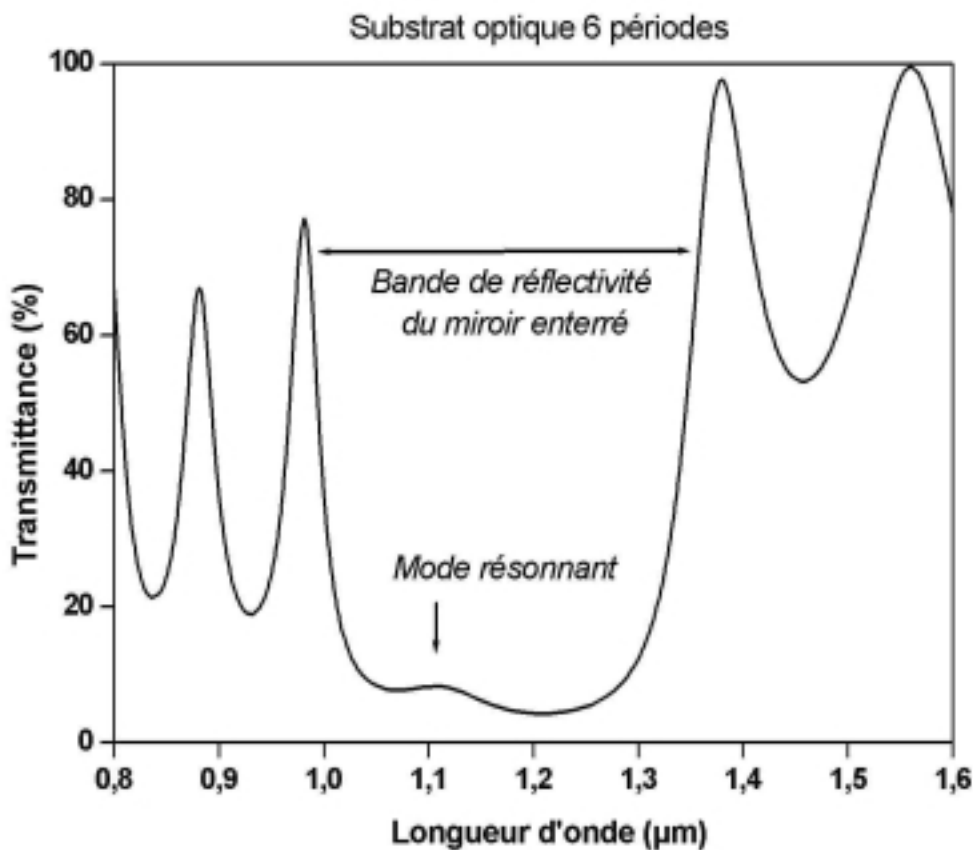


Figure 3-8 : Simulation de la transmittance en incidence normale du substrat optique 6 périodes en fonction de la longueur d'onde. Un mode résonnant (de faible facteur de qualité) est observé autour de la longueur d'onde d'émission du silicium (1,15 μm).

Le calcul du module du champ électrique dans la structure selon la direction perpendiculaire au plan est rapporté à la Figure 3-9. Nous pouvons remarquer que le champ électrique moyen dans la couche de silicium est environ le double de celui observé sur le substrat SOI. C'est en partie pour cela que nous observons une augmentation de la photoluminescence sur le substrat optique par rapport au SOI.

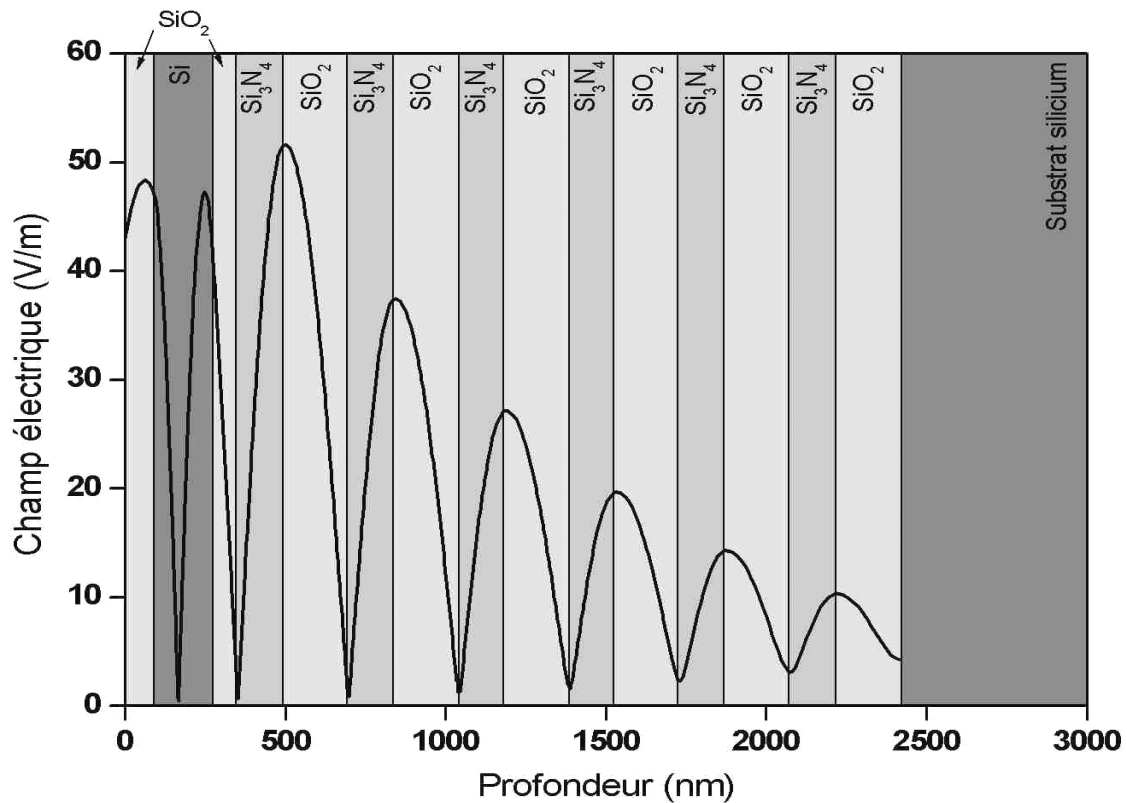


Figure 3-9 : Distribution du champ électrique selon la direction perpendiculaire au plan dans le substrat optique pour la longueur d'onde de $1,15 \mu\text{m}$ correspondant au mode résonnant et sous un éclairement de 1 W/m^2 .

Cependant, la couche émettrice de silicium est plutôt centrée sur un nœud du champ électrique. Aussi, comme la luminescence du matériau autour de ce nœud de champ est inhibée, nous nous trouvons dans un cas peu favorable pour l'émission. Une structure plus favorable pour l'émission de lumière hors du plan par le silicium dans cette configuration de cavité verticale peut être obtenue avec une épaisseur de silicium beaucoup plus fine, de l'ordre de 50 nm (absorbant tout de même toute l'énergie du laser excitateur). Un ventre du champ électrique peut alors être placé sur toute l'épaisseur de la couche émettrice. Toutefois, cette conception n'est pas intéressante dans le cas où un cristal photonique sera gravé dans la couche de silicium car la modulation de l'indice optique dans le plan devient faible et l'effet du cristal photonique est dégradé.

4. Photoluminescence de cristaux photoniques sans défauts dans le gap

En premier lieu, il est intéressant d'étudier les propriétés de photoluminescence de cristaux photoniques sans défauts réalisés de telle sorte que la raie de luminescence du silicium tombe dans la bande interdite TE du cristal.

4.1. Contribution à la photoluminescence du substrat de silicium dans le cas du SOI

Dans le cas des cristaux photoniques gravés sur substrat SOI (uniquement dans la couche guidante de silicium), une fraction du rayonnement laser passe par les trous et est absorbée dans le substrat de silicium. Ainsi, une partie de la photoluminescence mesurée proviendra éventuellement du substrat. Cependant, nous allons voir que cette contribution est faible.

A 80 K et pour un film de silicium d'environ 200 nm d'épaisseur, l'efficacité de luminescence du film est plus élevée que celle du substrat. Ceci tient au fait que le plasma d'électrons-trous photo-généré est plus dense dans le film que dans le substrat. Ainsi, les porteurs rencontreront moins de centres de recombinaison non-radiatifs dans le film [112]. Nous avons vérifié cette affirmation en comparant la photoluminescence d'un échantillon de substrat SOI pour lequel la couche de silicium superficielle a été entièrement retirée (par gravure chimique) avec un échantillon de substrat SOI. Leurs spectres de photoluminescence sont rapportés à la Figure 3-10. En effet, si la photoluminescence du substrat silicium est plus faible que celle du film du SOI, elle n'est cependant pas négligeable. Néanmoins, lorsqu'un cristal photonique est gravé dans le film de silicium, celui-ci agira uniquement de manière passive sur les photons provenant du substrat. Ainsi, dans une mesure de photoluminescence sur des cristaux photoniques sur SOI, la contribution du substrat silicium ne pourra pas être supérieure à la valeur reportée pour le substrat à la Figure 3-10. Or, dans toutes les mesures sur cristaux photoniques rapportées par la suite, les niveaux de signaux sont au moins 8 fois supérieurs.

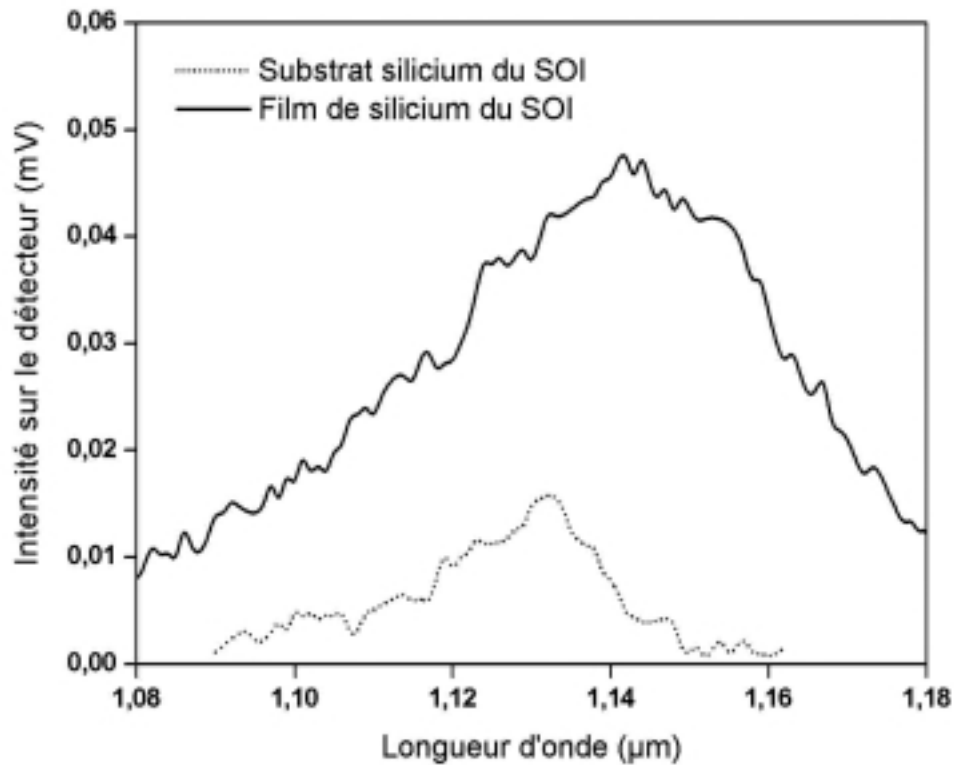


Figure 3-10 : Spectres de photoluminescence du substrat silicium d'un échantillon SOI (avec 400 nm de SiO_2 en surface) et d'un échantillon de SOI oxydé (90 nm de SiO_2 sur 200 nm de Si, sur 400 nm de SiO_2), température 80 K, résolution 5 nm, laser 50 mW au niveau de l'échantillon.

De plus, des phénomènes très analogues sont observés sur les substrats SOI et sur les substrats optiques ; or, pour ces derniers, la photoluminescence du substrat de silicium est réfléchiée par le miroir enterré.

Finalement, nous supposons que la photoluminescence du substrat de silicium des wafers SOI est négligeable.

4.2. Résultats de photoluminescence

La Figure 3-11 présente le diagramme de bande du cristal photonique hexagonal de trous dans notre substrat SOI, pour un facteur de remplissage en air de 40 % et pour la polarisation TE. Lorsque le paramètre de maille du réseau cristallin vaut 320 nm, la raie d'émission du silicium, centrée autour de la longueur d'onde de 1,15 μm , tombe dans le gap photonique TE. Ceci est également valable pour le cristal photonique sur le substrat optique (dont la couche de silicium est légèrement plus fine). Le fait qu'aucun photon polarisé TE ne puisse se propager dans la couche aura probablement une influence sur le niveau de photoluminescence mesuré hors du plan.

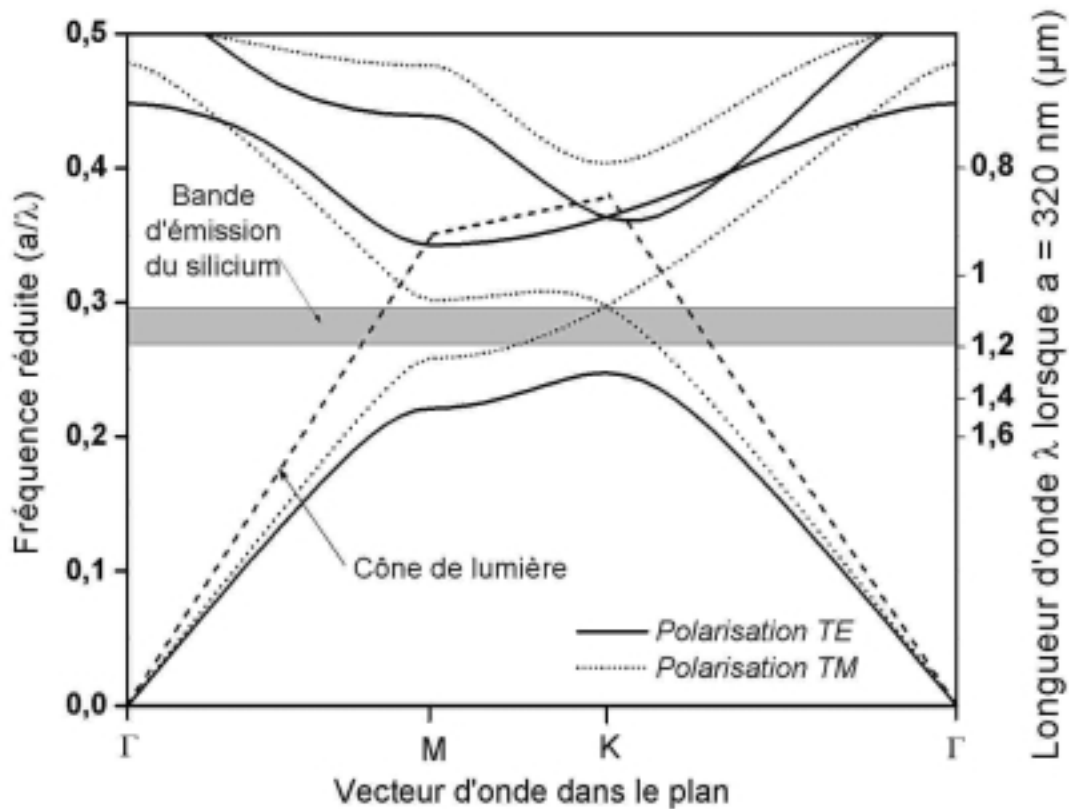


Figure 3-11 : Diagramme de bandes selon les directions de haute symétrie de la première zone de Brillouin d'un cristal photonique hexagonal de trous avec un facteur de remplissage en air de 40 % sur un substrat SOI (200 nm de silicium). Ce calcul est réalisé en deux dimensions, avec respectivement des indices optiques de 3,01 et 2,47 pour le silicium pour les polarisations TE et TM, correspondant aux indices effectifs des modes guidés planaires fondamentaux. a est le paramètre de maille du cristal.

La Figure 3-12 présente une image de microscopie électronique à balayage d'un tel échantillon.

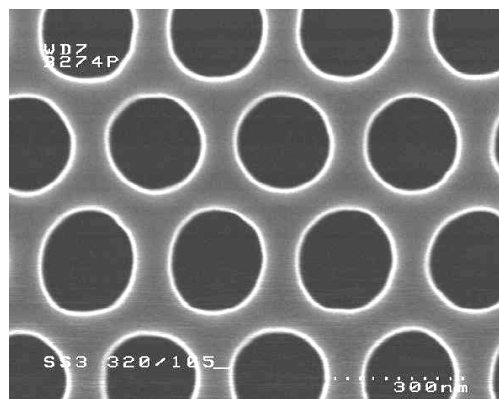


Figure 3-12 : Image de microscopie électronique à balayage d'un cristal photonique hexagonal de trous, avec un facteur de remplissage en air de 40 % et un paramètre de maille de 320 nm, gravé sur un substrat SOI.

A la Figure 3-13 sont rapportés les spectres de photoluminescence de ce cristal photonique, gravé sur un substrat SOI et sur un substrat optique. A titre de comparaison sont aussi donnés les spectres des substrats avant la gravure des trous (ceux de la Figure 3-4). Toutes ces mesures peuvent être comparées entre-elles car elles ont été acquises au cours de la même session de mesures et n'ont pas été normalisées par rapport au volume de matériau émetteur.

Dans le cas du substrat SOI, nous mesurons un niveau de signal environ 1,6 fois plus élevé pour le cristal photonique que pour la couche uniforme. Si on tient compte du volume du matériau émetteur et comme le cristal photonique est composé de seulement 60 % de silicium, ceci correspond à une augmentation de l'extraction de $1,6 / 0,6 \approx 2,7$. Cette augmentation est attribuée à une meilleure extraction de l'émission spontanée polarisée TE produite dans le silicium. En effet, à cause du cristal photonique, cette lumière polarisée TE ne peut pas se propager dans la couche de silicium. Elle va donc se coupler plus efficacement aux modes rayonnés hors du plan [52, 106, 126]. Cependant, la lumière polarisée TM n'est probablement pas affectée par la présence du cristal photonique, ce qui limite l'effet d'extraction.

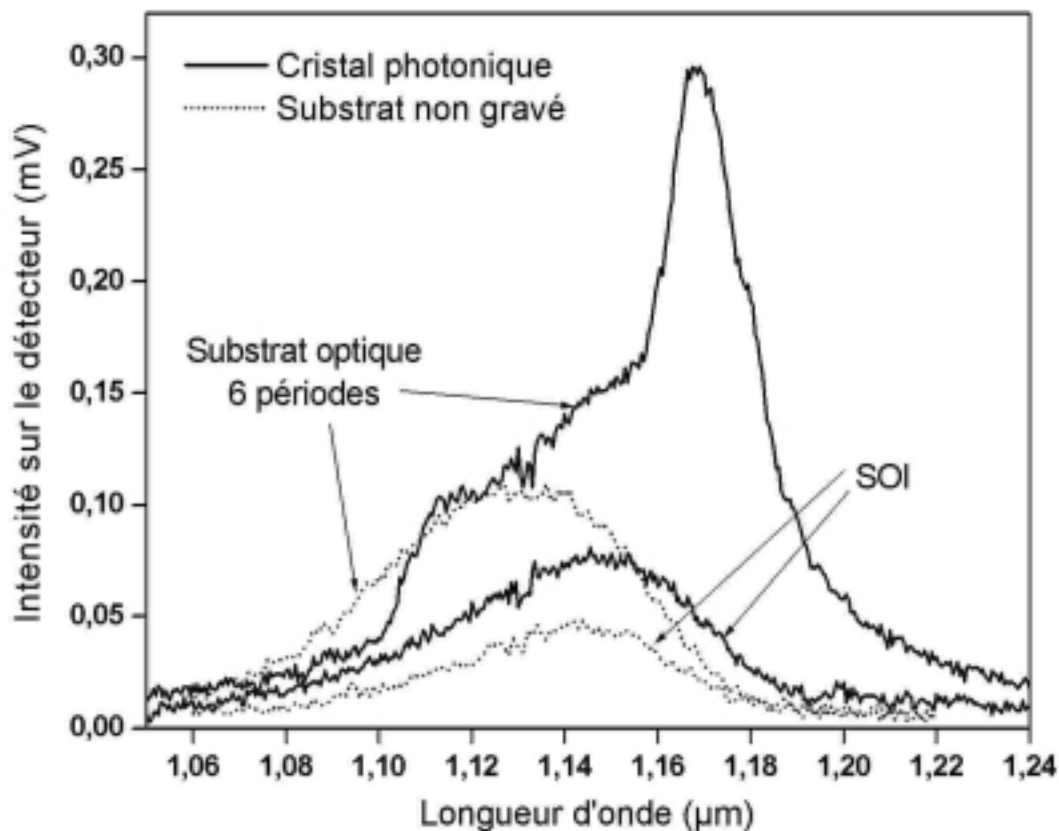


Figure 3-13 : Spectres de photoluminescence d'un cristal photonique hexagonal de trous d'air (période 320 nm, facteur de remplissage en air 40 %) gravé sur substrat SOI et sur substrat optique 6 périodes, et spectres des substrats associés. (température 80 K, résolution 5 nm, laser 50 mW au niveau de l'échantillon)

Dans le cas du substrat optique, le processus est plus complexe. L'échantillon avec le cristal photonique présente aussi une émission de lumière renforcée par rapport au substrat non gravé. Ici aussi, l'existence de la bande interdite TE dans le plan favorise probablement le couplage des photons polarisés TE vers les modes rayonnés que nous collectons. Cependant, ceci n'est pas l'effet prépondérant. La forme de la raie de luminescence est modifiée lorsque l'on passe du substrat non structuré au cristal photonique. Une partie de ce changement provient certainement du fait que la cavité formée par le substrat optique est désaccordée par la gravure des trous dans la couche de silicium. Mais l'effet prépondérant, qui engendre la forte extraction de lumière vers la longueur d'onde de $1,17 \mu\text{m}$, est l'existence d'une bande photonique TM à faible vitesse de groupe à cette énergie. La Figure 3-14 présente le diagramme de bande, pour la polarisation TM, dans les deux cas des substrats optiques et SOI.

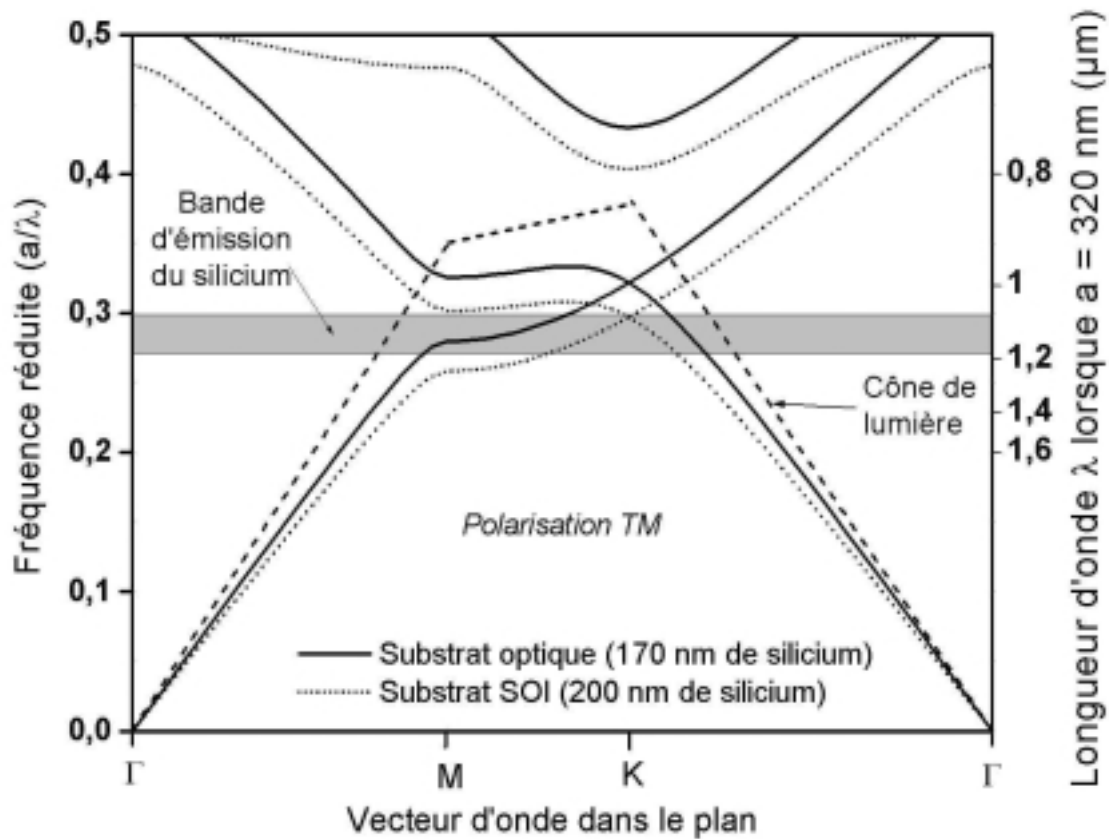


Figure 3-14 : Diagramme de bandes selon les directions de haute symétrie de la première zone de Brillouin, en polarisation TM, d'un cristal photonique hexagonal de trous avec un facteur de remplissage en air de 40 % sur un substrat SOI (200 nm de silicium) et sur un substrat optique (170 nm de silicium). Ce calcul est réalisé en deux dimensions, avec dans chaque cas respectivement des indices optiques de 2,47 et 2,20 pour le silicium, correspondant aux indices effectifs des modes guidés planaires fondamentaux TM. a est le paramètre de maille du cristal.

Effectivement, il existe vers la longueur d'onde de $1,17 \mu\text{m}$, pour le substrat optique, une portion de bande d'énergie qui est relativement plate et qui impose donc une faible vitesse

de groupe aux photons possédant cette fréquence. Ce processus de ralentissement favorise alors le couplage vers les modes rayonnés, d'où une intensité de photoluminescence accrue. Dans le cas du substrat SOI, dont le calcul des bandes d'énergie TM est également rapporté à la Figure 3-14, cette portion de bande « plate » est rejetée hors de la bande d'émission du silicium (bande grisée) et les bandes présentes à l'intérieur possèdent une vitesse de groupe importante.

Ce processus d'extraction sera utilisé par la suite dans ce chapitre, pour les deux polarisations et en un point particulier au-dessus du cône de lumière, proche du centre de la première zone de Brillouin, pour extraire la lumière plus efficacement encore. Dans le cas qui nous intéresse et à cause de ce phénomène, il n'est pas possible de dire si le substrat optique apporte ici une amélioration de l'émission de lumière.

Ces premiers résultats de photoluminescence de cristaux photoniques démontrent également que le silicium ainsi travaillé ne souffre pas de façon excessive de recombinaisons non-radiatives induites par la surface.

Finalement, pour le cristal sans défauts sur SOI, nous avons mis en évidence une augmentation de l'extraction d'un facteur 2,7 dans la bande interdite TE (en prenant en compte la diminution du volume du matériau émetteur). Dans le cas du substrat optique et à la longueur d'onde de $1,17 \mu\text{m}$ pour la bande plate en polarisation TM, cette augmentation vaut environ $11 / 0,6 \approx 18$.

5. Micro-cavités hexagonales

Des cavités hexagonales sont réalisées en omettant la gravure de trous du cristal photonique dans un hexagone. Le cristal photonique est ici calculé pour que la bande d'émission du silicium tombe dans la bande interdite TE (Figure 3-11). Ces cavités sont communément appelées « cavité Hx » avec x le nombre de trous omis par cotés de l'hexagone. Les échantillons mesurés présentent plusieurs cavités réalisées dans le même cristal photonique, mais le dispositif expérimental nous permet de sonder une seule cavité à la fois.

5.1. Micro-cavités sur SOI

5.1.1. Cavités H10

Les premières cavités planaires hexagonales que nous avons mesurées en photoluminescence sont des cavités H10 sur substrat SOI. Les spectres d'une telle cavité,

ainsi que celui du substrat SOI non gravé, sont rapportés à la Figure 3-15. Des raies de luminescence apparaissent sur le spectre de la cavité à différentes énergies. Ces raies proviennent du rayonnement hors du plan de familles de modes résonnants planaires de la cavité H10 (Un descriptif du processus des pertes hors du plan d'un mode résonnant a été proposé Chapitre 2 -3.1.2).

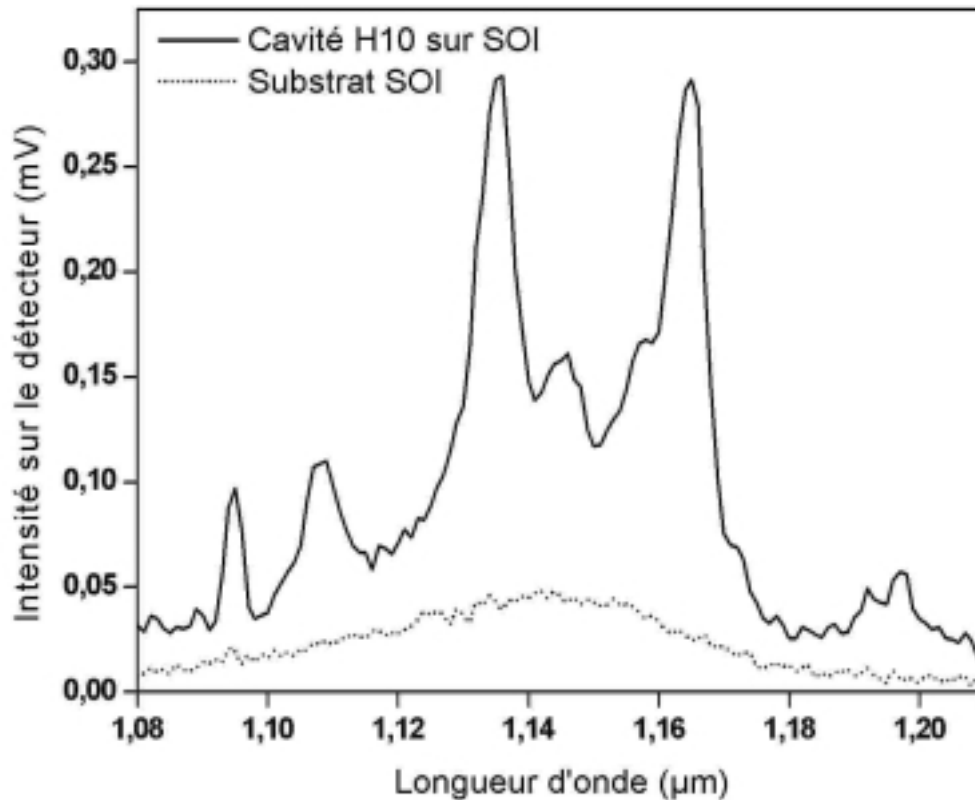


Figure 3-15 : Spectre de photoluminescence d'une cavité H10 dans un cristal photonique hexagonal de trous d'air (période 370 nm, diamètre des trous 270 nm) gravé sur substrat SOI et spectre du substrat SOI. (température 80 K, résolution 5 nm, laser 50 mW au niveau de l'échantillon)

Dans une problématique d'extraction, nous pouvons constater que la quantité de lumière collectée hors du plan est effectivement bien plus importante (jusqu'à un facteur 10) dans le cas de l'échantillon à cristaux photoniques avec la cavité que dans le cas du substrat SOI. Cependant, le nombre de modes accessibles dans une cavité de cette dimension (de plus de 6 μm de diamètre) est très important et il n'est pas possible d'identifier individuellement les modes, à la fois par le calcul et dans l'expérience (même en améliorant la résolution de la mesure). Pour cela, il est nécessaire de réaliser une cavité d'un volume beaucoup plus faible et avec peu de modes. C'est une raison pour laquelle nous avons ensuite travaillé avec des cavités H5.

5.1.2. Cavité H5

a) Photoluminescence pour $a = 320$ nm

Une image de microscopie électronique à balayage d'une telle cavité sur SOI, avec un paramètre de maille de 320 nm, est donnée à la Figure 3-16. La photoluminescence de cette cavité, ainsi que les spectres des substrats SOI et du cristal photonique sans défauts dans le gap, sont rapportés à la Figure 3-17.

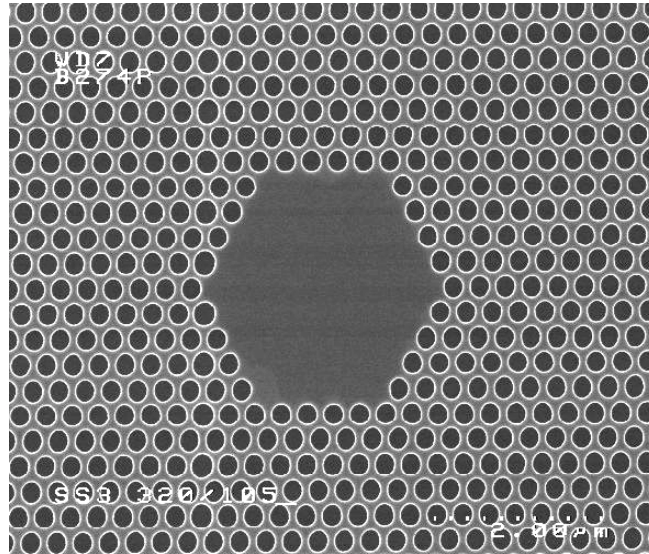


Figure 3-16 : Image de microscopie électronique à balayage d'une cavité H5 dans un cristal photonique hexagonal de trous, avec un facteur de remplissage en air de 40 % et un paramètre de maille de 320 nm, gravé sur un substrat SOI.

Comme dans le cas des cavités H10, nous observons plusieurs raies qui sont attribuées aux modes résonnants de la cavité. Ces raies apparaissent sur un fond continu correspondant au spectre de photoluminescence du cristal photonique sans défauts dans le gap. Ceci vient du fait que l'aire sur laquelle le signal de photoluminescence est collecté est environ 10 fois plus grande que l'aire de la cavité.

Du fait de la dimension plus réduite de la cavité, les modes résonnants semblent plus individualisés que dans le cas de la cavité H10 où nous observions des familles de modes. Le facteur de qualité le plus élevé qui est mesuré ici est d'environ 140 si l'on prend la largeur à mi-hauteur de la raie (8 nm) vers la longueur d'onde de 1,15 μm . Cependant, cette raie semble composée de plusieurs raies attribuables à des modes résonnants différents. Il paraît donc difficile d'observer un mode résonnant unique. Comme nous le verrons dans le paragraphe suivant sur la simulation FDTD, il existe en effet un nombre important de modes (environ 100) dans cette cavité.

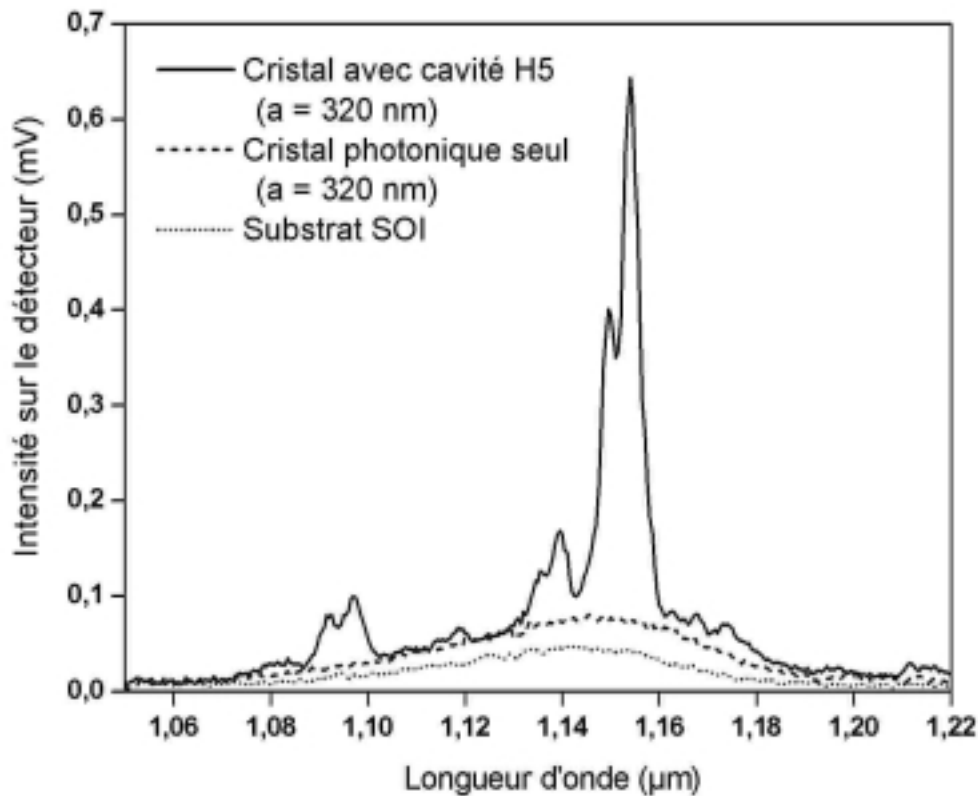


Figure 3-17 : Spectres de photoluminescence d'une cavité H5 dans un cristal photonique hexagonal de trous d'air (période $a = 320$ nm, facteur de remplissage en air 40 %) gravé sur substrat SOI, du cristal photonique identique mais sans défauts et du substrat SOI. (température 80 K, résolution 5 nm, laser 50 mW au niveau de l'échantillon)

Pour ce qui est de l'intensité relative collectée hors du plan, nous observons une forte augmentation de l'extraction de lumière pour les modes résonnants. Un facteur d'augmentation de 16 est mesuré à la longueur d'onde de $1,155 \mu\text{m}$ par rapport au substrat SOI. Le fait que l'augmentation de la photoluminescence ne soit pas identique d'un mode à l'autre peut s'expliquer par le fait que ces différents modes n'ont pas les mêmes facteurs de qualité dans le plan ainsi que des distributions de champ différentes. Ainsi, leurs lobes d'émission hors du plan diffèrent [60, 127].

Il a été évoqué que le spectre de photoluminescence peut être influencé par la manière dont la cavité est excitée [128]. Plus concrètement, l'excitation de tel ou tel mode dans la cavité peut dépendre de l'endroit où le laser est focalisé. Dans notre cas, cet effet est négligé car le laser est focalisé sur une aire circulaire de $8 \mu\text{m}$ de diamètre environ. Cette aire est bien supérieure à la taille de la cavité et l'éclaire donc de manière quasi uniforme.

b) Calculs FDTD 2D

Un calcul FDTD 2D (avec l'approximation de l'indice effectif dans la direction perpendiculaire au plan) peut être réalisé sur ces cavités. Au temps $t = 0$, un dipôle placé dans

la cavité émet un pulse lumineux d'une certaine largeur à une fréquence ω_0 . Ce pulse, qui contient toutes les fréquences autour de ω_0 , va exciter les modes de la cavité. Pendant une certaine durée, assez longue pour que ces modes s'établissent, les évolutions des champs électriques et magnétiques sont enregistrées en différents points de la cavité. Par transformée de Fourier, il est alors possible de déduire les longueurs d'onde qui sont encore présentes dans la cavité et donc de connaître les positions spectrales des modes. Plus la durée du calcul est importante, plus la précision fréquentielle lors de la transformée de Fourier est bonne. Le calcul FDTD permet aussi de remonter à la distribution de champ d'un mode de la cavité.

Cependant, un tel calcul possède certaines limites. En effet, nous ne sommes pas certains d'exciter tous les modes de la cavité en plaçant un dipôle en un point à l'intérieur de celle-ci. Il est donc nécessaire de réaliser le calcul plusieurs fois, pour plusieurs positions de la source. Pour la même raison, les détecteurs ne « voient » pas forcément tous les modes présents. De plus, la durée du calcul entre aussi en jeu car si elle est insuffisante, les modes ne sont pas encore bien définis et établis, et si elle est trop importante, les modes de plus faibles facteurs de qualité pourraient disparaître.

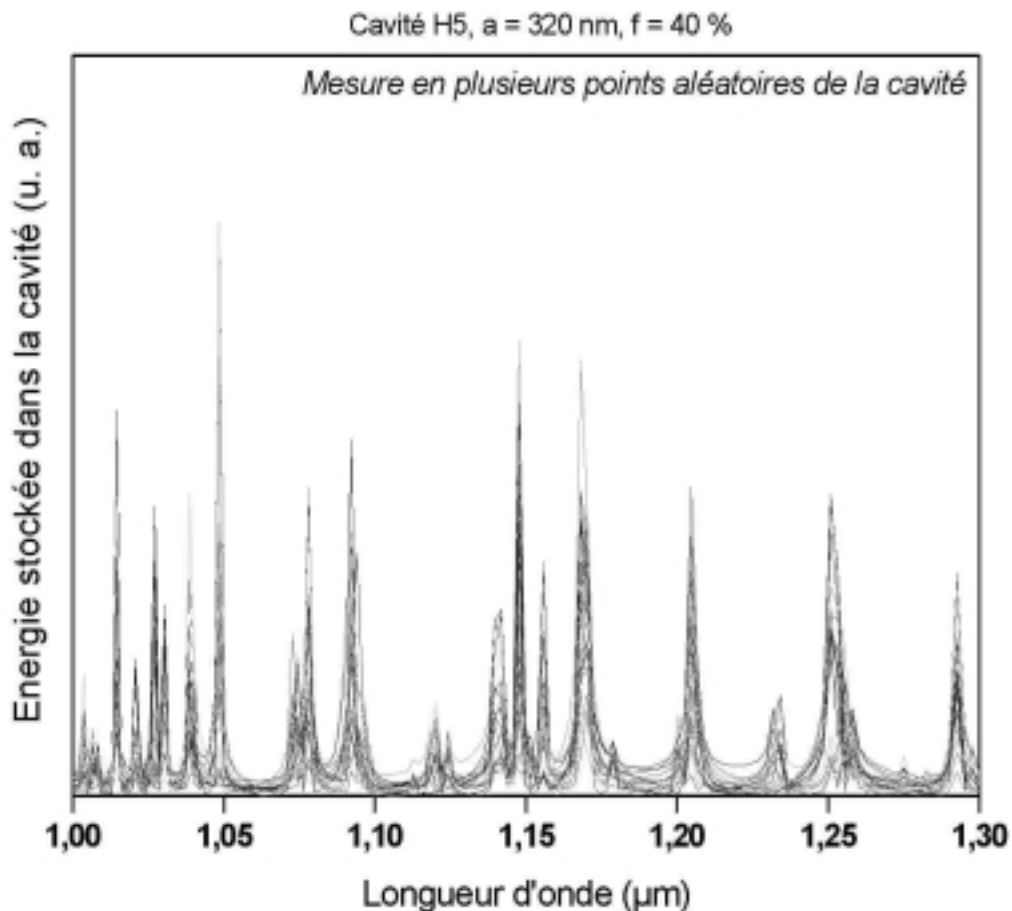


Figure 3-18 : Simulation des spectres de l'énergie stockée dans la cavité H5 (paramètre de maille $a = 320 \text{ nm}$ et facteur de remplissage en air $f = 40 \%$), en différents points à l'intérieur de celle-ci, en polarisation TE et au bout d'un temps suffisant pour que les modes soient établis.

Un résultat d'un tel calcul est donné à la Figure 3-18 dans le cas d'une cavité H5 sur substrat SOI (200 nm de silicium) dans un cristal photonique de paramètre de maille de 320 nm et de facteur de remplissage en air de 40 %. Ce graphe présente les spectres de la lumière contenue dans la cavité en différents points aléatoires de celle-ci au bout d'un temps de 8,7 ps. Pendant cette durée, les photons ont eu le temps de parcourir environ 800 μm dans le silicium, ce qui paraît largement suffisant pour établir les modes résonnants.

Nous observons dans ce calcul des raies indiquant la position des modes résonnants. En réalisant le même calcul pour plusieurs positions de la source, nous pouvons estimer qu'il y a 18 modes (sans compter leur dégénérescence) sur la largeur de la bande d'émission du silicium (pour des longueurs d'onde de 1,07 à 1,22 μm). Cette valeur est à comparer au calcul réalisé par Benisty et al. [47], où un nombre de modes d'environ 100 est estimé sur la largeur complète de la bande interdite en tenant compte de la dégénérescence. Sachant que les modes sont souvent dégénérés plusieurs fois et sachant que la bande interdite est un peu plus de deux fois plus large que la raie d'émission du silicium, le nombre de 18 modes est satisfaisant.

Connaissant les limites de la FDTD évoquées plus haut, il est toutefois possible de se risquer à comparer ce calcul avec la mesure de photoluminescence (Figure 3-17). La densité de mode importante qui est observée autour de la longueur d'onde de 1,15 μm est également présente dans le calcul. Il semblerait même que le nombre de modes observés autour de cette longueur d'onde soit supérieur à celui qui est calculé. Cette différence pourrait provenir de la levée de dégénérescence des modes dans l'expérience, induite par des défauts dans la symétrie de la cavité.

Finalement, le calcul FDTD ne nous permet pas d'apporter beaucoup de renseignements concernant la mesure. Le calcul direct des fréquences propres du système est théoriquement possible en utilisant la méthode des ondes planes, mais il nécessite de grosses ressources informatiques.

c) Effet de la polarisation (parallèlement au plan)

Seul un gap TE existe pour ce cristal photonique. Ainsi, les photons des modes résonnants sont polarisés TE. (Selon notre convention, la polarisation TE correspond au cas où le champ électrique est contenu dans le plan.) Pour un mode quelconque, cette information sur la polarisation est perdue lorsque ce photon est rayonné hors du plan. Cependant, dans le cas particulier des modes longitudinaux (les modes qui sont établis entre deux faces de l'hexagone) le rayonnement de la cavité se fait majoritairement dans le plan perpendiculaire à la cavité et passant au centre du mode [127]. Alors, comme le champ électrique (tangential) est continu aux interfaces diélectriques, le rayonnement hors du plan de ce genre de mode est

également polarisé. Il est donc éventuellement possible de distinguer ces modes dans la mesure en polarisant la lumière collectée. Néanmoins, dans la cavité hexagonale, ces modes longitudinaux sont dégénérés trois fois par symétrie. La distinction d'un de ces trois modes est possible uniquement si la dégénérescence est levée par les imperfections de la structure.

Une telle mesure polarisée est rapportée à la Figure 3-19. La photoluminescence d'une cavité H5 est donnée dans trois conditions différentes : sans polariseur, avec le polariseur selon une certaine direction d'origine 0° et avec le polariseur selon la direction en quadrature (90°). La raie de plus forte photoluminescence semble composée de deux contributions : l'une à la longueur d'onde de $1,147 \mu\text{m}$ et l'autre à la longueur d'onde de $1,153 \mu\text{m}$. Alors que la raie à $1,153 \mu\text{m}$ ne semble pas affectée par la rotation du polariseur (ceci est vrai quel que soit l'angle de celui-ci), la raie à $1,147 \mu\text{m}$ peut être quasiment entièrement éteinte pour une certaine direction de polarisation. Ceci signifie donc que cette composante est issue d'un mode longitudinal et que la dégénérescence de ce mode est levée.

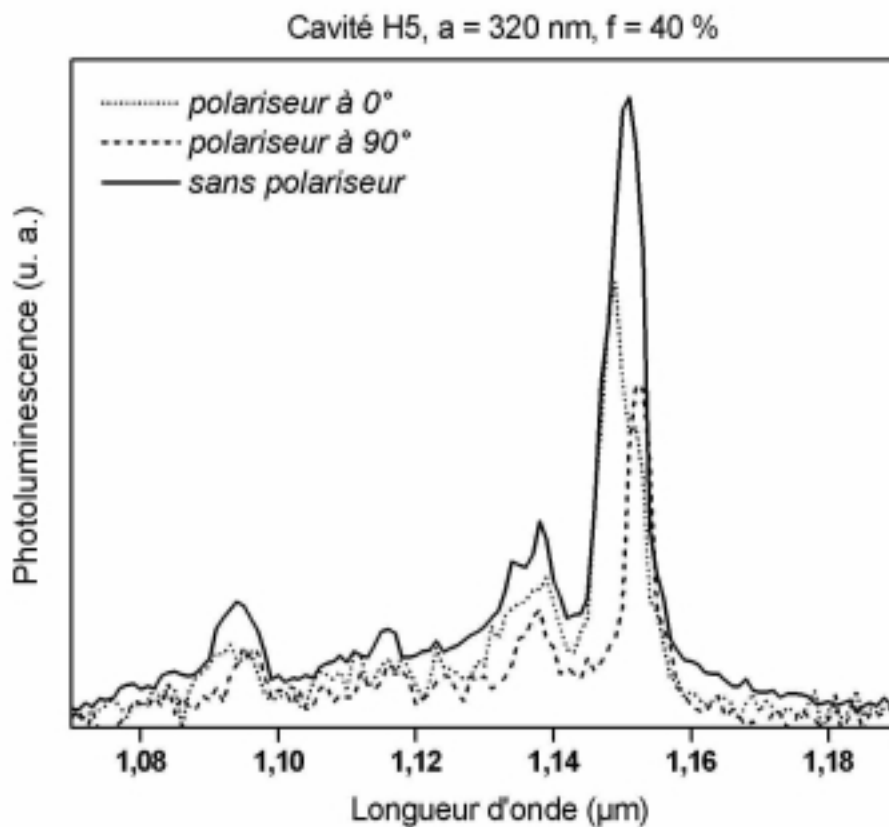


Figure 3-19 : Spectres de photoluminescence d'une cavité H5 dans un cristal photonique hexagonal de trous d'air (période $a = 320 \text{ nm}$, facteur de remplissage en air 40%) gravé sur substrat SOI en fonction de l'angle du polariseur placé à l'entrée de la fibre de collection, dans un plan parallèle au plan de la cavité.

Dans ce cas particulier, des largeurs de raies plus étroites, de l'ordre de la limite de résolution de la mesure (5 nm) sont observées lorsque le polariseur est placé à 90° . Ainsi,

même si nous ne sommes pas certains de mesurer un mode résonnant unique, nous pouvons dire qu'il existe des modes résonnants de facteurs de qualité plus élevés que 250.

d) Décalage des modes lorsque le paramètre de maille varie

Plusieurs cavités H5 sont réalisées avec des paramètres de maille de 320, 330, 340 et 350 nm. Dans ces quatre cas, la raie d'émission du silicium demeure à l'intérieur de la bande interdite photonique TE. Les spectres de photoluminescence de ces cavités sont donnés Figure 3-20. Les mêmes modes résonnants (ou familles de modes) se retrouvent d'un spectre à l'autre. Ces raies sont numérotées de *a* à *j*. Les intensités différentes d'un spectre à l'autre pour le même mode proviennent de la forme de la raie d'émission du silicium.

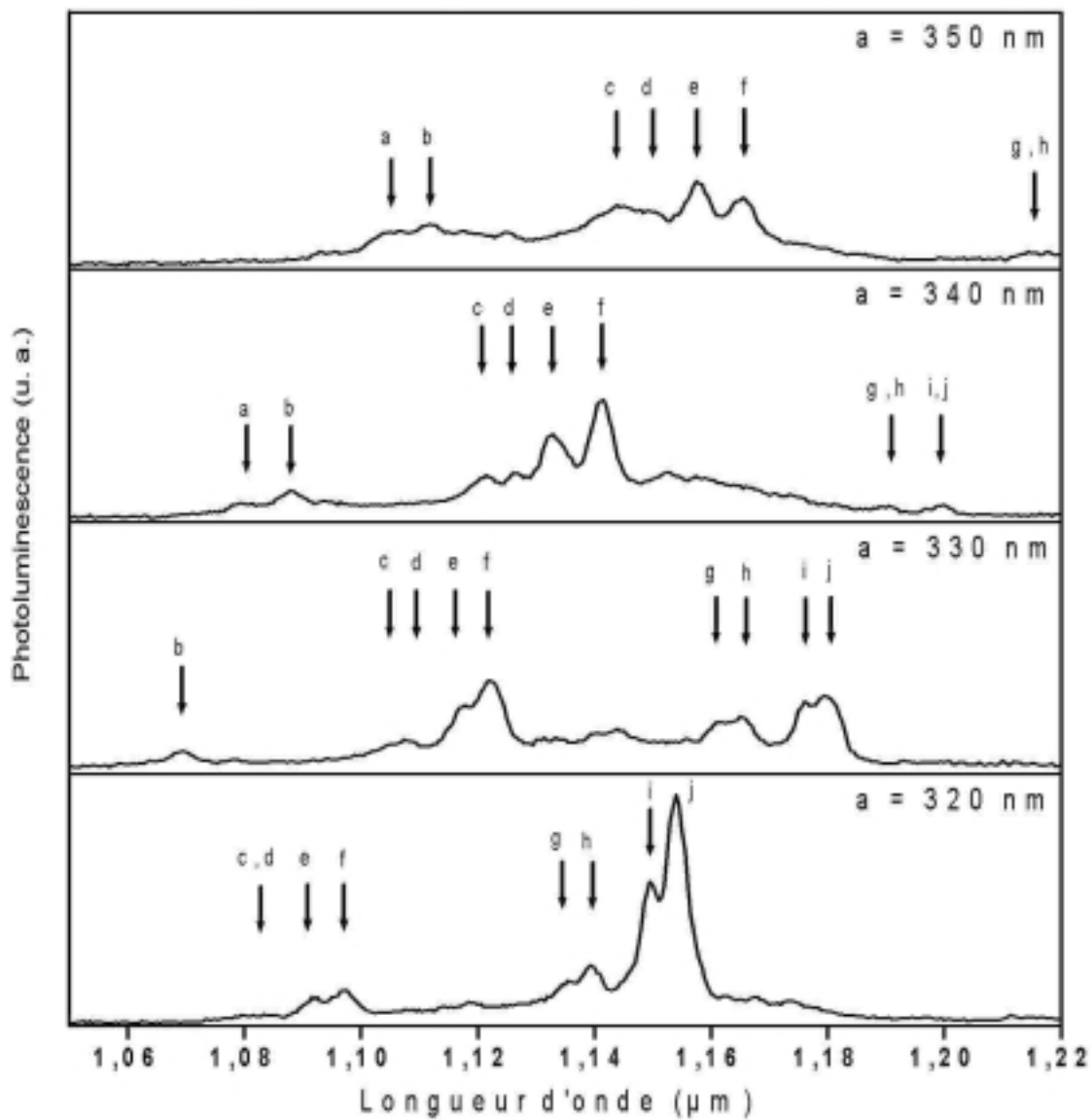


Figure 3-20 : Spectres de photoluminescence d'une cavité H5 dans un cristal photonique hexagonal de trous d'air (facteur de remplissage en air 40 %) gravé sur substrat SOI lorsque le paramètre de maille a du cristal varie et prend les valeurs $a = 320, 330, 340$ et 350 nm. (température 80 K, résolution 5 nm, laser 50 mW au niveau de l'échantillon)

Lorsque le paramètre de maille diminue, la dimension de la cavité diminue également, ce qui doit entraîner un décalage des modes vers des longueurs d'onde plus faibles. C'est bien ce qui est observé ici. La régularité du décalage suggère une bonne maîtrise de la fabrication. Une réduction de 8,7 % du paramètre de maille induit un décalage moyen des modes de 6,5 %. Théoriquement, ces deux valeurs devraient être égales car, comme nous l'avons vu Chapitre 1 -2.1.1, le même comportement physique est observé si nous changeons simultanément la longueur d'onde et les dimensions du système dans les mêmes proportions. La dérive qui est mesurée ici peut s'expliquer de deux façons :

- Dans le plan de la couche de silicium, les dimensions sont modifiées de 8,7 %, mais l'épaisseur de silicium reste inchangée. Ainsi, tandis que l'indice effectif du mode guidé dans la couche devrait rester constant, celui-ci augmente lorsque les dimensions dans le plan et la longueur d'onde sont réduites. D'où une diminution moins rapide de la longueur effective de la cavité.
- Le facteur de remplissage en air des cristaux photoniques est éventuellement différent d'un échantillon à l'autre. Les quatre échantillons mesurés ici ont été gravés en même temps, mais la gravure ionique réactive est sensible aux effets de proximité sur de tels motifs. Il est possible que les trous du cristal de plus petit paramètre de maille soient proportionnellement plus larges que les trous du cristal de plus grand paramètre de maille. La dernière étape de la fabrication où l'on fait croître un oxyde de 5 nm sur les flancs des trous accentue aussi cet effet. Ceci entraînera une diminution moins rapide de la dimension de la cavité lorsque le paramètre de maille est réduit.

5.2. Micro-cavités sur substrat optique 6 périodes

5.2.1. Cavités H5

Des cavités H5 ont également été réalisées sur le substrat optique. La Figure 3-21 présente une mesure de photoluminescence d'une telle cavité lorsque le paramètre de maille du cristal vaut 320 nm. A nouveau, des raies provenant des modes résonnants sont mises en évidence. Le niveau du signal collecté sur les modes résonnants est du même ordre de grandeur, voire plus faible, que dans le cas des cavités sur substrat SOI mesurées dans les mêmes conditions (Figure 3-17 et Figure 3-20). Le substrat optique ne semble donc pas favoriser le rayonnement hors du plan des cavités.

Les plus petites largeurs de raie observées sont de l'ordre de 10 nm. Elles ne sont pas limitées par la résolution de la mesure (5 nm), mais elles ne nous renseignent pas pour autant

sur les facteurs de qualité des modes car une raie peut être composée de plusieurs modes très rapprochés en énergie. Il est aussi possible que le substrat optique dégrade de façon significative le facteur de qualité des modes résonnants planaires et élargisse leur largeur de raie. En effet, nous avons vu auparavant que le substrat optique favorise l'extraction hors du plan du fait de l'existence d'un mode résonnant perpendiculaire au plan, ce qui se traduit par des pertes accrues. Au prochain paragraphe, une étude théorique sera faite dans le but d'estimer l'influence de l'accord de la cavité verticale sur le facteur de qualité des modes planaires.

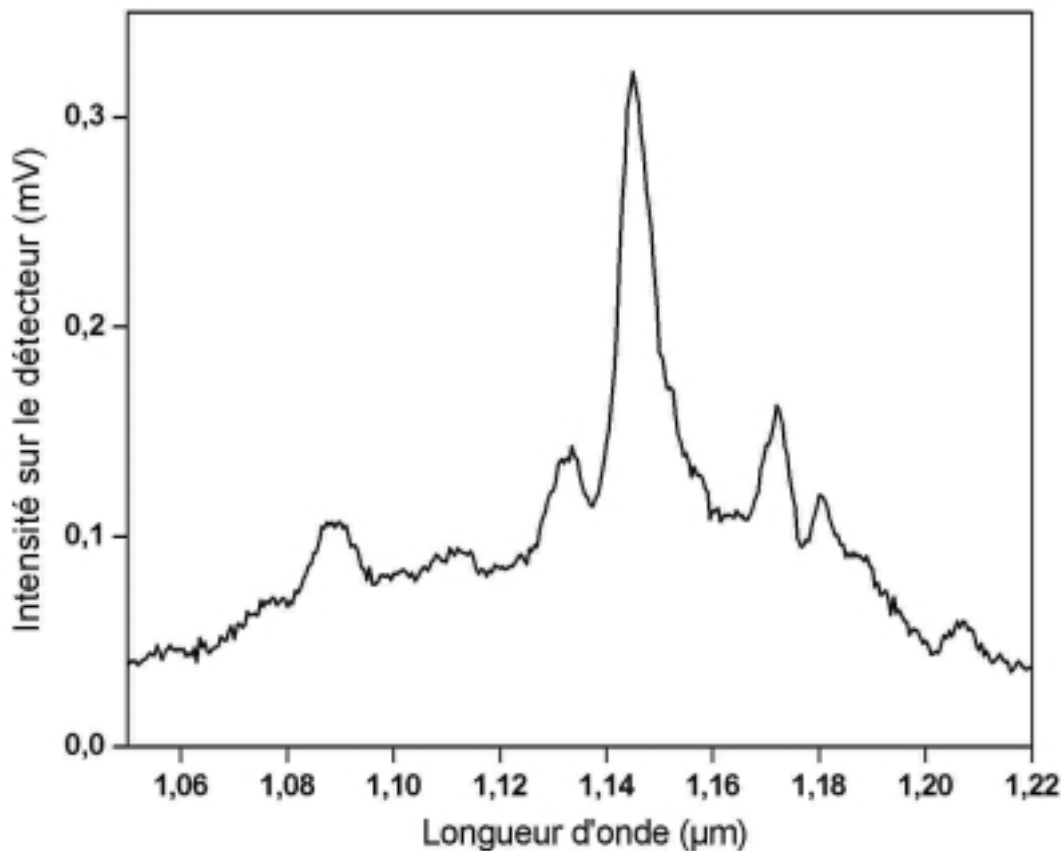


Figure 3-21 : Spectre de photoluminescence d'une cavité H5 dans un cristal photonique hexagonal de trous d'air (période $a = 320$ nm, facteur de remplissage en air 40 %) gravé sur substrat optique. (température 80 K, résolution 5 nm, laser 50 mW au niveau de l'échantillon)

5.2.2. Calculs d'optimisation du substrat optique

Les substrats optiques que nous avons utilisés semblent mal adaptés pour obtenir de forts facteurs de qualité pour les modes planaires car ils introduisent des pertes hors du plan. Un calcul FDTD peut nous confirmer cette hypothèse et nous donner une structure verticale mieux adaptée. Pour cela, nous proposons de calculer le facteur de qualité d'un mode à l'intérieur d'une cavité sur substrat optique en fonction de l'épaisseur de la couche de silice entre le silicium et le miroir enterré. L'épaisseur de la couche de silicium n'est pas modifiée

dans la simulation car elle est à la fois suffisamment épaisse pour la réalisation de cristaux photoniques et suffisamment fine pour être mono-mode. De plus, cette épaisseur découle de l'utilisation de substrats SOI commerciaux standards. Au contraire, la couche de silice est relativement facilement ajustable en épaisseur puisqu'elle constitue la couche de collage moléculaire lors de la fabrication des substrats et que peu de contraintes limitent sa variation en épaisseur.

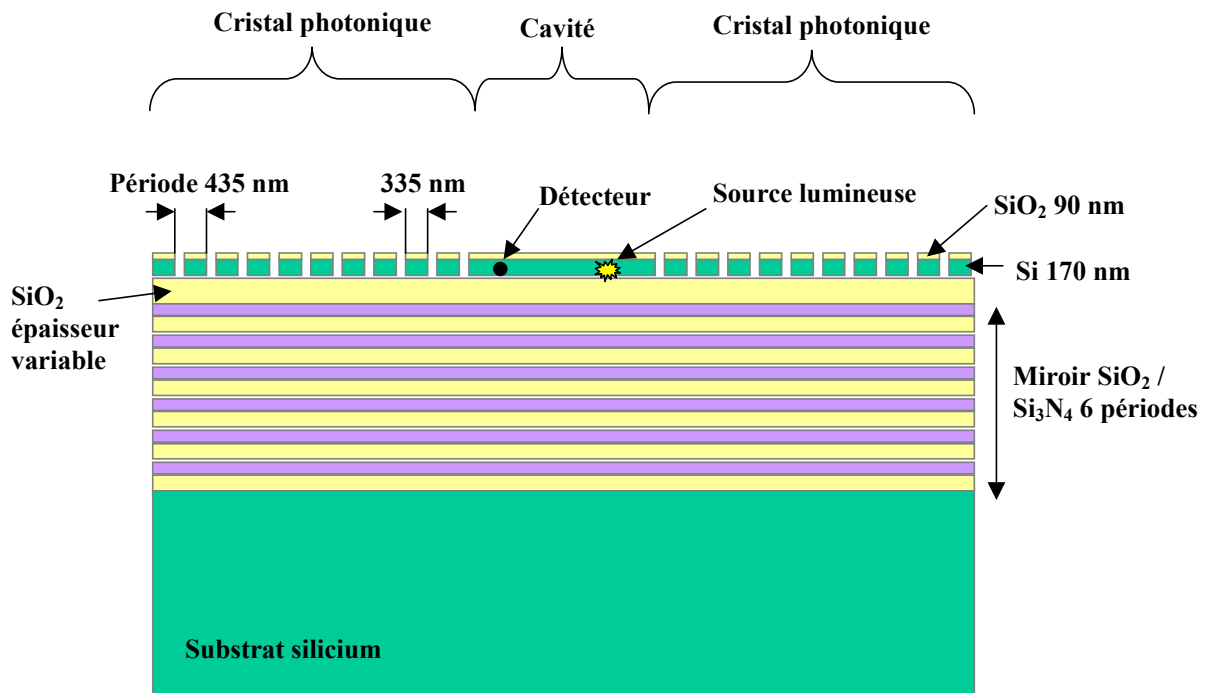


Figure 3-22 : Structure bidimensionnelle utilisée pour simuler le facteur de qualité de modes résonnants planaires sur substrat optique lorsque l'épaisseur de silice entre le miroir diélectrique et la couche de silicium varie.

Considérons la structure dessinée à la Figure 3-22. C'est un modèle bidimensionnel de la coupe d'une cavité H5 sur substrat optique. Toutes les épaisseurs sont celles du substrat optique, sauf celle de la couche de silice qui est variable. Cette structure est supposée infinie perpendiculairement au plan de la coupe. Les cristaux photoniques correspondent donc à des tranchées d'air dans la couche de silicium et leurs dimensions ont été adaptées pour réfléchir les longueurs d'onde autour de $1,15 \mu\text{m}$ en polarisation TE. Le facteur de qualité d'un mode à l'intérieur de la cavité est calculé en regardant la décroissance de son énergie. Pour cela, deux calculs différents sont réalisés pour chaque épaisseur de silice :

- Dans un premier temps, un dipôle à l'intérieur de la cavité émet un pulse lumineux très court temporellement et de polarisation TE pour exciter les modes de la cavité. Un détecteur à l'intérieur de la cavité relève la variation temporelle de signal et nous permet de remonter au spectre des modes de la cavité. Le résultat de cette

étape de calcul est donné à la Figure 3-23 où l'on reconnaît le peigne des modes Fabry-Pérot d'une cavité unidimensionnelle. Tous les modes n'ont pas la même amplitude car ils sont excités (détectés) différemment selon la position relative de la source (du détecteur) et du mode. Nous avons choisi de travailler avec le mode vers la longueur d'onde de 1,16 μm et ce premier calcul nous permet de relever exactement sa position.

- Ensuite, un pulse lumineux centré sur le mode résonnant considéré et de largeur spectrale beaucoup plus réduite (donc mieux défini spectralement) nous permet de n'exciter que le mode considéré (cf. insert de la Figure 3-23). Le détecteur dans la cavité mesure alors la décroissance temporelle de l'énergie de ce mode. Or la décroissance de l'énergie stockée $E_{stockée}$ dans la cavité est liée au facteur de qualité Q du mode par la relation :

$$E_{stockée} = E_0 \cdot e^{-\frac{2 \cdot \pi \cdot c \cdot t}{\lambda \cdot Q}}$$

où λ est la longueur d'onde, c la vitesse de la lumière dans le vide et E_0 une constante. On peut donc en déduire le facteur de qualité du mode.

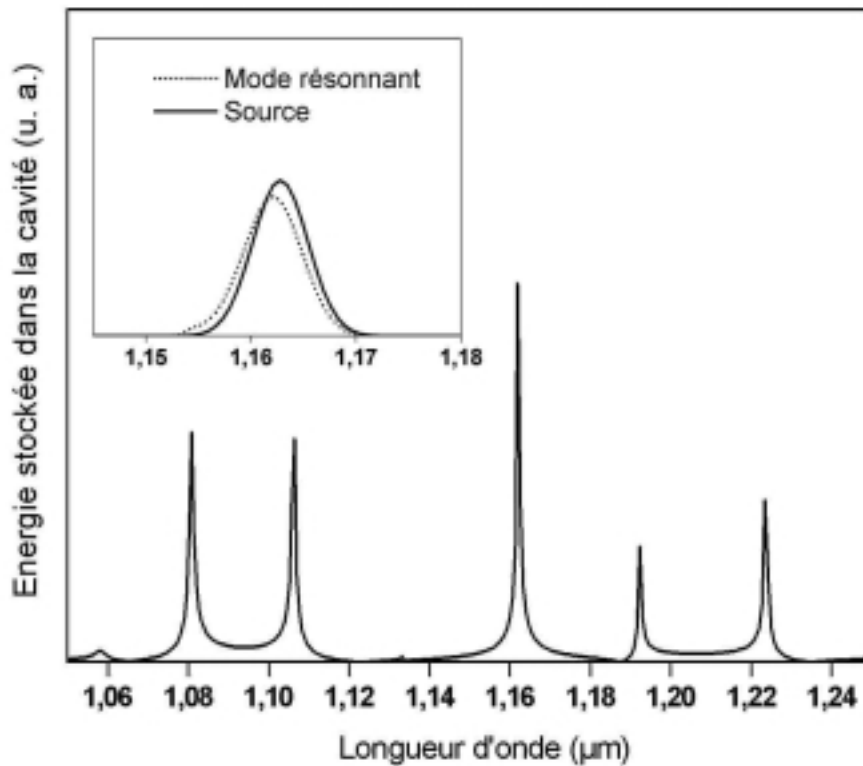


Figure 3-23 : Simulation du spectre de l'énergie stockée dans la cavité de la Figure 3-22 en un point à l'intérieur de celle-ci et en polarisation TE. Insert : excitation exclusive du mode à la longueur d'onde de 1,16 μm environ.

Le résultat du calcul complet du facteur de qualité du mode vers la longueur d'onde de $1,16\ \mu\text{m}$ lorsque l'épaisseur de silice varie de 0 à 450 nm est donné à la Figure 3-24.

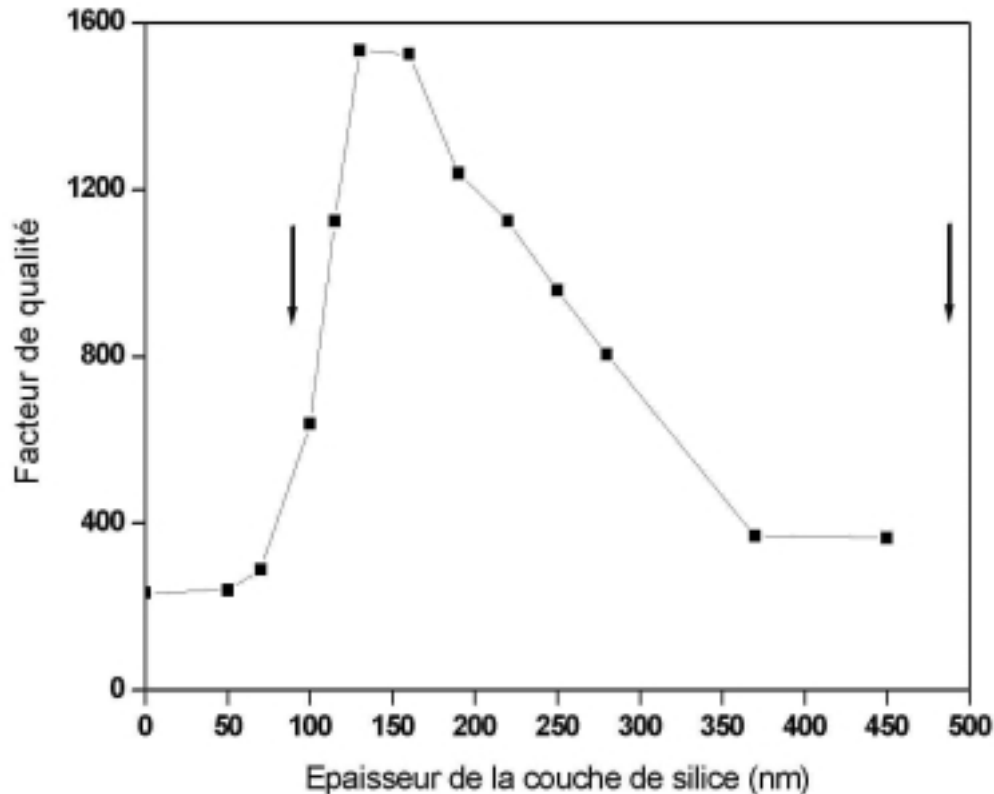


Figure 3-24 : Variation du facteur de qualité du mode vers la longueur d'onde de $1,16\ \mu\text{m}$ dans la cavité planaire de la Figure 3-22 en fonction de l'épaisseur de silice entre la couche de silicium et le miroir diélectrique enterré. Les flèches indiquent les épaisseurs pour lesquelles la structure verticale est résonnante.

Un facteur de qualité maximal est obtenu pour une épaisseur de silice de 150 nm environ. Le cas le plus défavorable, où un facteur de qualité 6 à 7 fois inférieur est calculé, est atteint pour des épaisseurs faibles, et donc aussi dans le cas de notre réalisation (une épaisseur de 70 nm). Les flèches sur cette figure indiquent les épaisseurs pour lesquelles il existe un mode résonnant de la structure verticale. Nous pouvons voir que lorsqu'il y a une résonance verticale, le facteur de qualité du mode est faible. Cette observation confirme donc le fait que ce mode résonnant vertical introduit des pertes pour les modes planaires.

A titre de comparaison, la même étude est menée sur substrat SOI (90 nm SiO_2 / 200 nm Si / x nm SiO_2 / substrat Si). Le facteur de qualité du même mode résonnant de la même cavité est étudié en fonction de l'épaisseur x de la couche de silice enterrée. Cette simulation est rapportée à la Figure 3-25. Nous pouvons voir que la variation du facteur de qualité du mode résonnant planaire est moins contrastée que dans le cas du substrat optique. Un facteur de qualité maximal est obtenu pour 250 nm de silice environ, mais celui-ci est plus faible que

le facteur de qualité maximal sur substrat optique, d'où l'intérêt de ce dernier. La flèche sur la figure indique l'épaisseur pour laquelle il y a une bonne transmission (résonance) de la structure verticale. Cette position correspond à une épaisseur de silice d'une demi longueur d'onde. Cette couche favorise le couplage de la lumière avec le substrat, d'où une diminution du facteur de qualité dans le plan.

Si nous comparons les deux points correspondants à nos réalisations expérimentales (70 nm pour le substrat optique et 400 nm pour le SOI), le facteur de qualité calculé est plus élevé sur substrat SOI que sur substrat optique. Ceci est en accord avec nos observations expérimentales, où les raies des modes résonnants planaires sur SOI semblaient plus étroites que celles sur substrat optique.

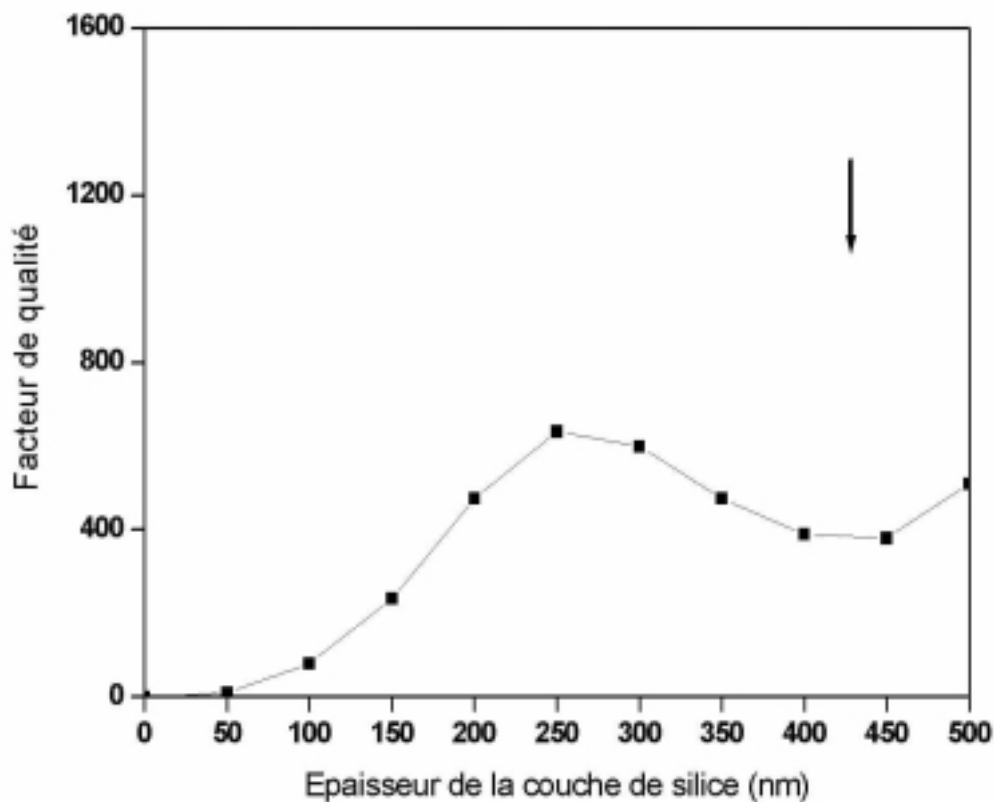


Figure 3-25 : Variation du facteur de qualité du mode vers la longueur d'onde de $1,16 \mu\text{m}$ dans la cavité planaire de la Figure 3-22 mais sur substrat SOI en fonction de l'épaisseur de la couche enterrée de silice. La flèche indique l'épaisseur pour laquelle la structure verticale est résonnante.

5.3. Facteur de Purcell

En 1946, Purcell prédisait que le taux d'émission spontanée d'un atome, ou la durée de vie de son état excité, seraient fortement modifiés s'il était placé dans une cavité dont les dimensions seraient proches de la longueur d'onde [59]. Dans le cas d'une cavité avec des parois parfaitement réfléchissantes, si les fréquences de transition de l'atome ne coïncident pas exactement avec les modes résonnants de la cavité, l'atome ne pourra émettre aucun

photon. Par contre si une transition correspond en énergie à une résonance, le photon associé pourra être émis plus rapidement. Dans le cas général, pour un mode non dégénéré, on montre que l'accroissement du taux d'émission spontanée à la résonance par rapport à l'espace libre vaut [129] :

$$F_p = \frac{3Q(\lambda/n)^3}{4\pi^2 V_{eff}}$$

où Q est le facteur de qualité du mode résonnant de la cavité, λ sa longueur d'onde, n l'indice optique et V_{eff} le volume du mode.

Dans le cas de nos cavités H5, nous avons estimé un facteur de Purcell F_p de l'ordre de 0,13, pour un mode non dégénéré. (La dégénérescence multiplie d'autant le facteur de Purcell.) Cette valeur est calculée pour la largeur de la raie d'émission du silicium de 60 nm, à la longueur d'onde de 1,15 μm , avec un indice effectif de 3,01 et en prenant un mode longitudinal de volume 0,2x1x3 μm^3 . Le point qui nous limite particulièrement est la largeur de la raie d'émission du silicium qui est bien plus étendue que les largeurs de raie des modes de la cavité (5nm ou moins) et qui « dilue » donc l'effet Purcell. La dimension relativement grande de la cavité constitue aussi un facteur limitant puisqu'il en découle des volumes modaux importants. Néanmoins, il semble relativement facile, avec un émetteur plus étroit spectralement et une cavité plus réduite, de gagner au moins un facteur 100 par rapport à cette valeur. Par exemple, une cavité H1 sur le même substrat et dans le même cristal photonique mesurée à la température de 10K (la largeur de la raie d'émission du silicium est alors réduite à 15 nm) présenterait un facteur de Purcell de l'ordre de 16.

Ainsi, le régime d'augmentation de l'émission spontanée pourrait être atteint. Des études dans ce sens sont en cours au laboratoire. Une expérience de mesure de la durée de vie des porteurs a été mise en place justement pour tenter de mettre en évidence cet effet. Rappelons que ce régime d'augmentation n'a jamais été mesuré jusqu'ici dans les cavités à cristaux photoniques.

5.4. Conclusions sur les cavités hexagonales

Dans cette partie, nous avons caractérisé par photoluminescence des cavités planaires hexagonales à cristaux photoniques. Des modes résonnants ont pu être mis en évidence (avec des facteurs de qualité supérieurs à 250), ainsi que leur déplacement lorsque la taille de la cavité varie. Cette dernière propriété, qui est bien maîtrisée expérimentalement, nous permettrait de choisir la longueur d'onde désirée pour une application visée. Malheureusement, la taille importante des cavités ne nous a pas permis d'identifier clairement les modes, mis à part dans un cas particulier en polarisant la lumière collectée.

L'influence du miroir diélectrique enterré a été étudiée à la fois expérimentalement et théoriquement. Il semble que les plus forts facteurs de qualité pour les modes planaires soient atteints lorsque la structure verticale est anti-résonnante. Dans ce cas, on pourrait espérer bénéficier d'une augmentation de taux d'émission spontanée du matériau. Ce genre de structure est donc bien indiquée pour la fabrication des sources de lumière efficaces pour, par exemple, une émission dans un guide dans le plan.

Si aucun « échappatoire » n'existe dans le plan pour les photons, ceux-ci seront extraits hors du plan. Effectivement, une forte augmentation de l'extraction, jusqu'à un facteur 16, est observée pour les modes résonnants. Cependant, nous n'avons pas pu déterminer s'il valait mieux avoir un fort facteur de qualité dans le plan en utilisant une structure verticale anti-résonnante (et en bénéficiant éventuellement d'un facteur de Purcell supérieur à 1) ou s'il était préférable de réaliser une structure verticale résonnante qui pourrait favoriser l'extraction hors du plan.

6. Extracteur de lumière à cristal photonique sans défauts

6.1. Introduction

Au paragraphe précédent, nous avons vu un premier moyen d'extraire efficacement la photoluminescence hors du plan. Cependant, cette extraction n'est réalisée que pour les photons polarisés TE dans le plan et pour certaines longueurs d'onde données, ce qui impose un contrôle très précis de la fabrication en vue d'une application. De plus, pour de grandes cavités comme celles vues précédemment, le lobe d'émission dépend de la distribution du mode résonnant et est donc éventuellement très anisotrope et difficilement exploitable dans un dispositif.

Pour les diodes électroluminescentes (LEDs), l'amélioration de l'efficacité quantique externe η_{ext} (et donc aussi de l'extraction de lumière) est un problème majeur. Dans le cas de LEDs conventionnelles non-encapsulées, η_{ext} est limité à une valeur d'environ 2 % pour une face car la majorité des photons reste piégée par réflexion totale interne à l'intérieur du matériau émetteur semi-conducteur de haut indice optique. Des efficacités plus importantes ont pu être obtenues en modifiant les caractéristiques de l'émission spontanée comme c'est le cas pour les LEDs à cavité résonnante [130, 131] ou en modifiant la géométrie de la LED en utilisant par exemple une pyramide tronquée inversée [132] ou, dans le cas des LEDs en couches fines, des réseaux [133], une structuration de surface aléatoire [134] ou des cristaux photoniques bidimensionnels [41, 106, 107, 135]. Dans cette dernière approche, le matériau

émetteur de lumière peut être séparé de la corrugation, ce qui conduit à un faible contraste d'indice latéral [41, 107, 135], mais les meilleurs résultats ont été obtenus lorsque le cristal photonique est gravé directement dans la couche active [106]. Cependant, aucun point particulier du diagramme de bande n'a été utilisé jusqu'ici dans la littérature pour réaliser cette extraction et aucun résultat n'a été rapporté sur silicium.

Dans l'approche qui suit, nous proposons d'utiliser des bandes particulières du cristal photonique à l'intérieur de la bande de conduction (pour des énergies plus grandes que la bande interdite) avec des vitesses de groupe faibles et proches du centre de la première zone de Brillouin.

6.2. Conception des extracteurs de lumière

Le diagramme de bandes du cristal photonique hexagonal de trous pour un facteur de remplissage en air de 40 % et pour les deux polarisations est donné à la Figure 3-26 dans le cas du substrat SOI (200 nm de silicium). Ce calcul est réalisé en deux dimensions avec l'approximation de l'indice effectif (pris à la longueur d'onde de 1,15 μm) dans la troisième direction.

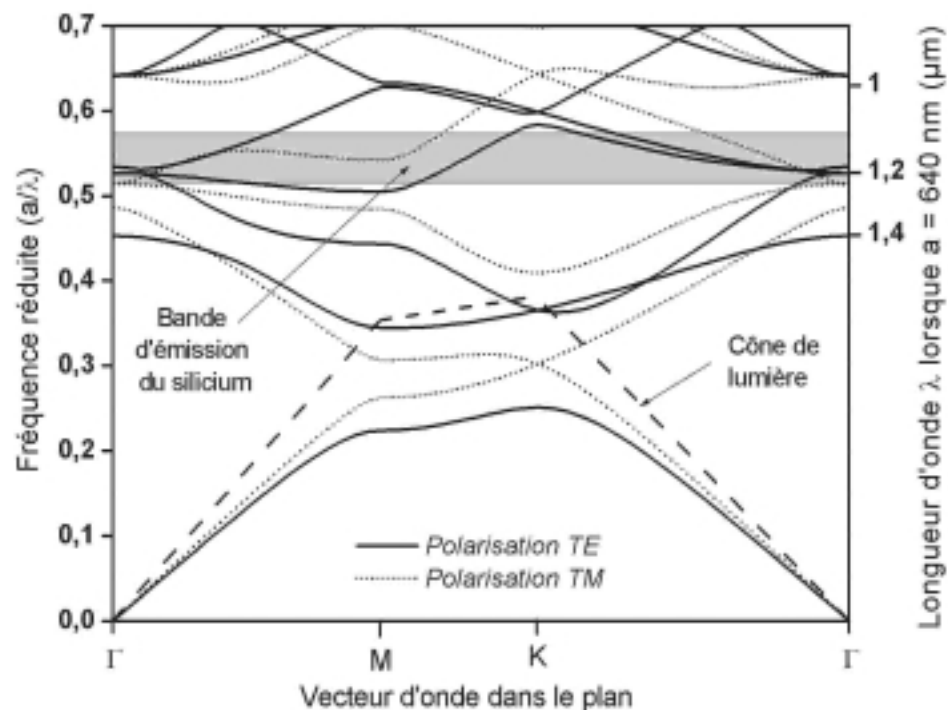


Figure 3-26 : Diagramme de bandes selon les directions de haute symétrie de la première zone de Brillouin d'un cristal photonique hexagonal de trous avec un facteur de remplissage en air de 40 % sur un substrat SOI (200 nm de silicium). Ce calcul est réalisé en deux dimensions, avec respectivement des indices optiques de 3,01 et 2,47 pour le silicium pour les polarisations TE et TM, correspondant aux indices effectifs des modes guidés planaires fondamentaux. a est le paramètre de maille du cristal.

La bande d'émission du silicium est indiquée sur le diagramme par une bande grisée lorsque le paramètre de maille est choisi autour de 640 nm. Pour ces longueurs d'onde et autour du point Γ (origine du réseau réciproque, donc au-dessus du cône de lumière), il existe trois bandes TE et deux bandes TM présentant une pente faible et créant donc une densité de mode élevée. De ce fait, les photons possédant cette énergie vont majoritairement subir la dispersion de ces modes, qui imposent une vitesse de groupe très réduite, et ils pourront donc se coupler aux modes radiatifs après un libre parcours moyen très faible dans le cristal. L'extension latérale du mode restera alors limitée. De plus, le vecteur d'onde des photons ainsi extraits dans le plan est faible puisque nous nous trouvons proche du point Γ , ce qui signifie qu'ils se coupleront aux modes rayonnés qui sont proches de la perpendiculaire au plan.

6.3. Extracteurs de lumière sur SOI

Dans un premier temps, ces structures sont réalisées sur substrat SOI.

6.3.1. Variations en fonction du paramètre de maille

Pour vérifier expérimentalement si ce processus d'extraction est efficace et afin de déterminer le meilleur paramètre de maille du cristal, nous avons mesuré 6 échantillons différents en photoluminescence, avec tous le même facteur de remplissage en air de 40 % et avec des paramètres de maille compris entre 560 et 660 nm. Les résultats sont rapportés à la Figure 3-27.

Des spectres de photoluminescence très différents sont observés lorsque le paramètre de maille change. La forme de la raie de photoluminescence du silicium non-structuré (Figure 3-4) est complètement modifiée. De façon générale, nous voyons plusieurs raies sur ces spectres. Celles-ci possèdent des facteurs de qualité compris entre 50 et 60 et elles sont attribuées aux contributions des différentes bandes à l'extraction. Le déplacement des raies en fonction du paramètre de maille est à relier au déplacement de ces bandes. Cependant, à cause de la géométrie de collection de l'objectif Cassegrain utilisé (Figure 3-28), l'interprétation de la position relative de ces raies et des modes sur le diagramme de bande n'est pas évidente. En effet, une extraction efficace ne peut être observée que lorsque les photons considérés ont l'énergie d'une bande à faible vitesse de groupe et lorsque sur cette bande les photons ont un vecteur d'onde correspondant à un mode rayonné qui est collecté par l'objectif.

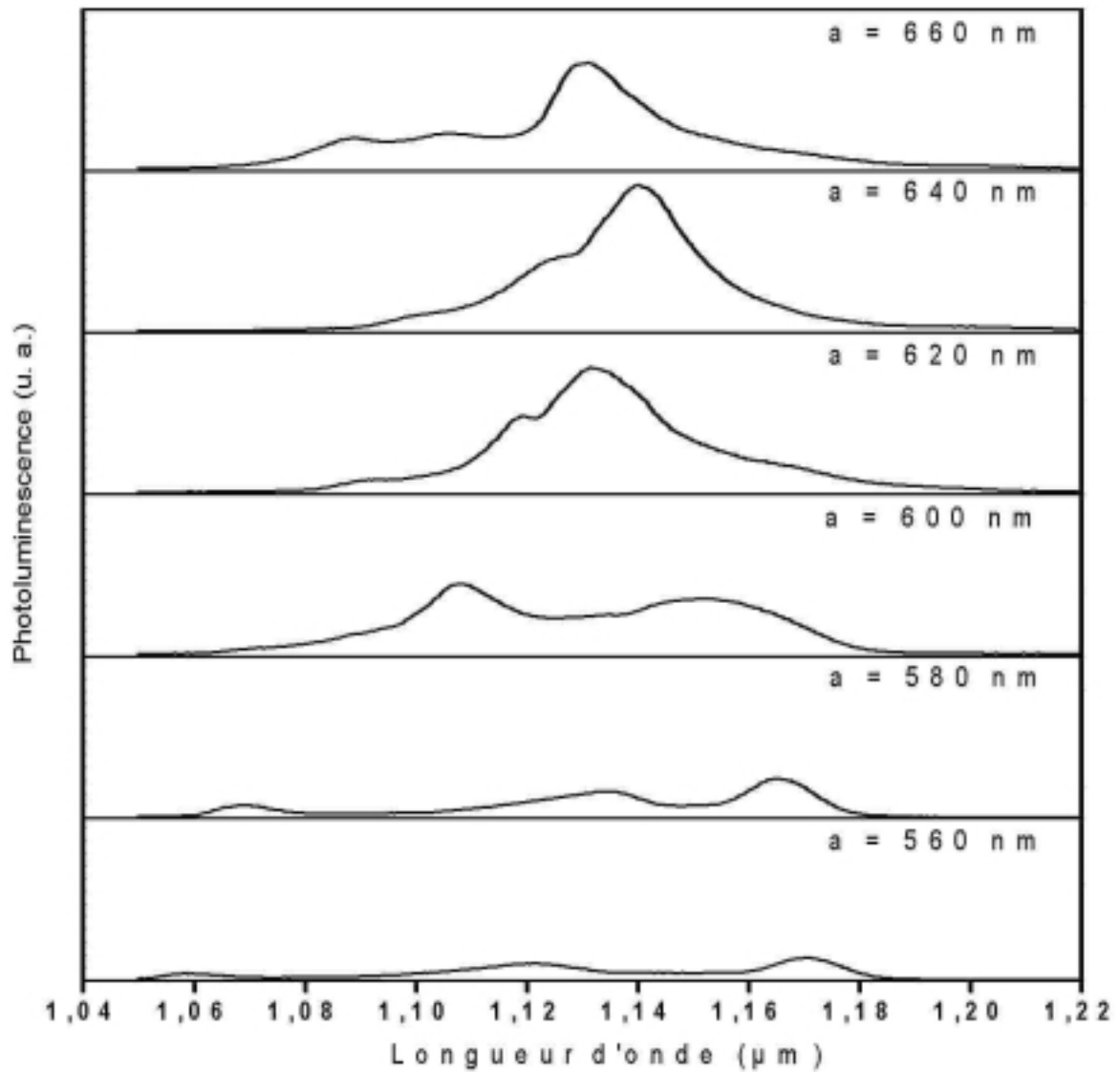


Figure 3-27 : Spectres de photoluminescence d'un cristal photonique hexagonal de trous d'air (facteur de remplissage en air 40 %) gravé sur substrat SOI lorsque le paramètre de maille a du cristal varie et prend les valeurs $a = 560, 580, 600, 620, 640$ et 660 nm. (température 80 K, résolution 5 nm, laser 50 mW au niveau de l'échantillon)

En conséquence, la lumière est probablement extraite ici selon des directions particulières. Un calcul théorique par FDTD dans la suite de ce paragraphe confortera cette affirmation. Il aurait été intéressant ici de mesurer les lobes d'émission de ces échantillons selon plusieurs directions du cristal. Cependant, de telles mesures nécessitent le développement d'un nouveau corps de cryostat et d'un porte-échantillon différent. Ces actions sont en cours actuellement mais n'ont pas pu être réalisées dans le temps imparti pour ce travail.

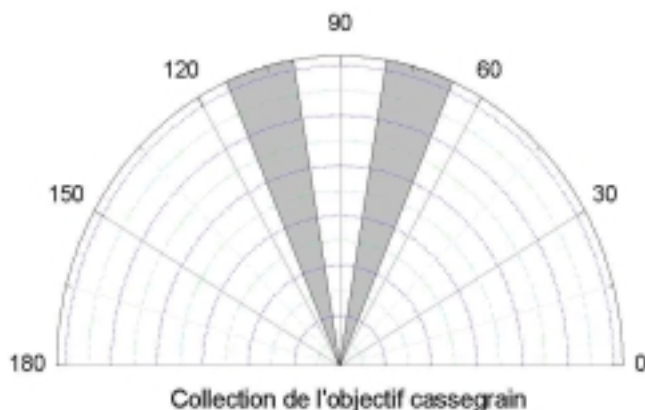


Figure 3-28 : Angles collectés (zones grisées) par l'objectif à miroirs X25 représentés dans un demi-espace. Cette collection est symétrique de révolution et l'échantillon est supposé à l'origine de ce graphe.

6.3.2. Discussion dans le cas $a = 640$ nm

La meilleure extraction est obtenue lorsque le paramètre de maille du cristal photonique vaut 640 nm. Dans ce cas, l'intensité de photoluminescence intégrée est 42 fois plus importante que celle du substrat SOI (Figure 3-29). En tenant compte du volume de matériau émetteur de lumière, ceci correspond à une augmentation de $42 / 0,6 \approx 70$. A la longueur d'onde de $1,14 \mu\text{m}$, cette augmentation normalisée de l'extraction atteint un facteur $54 / 0,6 = 90$. Sachant qu'une couche de silicium entourée d'oxyde possède une efficacité d'extraction de 2,1 % par face et une géométrie sphérique du lobe d'émission, nous savons que notre dispositif expérimental collecte 0,5 % de la lumière générée dans un échantillon de substrat SOI. Ainsi, nous pouvons en déduire que dans le cas de l'échantillon à cristaux photoniques, à la longueur d'onde de $1,14 \mu\text{m}$, nous collectons $0,50 \times 90 = 45$ % de la lumière émise par le silicium, et ceci dans un angle solide réduit et sur une seule face de l'échantillon. Ceci confirme le fait que l'extraction possède une certaine directivité.

Cependant, une partie de l'émission est perdue dans le substrat, d'autant plus que l'épaisseur de la couche de silice enterrée (400 nm) vaut environ $\lambda/4$ (avec λ la longueur d'onde), ce qui n'est pas favorable pour une émission vers l'air, mais plutôt favorable pour une émission vers le substrat de silicium. C'est la raison pour laquelle ce genre de structures furent ensuite réalisées sur un substrat optique.

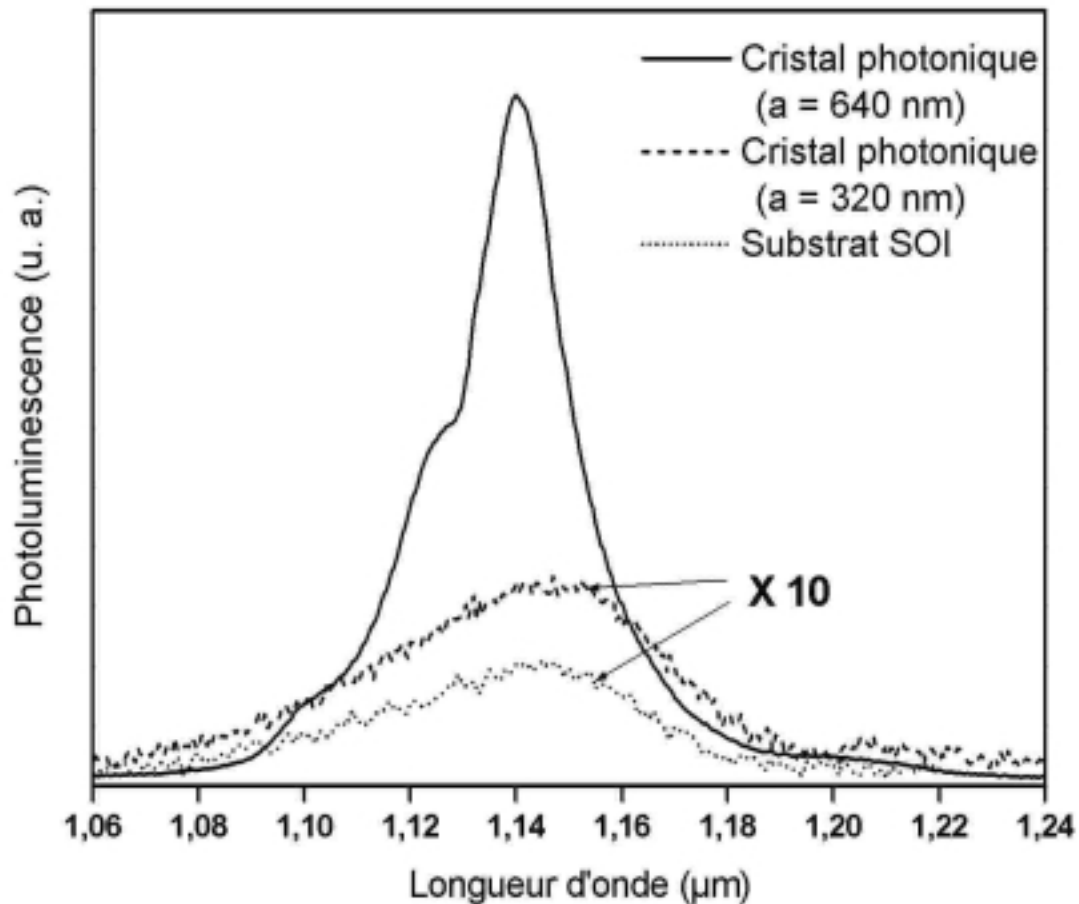


Figure 3-29 : Spectres de photoluminescence de deux cristaux photoniques hexagonaux de trous d'air avec des périodes $a = 320$ nm et $a = 640$ nm (facteur de remplissage en air 40 %) gravés sur substrat SOI et spectre du substrat SOI. (température 80 K, résolution 5 nm, laser 50 mW au niveau de l'échantillon)

6.4. Extracteurs de lumière sur substrat optique

6.4.1. Résultats de photoluminescence

Six échantillons des cristaux photoniques hexagonaux de trous d'air avec un facteur de remplissage en air de 40 % ont été réalisés sur un substrat optique. Les cristaux sont gravés dans la couche de silicium de 170 nm d'épaisseur et les paramètres de maille valent respectivement pour chaque échantillon : 560, 580, 600, 620, 640 et 660 nm. Les spectres de photoluminescence correspondants sont rapportés à la Figure 3-30. Les spectres des mêmes cristaux photoniques sur substrat SOI sont également donnés.

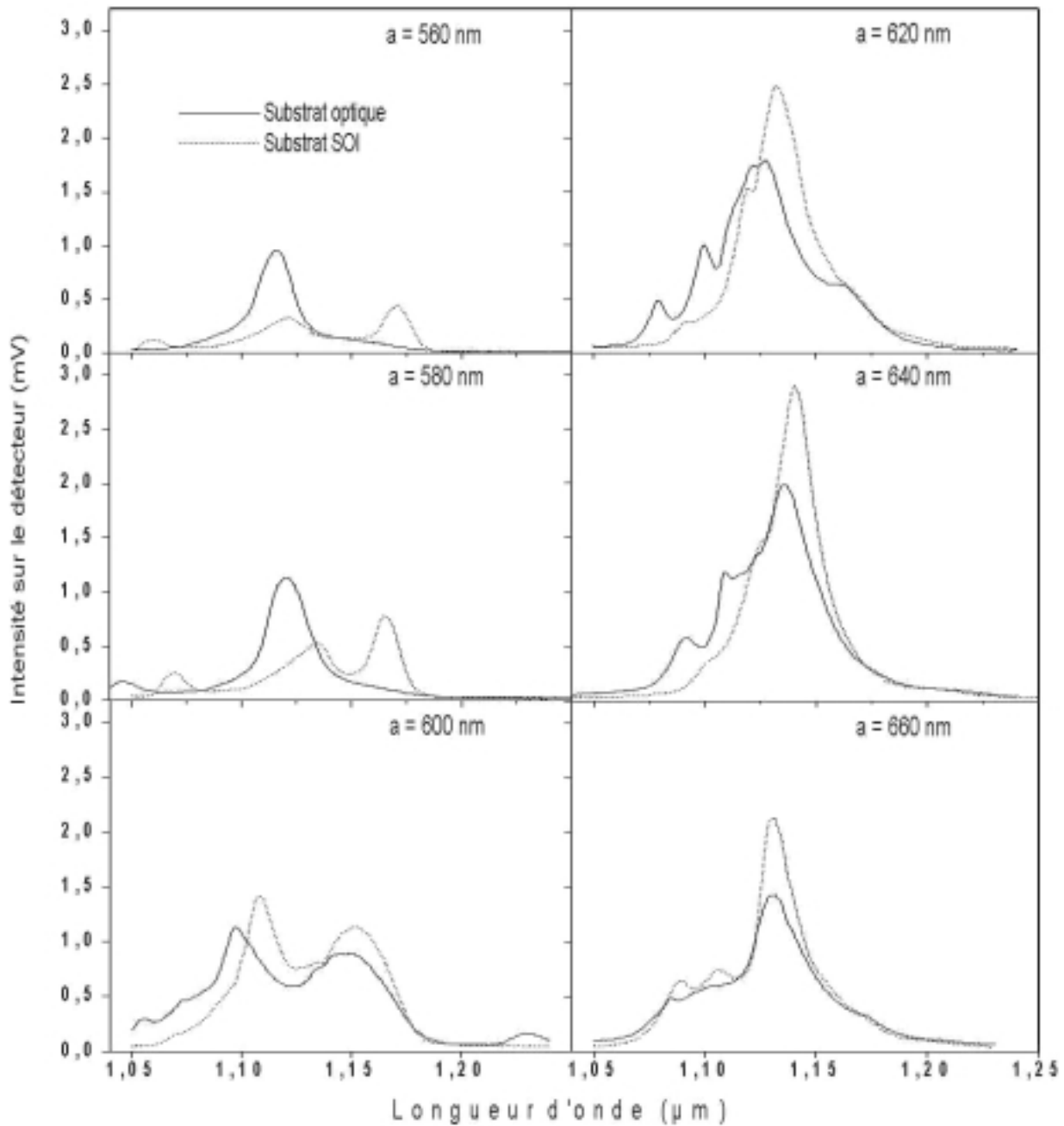


Figure 3-30 : Spectres de photoluminescence d'un cristal photonique hexagonal de trous d'air (facteur de remplissage en air 40 %) gravé sur substrat optique (170 nm de silicium) lorsque le paramètre de maille a du cristal varie et prend les valeurs $a = 560, 580, 600, 620, 640$ et 660 nm. Les spectres des mêmes cristaux sur substrat SOI (200 nm de silicium) sont également rapportés. (température 80 K, résolution 5 nm, laser 50 mW au niveau de l'échantillon)

En premier lieu, nous pouvons dire que les propriétés d'émission des cristaux sur substrat optique et sur SOI sont très proches car les spectres possèdent de grandes ressemblances pour chaque paramètre de maille. Les différences qui existent proviennent vraisemblablement en grande partie du fait que la couche de silicium possède une épaisseur

différente dans les deux cas, qui peut avoir une influence importante comme nous l'avons vu § 4 de ce chapitre.

Le substrat optique est conçu pour extraire la lumière hors du plan. On pourrait donc s'attendre à des performances accrues sur substrat optique, mais ce n'est pas le cas. Ceci provient du fait que la structure verticale est différente ici car la couche active de silicium de haut indice est perforée de trous d'air, ce qui désaccorde la cavité verticale. Il faudrait donc concevoir un substrat optique différent pour cette application.

6.4.2. Optimisation du substrat optique

L'émission hors du plan en utilisant les bandes à faible vitesse de groupe pourrait vraisemblablement être améliorée en modifiant le substrat optique pour le rendre résonant verticalement, ceci en tenant compte du fait que la couche de silicium possède un indice plus faible à cause des trous du cristal. Par des mesures de transmission (FTIR) perpendiculaires au plan d'un substrat SOI avec des cristaux photoniques connus, nous avons vérifié qu'il était justifié de prendre pour le silicium l'indice moyen. Pour un facteur de remplissage en air f du cristal photonique, l'indice optique à prendre en compte verticalement pour le silicium est donc égal à : $f \cdot n_{air} + (1 - f) \cdot n_{Si}$, soit 2,5 pour nos cristaux.

Dans ces conditions, la structure verticale du substrat optique est résonnante pour une épaisseur de l'oxyde enterré de 290 nm. Cependant, cette résonance est moins marquée que celle du substrat optique non-gravé (Figure 3-8), ceci à cause de la plus faible réflectivité du « miroir » supérieur réalisé par les interfaces semi-conducteur / silice / air. Il serait donc très intéressant de reporter dans ce cas un miroir supplémentaire à la surface des cristaux photoniques. Cette opération pourrait être faite soit par dépôt (ce qui risque de remplir les trous et de modifier la structure), soit, ce qui est préférable, par collage moléculaire.

6.5. *Calculs FDTD pour illustrer le processus d'extraction par des bandes à faible vitesse de groupe*

Les lobes d'émission de ces échantillons à cristaux photoniques n'ont pas pu être mesurés. Pour avoir tout de même une idée plus précise de leur forme, nous avons effectué un calcul numérique. Un calcul tridimensionnel étant très lourd à mettre en œuvre et demandant beaucoup de ressources informatiques, seul un calcul bidimensionnel dans un plan perpendiculaire à l'échantillon est réalisé ici. Les cristaux photoniques sont donc supposés être des tranchées d'air. Bien entendu, ceci est une approximation importante, mais le processus d'extraction par des bandes à faible vitesse de groupe proches du centre de la première zone de Brillouin est très certainement analogue.

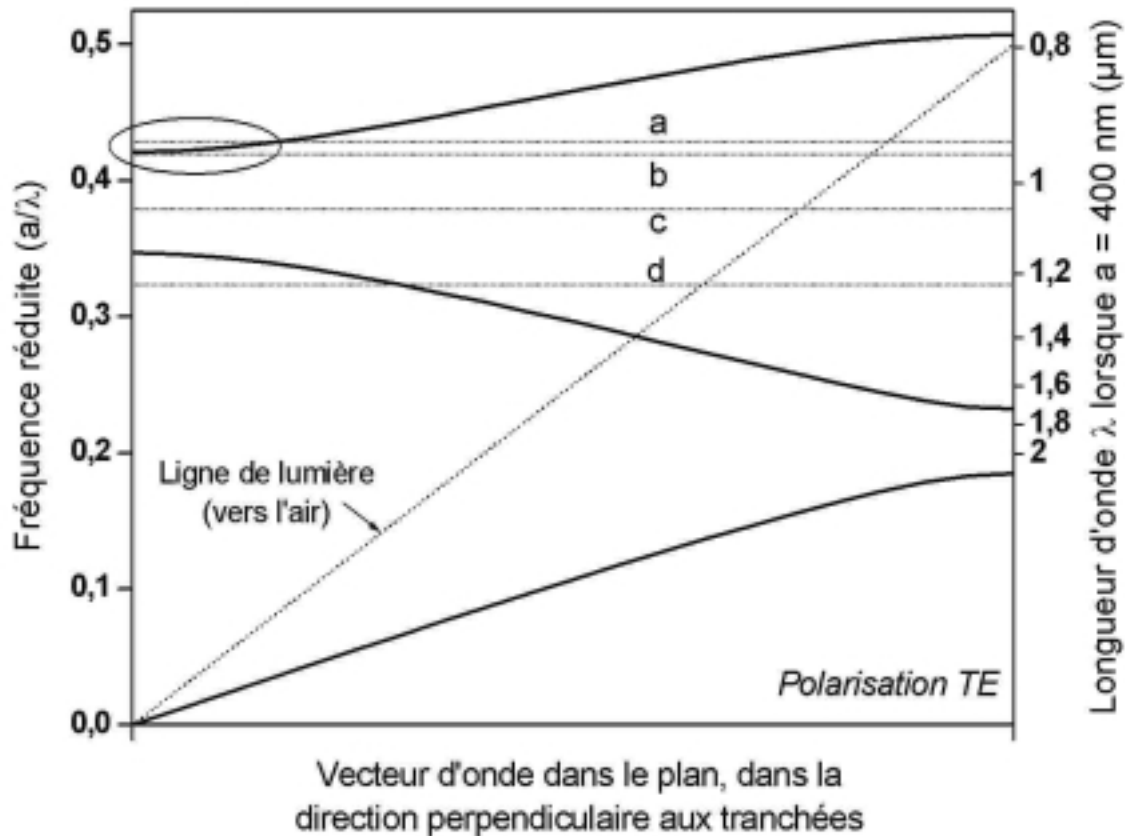


Figure 3-31 : Diagramme de bandes d'énergie en polarisation TE d'un cristal photonique unidimensionnel composé de tranchées d'air gravées dans une membrane de 200 nm de silicium entourée d'air. Le calcul est réalisé dans la direction perpendiculaire aux tranchées et en deux dimensions, dans un plan perpendiculaire aux tranchées et à la couche de silicium. Période $a = 400$ nm, largeur des tranchées d'air 100 nm.

A la Figure 3-31, nous avons rapporté le diagramme de bandes en polarisation TE d'un cristal photonique composé de tranchées d'air gravées dans une membrane de 200 nm d'épaisseur en silicium entourée d'air. Ce diagramme est calculé pour la direction perpendiculaire aux tranchées. La période du cristal vaut 400 nm, alors que la largeur des tranchées d'air est prise égale à 100 nm. Nous pouvons constater qu'il existe également pour cette structure et pour la polarisation TE un point de fonctionnement (entouré sur le diagramme) qui doit posséder des propriétés d'extraction. Pour différentes fréquences, symbolisées par des traits horizontaux notés a , b , c et d sur le diagramme, nous avons observé l'interaction d'une onde guidée avec le cristal photonique. Comme la majorité des photons créés par photoluminescence dans un film sont piégés sur ces modes guidés, nous devrions obtenir une bonne image du lobe d'émission. Ces calculs sont rapportés à la Figure 3-32.

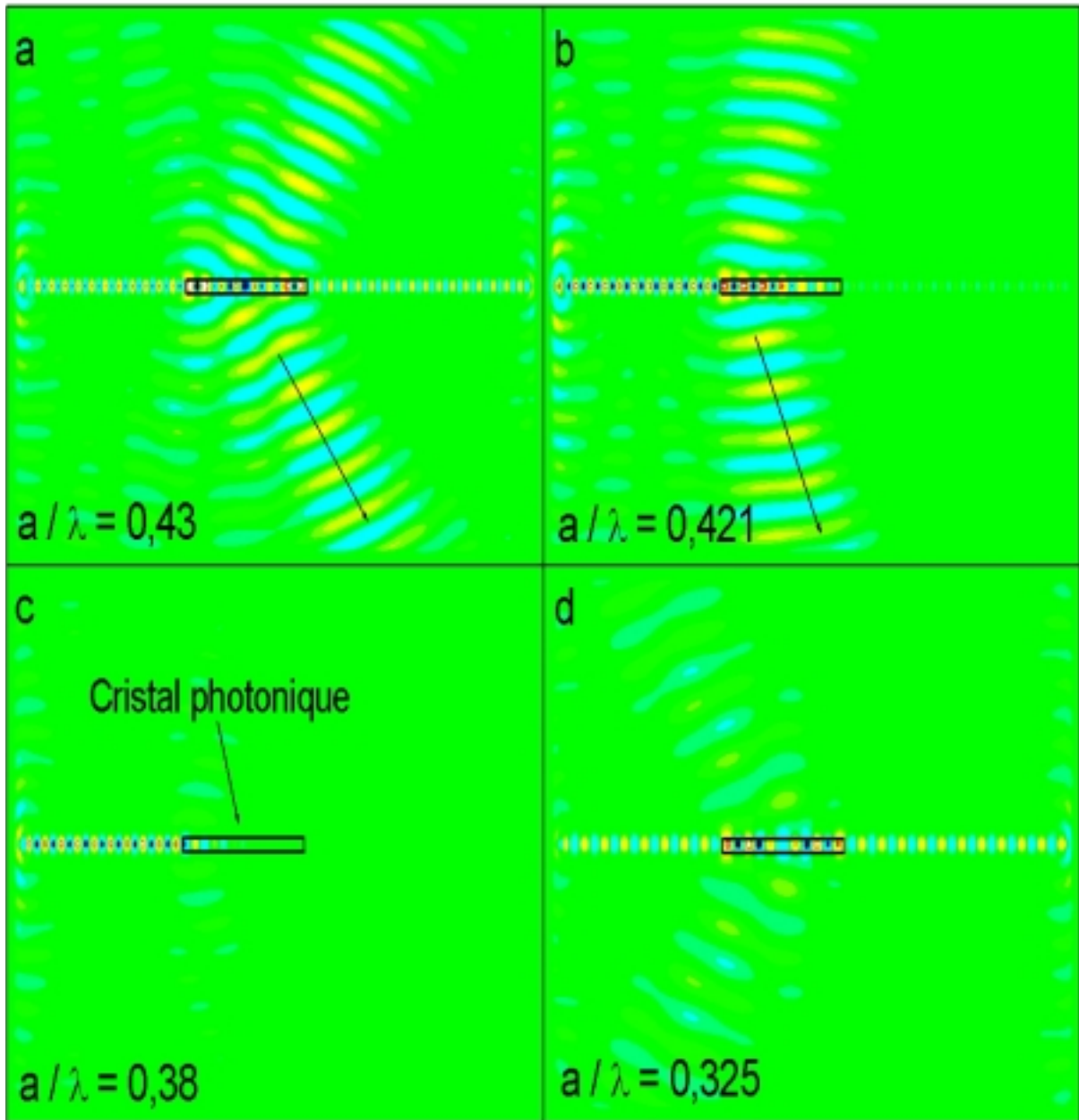


Figure 3-32 : Figures de l'interaction entre un mode guidé et le cristal photonique unidimensionnel composé de tranchées d'air gravées dans une membrane de 200 nm de silicium entourée d'air (période 400 nm, largeur des tranchées d'air 100 nm). Le calcul est réalisé dans un plan perpendiculaire aux tranchées et à la couche de silicium.

Pour la fréquence réduite $a/\lambda = 0,38$, nous nous trouvons dans un gap photonique : l'onde guidée est presque entièrement réfléchiée par le cristal (cas *c*). Lorsque a/λ vaut 0,325, le cristal transmet la lumière avec peu de pertes hors du plan et une vitesse de groupe importante (cas *d*). Par contre, pour des longueurs d'onde utilisant la partie du mode relativement plate entourée sur le diagramme de la Figure 3-31, le mode guidé est presque entièrement extrait hors du plan. Plus nous nous rapprochons du point Γ , moins l'onde ne

pénètre dans le cristal et plus elle est extraite rapidement. Dans le cas *a*, une partie de la lumière est transmise, alors que nous n'observons aucune transmission dans le cas *b*. De plus, cette lumière fuit hors du plan de manière directive. Plus le vecteur d'onde est faible, plus cette extraction est réalisée selon une direction proche de la perpendiculaire.

Les propriétés que nous venons de voir pour ces cristaux photoniques unidimensionnels sont en très bon accord avec ce que nous avons prédit au vu des résultats sur les cristaux bidimensionnels. Une extraction équivalente à celle vue ici est probablement observée pour chaque direction du cristal bidimensionnel.

6.6. Conclusion

En conclusion, nous avons fabriqué et caractérisé des structures en silicium particulièrement performantes pour l'extraction de lumière en utilisant les propriétés d'un point particulier du diagramme de bandes du cristal photonique hexagonal de trous d'air. Le résultat le plus marquant est obtenu dans le cas du substrat SOI, où une augmentation de la photoluminescence d'un facteur 90 a été observée, ce qui correspond à une efficacité d'extraction de 45 % sur une face et dans un angle solide réduit. L'extraction est réalisée selon des directions proches de la perpendiculaire au plan et sur une plage de longueur d'onde de largeur relative 3 % environ. Le substrat optique utilisé pourrait être amélioré. Sa contribution s'est avérée négligeable, alors qu'il devrait nous permettre d'extraire vers l'air ce qui fuit dans le substrat de silicium. (La quantité de lumière qui fuit dans le substrat est d'ailleurs très certainement plus importante que celle qui est extraite dans l'air à cause de la couche de silice enterrée, d'une épaisseur de l'ordre de la demi longueur d'onde, qui favorise le couplage vers le substrat.)

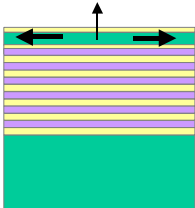
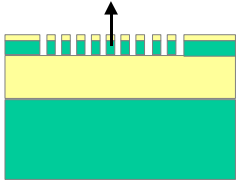
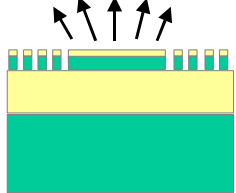
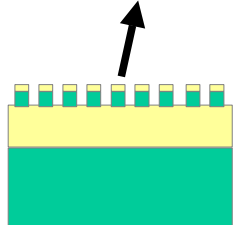
Ces résultats, en association avec des résultats récents déjà cités plus haut sur l'émission efficace du silicium à température ambiante [110, 111, 112], pourraient déboucher sur la fabrication de diodes électroluminescentes à rendement élevé en silicium.

7. Conclusion

Dans ce chapitre, nous avons étudié la photoluminescence de cristaux photoniques bidimensionnels en silicium-sur-isolant et en silicium-sur-miroir diélectrique. Plusieurs configurations du cristal hexagonal de trous d'air ont été comparées pour l'émission de lumière hors du plan : le cristal sans défauts qui interdit la propagation de la lumière dans le plan, les cavités planaires hexagonales et les cristaux sans défauts utilisés en un point particulier de leur diagramme de dispersion. Dans le cas des cavités, nous avons pu mesurer

des modes résonnants et il semblerait possible de mesurer dans l'avenir une augmentation du taux d'émission spontanée. Néanmoins, le résultat le plus marquant est la photoluminescence de cristaux sans défauts utilisant des modes à faible vitesse de groupe. Une efficacité d'extraction de 45 % sur une face a été mesurée sur substrat SOI.

Le tableau suivant résume les principaux résultats d'extraction sur les structures que nous avons observées, en comparaison avec le substrat SOI non gravé. Les valeurs d'augmentation de l'extraction sont mesurées à une longueur d'onde et en prenant en compte l'éventuelle diminution du volume du matériau émetteur.

STRUCTURE	EFFET	AUGMENTATION DE L'EXTRACTION
Substrat optique non gravé		X 2,4
Cristal sans défauts sur SOI utilisé dans la bande interdite TE		X 2,7
Cavité H5		X 16
Cristal sans défauts sur SOI utilisant des bandes plates TE et TM proche du point Γ		X 90

Finalement, nous avons montré plusieurs moyens d'extraire la lumière. Cependant, pour la réalisation d'un dispositif, il est nécessaire de travailler sur le matériau émetteur. Intrinsèquement, le silicium présente des propriétés médiocres d'émission de lumière à

température ambiante dues à son gap indirect. Pour pallier ce problème, plusieurs matériaux actifs ont été imaginés. Des avancées récentes utilisant le dopage et des défauts ont permis de montrer une efficacité quantique externe dans le silicium de 6,1 % à la longueur d'onde du gap à température ambiante [111]. Le dopage du silicium par des terres rares comme l'erbium ou les alliages SiGe sont aussi des voies prometteuses [109, 112, 136, 137].

Conclusions et perspectives

Cette recherche avait pour objectifs la conception, la réalisation et la caractérisation de composants à cristaux photoniques bidimensionnels dans la filière silicium en utilisant les nouveaux substrats SOI (Silicon On Insulator) ceci dans le domaine du proche infrarouge. Le film superficiel de silicium monocristallin de ces substrats nous a permis de concevoir à la fois des structures passives (filtres et guides) pour la manipulation de la lumière à l'échelle sub-micronique et des dispositifs actifs pour l'émission de lumière.

Une part importante du travail a été la conception et le montage d'un banc expérimental pour la caractérisation en optique guidée sur les dispositifs passifs. Ce banc original utilise une source de lumière avec une large bande spectrale et le couplage par la tranche. Un développement supplémentaire nous a ensuite donné la possibilité de mesurer des échantillons en photoluminescence à basse température.

La réalisation de miroirs et de cavités Fabry-Pérot unidimensionnelles, intégrés dans un guide d'onde classique nous a permis de mieux connaître les cristaux photoniques bidimensionnels hexagonaux de trous d'air. Plus précisément, nous avons pu déterminer leurs propriétés de transmission en fonction de la longueur d'onde, ainsi que les coefficients de transmission, de réflexion et les pertes aux longueurs d'onde des modes résonnants. Des facteurs de qualité jusqu'à 150 ont été mesurés. De plus, ces premières structures pourraient également être utilisées comme briques de base pour la fabrication de détecteurs et de sources de lumière pour l'optique intégrée planaire.

Nous nous sommes aussi intéressés dans cette partie à la transmission d'un guide à cristal photonique mono-rangé. La caractérisation spectrale de sa transmission a été observée sur une large plage de longueur d'onde et nous avons pu en déduire une estimation des pertes linéiques ainsi que des pertes de couplage entre un guide classique et le guide à cristal photonique.

De façon générale, les simulations numériques qui ont été menées en deux ou trois dimensions, utilisant les techniques des ondes planes et FDTD, se sont montrées en très bon accord avec les mesures.

En second lieu, nous avons étudié différents moyens pour obtenir une émission efficace de la lumière à partir d'un film de silicium. Des expérimentations de photoluminescence à 80 K ont été menées sur des cavités hexagonales et sur des cristaux photoniques sans défauts.

L'étude des cavités hexagonales a montré une forte extraction de lumière hors du plan pour les modes résonnants. Cependant, de telles cavités planaires semblent mieux adaptées pour l'émission de lumière dans le plan, dans un guide à cristal photonique par exemple. En effet, la recherche d'un taux d'émission spontanée renforcé est en contradiction avec l'extraction hors du plan.

Justement, en exploitant l'annulation de la vitesse de groupe au niveau des extremums des bandes d'énergie du cristal photonique, des dispositifs très originaux ont été proposés pour extraire la photoluminescence hors du plan. Sur substrat SOI, ces extracteurs de lumière présentent des efficacités quantiques externes allant jusqu'à 45 % sur une face et dans un angle solide réduit.

Pour ces deux types de dispositifs, l'influence d'un miroir diélectrique enterré a été étudiée à la fois expérimentalement et théoriquement. Il semble que les plus forts facteurs de qualité, pour les modes planaires des cavités hexagonales, soient observés lorsque la structure verticale est anti-résonnante. A l'inverse, l'extraction hors du plan des bandes d'énergie à faible vitesse de groupe devrait être favorisée par une structure verticale résonnante. Dans chaque cas, le miroir diélectrique enterré devrait apporter une nette amélioration des performances.

En résumé, deux perspectives sont envisagées pour la suite de ce travail :

- Réaliser un émetteur de lumière avec une extraction de 100 % en combinant les cristaux photoniques et une cavité verticale (démarrage d'une thèse au laboratoire sur ce sujet à l'automne 2003).
- Observer un effet d'augmentation de l'émission spontanée (effet Purcell) dans une cavité de très faible volume (thèse B. Cluzel).

Plus concrètement, plusieurs points supplémentaires auraient pu être développés :

- L'influence d'un miroir diélectrique enterré pourrait être étudiée dans le cas des structures passives. Une réduction des pertes est attendue, en particulier pour les cavités Fabry-Pérot.
- Des cavités planaires plus réduites pourraient nous permettre d'identifier clairement les modes observés par photoluminescence. L'identification de ces modes est importante lorsque l'on vise une application donnée.

- De nouveaux « substrats optiques » seraient fabriqués pour optimiser l'application visée : un fort facteur de qualité dans le plan ou une plus forte extraction hors du plan. Dans le cas des extracteurs de lumière, des efficacités quantiques externes de plus de 90 % pourraient être atteintes dans un angle solide réduit en interdisant le couplage avec le substrat silicium. L'étude du report d'un miroir supérieur serait aussi un point à développer.

Publications

Ce travail a donné lieu aux publications suivantes :

Revue internationale

- T. Charvolin, E. Hadji, E. Picard, M. Zelsmann, M. Assous, B. Dal'Zotto, M. E. Nier, S. Tedesco, X. Letartre, P. Rojo-Roméo et C. Seassal, *Realization of two-dimensional optical devices using photonic band gap structures on silicon-on-insulator*, **Microelectronic Engineering** 61, p. 545 (2002).
- M. Zelsmann, E. Picard, T. Charvolin, E. Hadji, B. Dal'Zotto, M. E. Nier, C. Seassal, P. Rojo-Roméo et X. Letartre, *Transmission spectroscopy of photonic crystals in a silicon-on-insulator waveguide structure*, **Applied Physics Letters** 81, p. 2340 (2002).
- M. Zelsmann, E. Picard, T. Charvolin, E. Hadji, M. Heitzmann, B. Dal'Zotto, M. E. Nier, C. Seassal, P. Rojo-Roméo et X. Letartre, *Seventy-fold enhancement of light extraction from a defectless photonic crystal made on silicon-on-insulator*, **Applied Physics Letters** 83, p. 2542 (2003).
- M. Zelsmann, E. Picard, T. Charvolin, E. Hadji, M. Heitzmann, B. Dal'Zotto, M. E. Nier, C. Seassal, P. Rojo-Roméo et X. Letartre, *Broadband optical characterization and modeling of photonic crystal waveguides for silicon optical interconnects*, à paraître dans **Journal of Applied Physics** en janvier 2004.
- M. Zelsmann, E. Picard, V. Calvo, T. Charvolin, E. Hadji, H. Moriceau, M. Heitzmann, B. Dal'Zotto, M. E. Nier, C. Seassal, P. Rojo-Roméo et X. Letartre, *Influence of the out-of-plane confinement for hexagonal photonic crystal microcavities made on silicon-on-insulator*, en cours de rédaction.

Congrès et conférences

- T. Charvolin, E. Hadji, E. Picard, M. Zelsmann, M. Assous, B. Dal Zotto, M. E. Nier, S. Tedesco, X. Letartre, P. Rojo Romeo et C. Seassal, *Realisation of two-dimensional optical devices using photonic band gap structures and Silicon On Insulator*, Photonic and Electromagnetic Crystal Structures PECS-III, Juin 2001, St. Andrews (Angleterre), poster.
- M. Zelsmann, E. Picard, T. Charvolin, E. Hadji, B. Dal'Zotto, M. E. Nier, C. Seassal, P. Rojo-Roméo et X. Letartre, *SOI-based photonic band gap structures and light emitters*, Phantom 2001, Sept. 2001, Grenoble (France), poster.

- E. Hadji, D. Sotta, M. Zelsmann, T. Charvolin, E. Picard, N. Magnea, M. Assous, N. Bouzaida, B. Dal Zotto, H. Moriceau, X. Letartre, P. Rojo Romeo et C. Seassal, *Silicon on insulator based photonic band gap devices for room temperature light emission*, MRS Fall meeting, Nov. 2001, Boston (USA), communication orale.
- M. Zelsmann, E. Picard, T. Charvolin, E. Hadji, X. Letartre, P. Rojo-Roméo, C. Seassal, M. Assous, S. Tedesco, B. Dal'Zotto et M. E. Nier, *Cristaux photoniques bidimensionnels sur SOI*, GdR Microcavités et cristaux photoniques, 6–7 Déc. 2001, Montpellier (France), communication orale.
- M. Zelsmann, E. Picard, T. Charvolin, E. Hadji, X. Letartre, P. Rojo-Roméo, C. Seassal, M. Assous, S. Tedesco, B. Dal'Zotto, M. E. Nier et M. Heitzmann, *SOI-based two-dimensional photonic band gap structures*, Conférence internationale E-MRS, Juin 2002, Strasbourg (France), communication orale.
- M. Zelsmann, E. Picard, T. Charvolin, E. Hadji, B. Dal'Zotto, M. E. Nier, M. Assous, S. Tedesco, M. Heitzmann, C. Seassal, P. Rojo-Roméo et X. Letartre, *Silicon-On-Insulator based two-dimensional photonic band gap structures*, Workshop on two-dimensional photonic crystals, Ascona (Suisse), 25-30 Août 2002, poster.
- E. Hadji, D. Sotta, M. Zelsmann, T. Charvolin, E. Picard, N. Magnea, M. Assous, N. Bouzaida, B. Dal Zotto, H. Moriceau, X. Letartre, P. Rojo Romeo et C. Seassal, *Cristaux photoniques et microcavités SOI*, Journée Nationales de la Matière Condensée JMC8, 28 août 2002, Marseille (France), conférence invitée.
- B.Cluzel, M. Zelsmann, T. Charvolin, E. Picard et E. Hadji, *Cristaux photoniques pour l'optique intégrée*, Journée Nationales de la Matière Condensée JMC8, 28 août 2002, Marseille (France), poster.
- M. Zelsmann, E. Picard, T. Charvolin, E. Hadji, X. Letartre, P. Rojo-Roméo, C. Seassal, M. Assous, S. Tedesco, B. Dal'Zotto, M. E. Nier et M. Heitzmann, *Cristaux photoniques bidimensionnels sur silicium sur isolant (SOI)*, Journées Nationales de l'Optique Guidée JNOG, 23-25 Sept. 2002, Dijon (France), communication orale.
- B.Cluzel, M. Zelsmann, E. Picard, T. Charvolin et E. Hadji, *Cavités linéiques à cristaux photoniques en SOI*, Journées Nationales de l'Optique Guidée JNOG, 23-25 Sept. 2002, Dijon (France), poster.
- E. Hadji, D. Sotta, M. Zelsmann, T. Charvolin, E. Picard, N. Magnea, M. Assous, N. Bouzaida, B. Dal Zotto, H. Moriceau, X. Letartre, P. Rojo Romeo et C. Seassal, *Design, fabrication and characterization of 2D SOI based photonic bandgap structures*, Photonic and Electromagnetic Crystal Structures PECS-IV, 28-31 Oct. 2002, Los Angeles (USA), communication orale.
- E. Hadji, B. Cluzel, D. Sotta, M. Zelsmann, V. Calvo, T. Charvolin, E. Picard, B. Dal'Zotto, M. Heitzmann et H. Moriceau, *Propriétés optiques de cristaux photoniques et microcavités silicium sur isolant*, GdR ondes, Paris (France), 2002, communication orale.

- V. Calvo, T. Charvolin, B. Cluzel, E. Picard, M. Zelsmann, E. Hadji, M. Heitzmann et H. Moriceau, *SOI PBG structures for future microphotonic devices*, ESPC/ICTON 2003, Juil. 2003, Varsovie (Pologne), conférence invitée.
- M. Zelsmann, D. Néel, V. Calvo, E. Picard, T. Charvolin, E. Hadji, C. Seassal et X. Letartre, *Cristaux photoniques bidimensionnels en silicium sur isolant pour l'émission de lumière*, Journées Nationales de l'Optique Guidée JNOG, 12-14 Nov. 2003, Valence (France), accepté, communication orale.

Références bibliographiques

- [1] E. Yablonovitch, *Inhibited spontaneous emission in solid-state physics and electronics*, Phys. Rev. Lett. **58**, p. 2059 (1987).
- [2] S. John, *Strong localization of photons in certain disordered superlattices*, Phys. Rev. Lett. **58**, p. 2486 (1987).
- [3] J. D. Joannopoulos, R. D. Meade et J.N. Winn, *Photonic Crystals: Molding the Flow of Light*, Princeton University Press, Princeton, (1995).
- [4] V. Berger, *Les Bips, ou comment réfléchir la lumière avec des trous*, La Recherche **290**, p. 74 (1996).
- [5] P. Yeh, *Optical Waves in Layered Media* (Wiley, New York, 1988).
- [6] E. Yablonovitch, T. J. Gmitter et K.M. Leung, *Photonic band structure : The face-centered-cubic case employing non-spherical atoms*, Physical Review Letter **67**, p. 2295 (1991).
- [7] T. F. Krauss, R. M. De La Rue et S. Brand, *Two-dimensional photonic-bandgap structures operating at near-infrared wavelengths*, Nature **383**, p. 699 (1996).
- [8] H. Miguez, C. Lopez, F. Meseguer, A. Blanco, L. Vasquez, R. Mayoral, M. Ocana, V. Fornés et A. Mifsud, *Photonic crystal properties of packed submicrometric SiO₂ spheres*, Applied Physics Letters **71**, p. 1148 (1997).
- [9] P. Ferrand, M. Egen, B. Griesbeck, J. Ahopelto, M. Müller, R. Zentel, S. G. Romanov et C. M. Sotomayor Torres, *Self-assembly of three-dimensional photonic crystals on structured silicon wafers*, Applied Physics Letters **81**, p. 2689 (2002).
- [10] S. Y. Lin et J. G. Fleming, *A three-dimensional optical photonic crystal*, IEEE Journal of Lightwave Technology **17**, p. 1944 (1999).
- [11] S. G. Johnson et J. D. Joannopoulos, *Block-iterative frequency-domain methods for Maxwell's equations in a planewave basis*, Optics Express **8**, p. 173 (2001).
- [12] A. Taflov et S. C. Hagness, *Computational Electrodynamics : The Finite-Difference Time-Domain Method*, deuxième édition, Artech House, Norwood, (2000).
- [13] C. T. Chan, Q. L. Yu et K. M. Ho, *Order N spectral method for electromagnetic waves*, Physical Review B **51**, p. 16635 (1995).
- [14] G. Mur, *Absorbing boundary conditions for the finite-difference approximation of the time-domain electromagnetic field equations*, IEEE Trans. Electromagnetic Compatibility **23**, p. 377 (1981).
- [15] J.-P. Berenger, *A perfectly matched layer for the absorption of electromagnetic waves*, Journal of Computational Physics **114**, p. 185 (1994).
- [16] J. B. Pendry, *Calculating photonic band structure*, Journal of Physics : Condensed Matter **8**, p. 1085 (1996).
- [17] J. B. Pendry, *Photonic band structures*, Journal of Modern Optics **41**, p. 209 (1994).
- [18] D. Cassagne, *Matériaux à bandes interdites photoniques*, Ann. Phys. Fr. **23**, n°4 (1998).

- [19] P. M. Bell, J. B. Pendry, L. Martin Moreno et A. J. Ward, *A program for calculating photonic band structures and transmission coefficients of complex structures*, Computer Physics Communications **85**, p. 306 (1995).
- [20] D. Maystre, *Electromagnetic study of photonic band gaps*, Pure and Applied Optics **3**, p. 975 (1994).
- [21] M. Nevière, E. Popov et R. Reinisch, *Electromagnetic resonances in linear and nonlinear optics : Phenomenological study of grating behavior through the poles and zeros of the scattering operator*, Journal of the Optical Society of America A **12**, p. 513 (1995).
- [22] M. Le Vassor d'Yerville (GES, Université Montpellier II, France), *Losses of linear waveguides in photonic crystal slabs*, Workshop on two-dimensional photonic crystals, Ascona, Suisse, 25-30 août 2002.
- [23] J. P. Albert, C. Jouanin, D. Cassagne et D. Bertho, *Generalized Wannier function method for photonic crystals*, Physical Review B **61**, p. 4381 (2000).
- [24] P. Bienstman, *Rigorous and efficient modelling of wavelength scale photonic components*, Thèse de doctorat, Université de Gent, Belgique (2001).
Disponible à l'adresse Internet : http://photonics.intec.rug.ac.be/download/phd_104.pdf
- [25] P. Bienstman et R. Baets, *Optical modelling of photonic crystals and VCSELs using eigenmode expansion and perfectly matched layers*, Optical and Quantum Electronics **33**, p. 327 (2001).
- [26] E. Yablonovitch et T. J. Gmitter, *Photonic band structure : The face-centered-cubic case*, Physical Review Letter **63**, p. 1950 (1989).
- [27] Z. Zhang et S. Satpathy, *Electromagnetic wave propagation in periodic structures : Bloch wave solution of Maxwell's equation*, Physical Review Letter **65**, p. 2650 (1990).
- [28] K. M. Ho, C. T. Chan, et C. M. Soukoulis, *Existence of a photonic gap in periodic dielectric structures*, Physical Review Letter **65**, p. 3152 (1990).
- [29] T. F. Krauss et R. M. De La Rue, *Optical characterisation of waveguide based photonic microstructures*, Applied Physics Letters **68**, p. 1613 (1996).
- [30] M. Born et E. Wolf, *Principles of Optics*, septième édition, Cambridge University Press, Cambridge (1999).
- [31] S. G. Johnson, S. Fan, P. R. Villeneuve, J. D. Joannopoulos et L. A. Kolodziejski, *Guided modes in photonic crystal slabs*, Physical Review B **60**, p. 5751 (1999).
- [32] N. Kawai, K. Inoue, N. Carlsson, N. Ikeda, Y. Sugimoto, K. Asakawa et T. Takemori, *Confined band gap in an air-bridge type of two-dimensional AlGaAs photonic crystal*, Physical Review Letters **86**, p. 2289 (2001).
- [33] M. Qiu, *Effective index method for heterosrtucture-slab-waveguide-based two-dimensional photonic crystals*, Applied Physics Letters **81**, p. 1163 (2002).
- [34] A. Shinya, M. Notomi, I. Yokohama, C. Takahashi, J.-I. Takahashi et T. Tamamura, *Two-dimensional Si photonic crystals on oxide using SOI substrate*, Optical and Quantum Electronics **34**, p. 113 (2002).
- [35] D. Labilloy, *Etude expérimentale de cristaux photoniques bi-dimensionnels*, Ann. Phys. Fr. **25**, n°3 (2000).
- [36] H. Benisty, D. Labilloy, C. Weisbuch, C. J. M. Smith, T. F. Krauss, D. Cassagne, A. Béraud et C. Jouanin, *Radiation losses of waveguide-based two-dimensionnal photonic crystals : Positive role of the substrate*, Applied Physics Letters **76**, p. 532 (2000).

- [37] M. Palamaru et P. Lalanne, *Photonic crystal waveguides : Out of plane losses and adiabatic modal conversion*, Applied Physics Letters **78**, p. 1466 (2001).
- [38] P. Lalanne et H. Benisty, *Out of plane losses of two-dimensional photonic crystal waveguides : Electromagnetic analysis*, Journal of Applied Physics **89**, p. 1512 (2001).
- [39] H. Benisty, P. Lalanne, S. Olivier, M. Rattier, C. Weisbuch, C. J. M. Smith, T. F. Krauss, C. Jouanin et D. Cassagne, *Finite-depth and intrinsic losses in vertically etched two-dimensional photonic crystals*, Optical and Quantum Electronics **34**, p. 205 (2002).
- [40] S. Rowson, A. Chelnokov et J. M. Lourtioz, *Two-dimensional photonic crystal in macroporous silicon : from mid-infrared (10 μm) to telecommunications wavelengths (1.3 – 1.5 μm)*, IEEE Journal of Lightwave Technology **17**, p. 1989 (1999).
- [41] M. Boroditsky, R. Vrijen, T. F. Krauss, R. Coccioli, R. Bhat et E. Yablonovitch, *Spontaneous emission extraction and Purcell enhancement from thin-film 2-D photonic crystals*, IEEE Journal of Lightwave Technology **17**, p. 2096 (1999).
- [42] R. Baets (IMEC, Université de Gent, Belgique), *Managing out-of-plane coupling in 2D photonic crystals*, Workshop on two-dimensional photonic crystals, Ascona, Suisse, 25-30 août 2002.
- [43] Y. Sugimoto, N. Ikeda, N. Carlsson, K. Asakawa, N. Kawai et K. Inoue, *Fabrication and characterization of different types of two-dimensional AlGaAs photonic crystal slabs*, Journal of Applied Physics **91**, p. 922 (2002).
- [44] M. Notomi, A. Shinya, K. Yamada, J.-I. Takahashi, C. Takahashi et I. Yokohama, *Structural tuning of guiding modes of line-defect waveguides of silicon-on-insulator photonic crystal slab*, IEEE Journal of Quantum Electronics **38**, p. 736 (2002).
- [45] J. Arentoft, T. Sondergaard, M. Kristensen, A. Boltasseva, M. Thorhauge et L. Frandsen, *Low-loss silicon-on-insulator photonic crystal waveguides*, Electronics Letters **38**, p. 274 (2002).
- [46] D. Labilloy, H. Benisty, C. Weisbuch, T. F. Krauss, R. M. De La Rue, V. Bardinal, R. Houdré, U. Oesterle, D. Cassagne et C. Jouanin, *Quantitative measurement of transmission, reflection, and diffraction of two-dimensional photonic band gap structures at near-infrared wavelengths*, Physical Review Letters **79**, p. 4147 (1997).
- [47] H. Benisty, C. Weisbuch, D. Labilloy, M. Rattier, C. J. M. Smith, T. F. Krauss, R. M. De La Rue, R. Houdré, U. Oesterle, C. Jouanin et D. Cassagne, *Optical and confinement properties of two-dimensional photonic crystals*, Journal of Lightwave Technology **17**, p. 2063 (1999).
- [48] R. Ferrini, B. Lombardet, B. Wild, R. Houdré, S. Olivier, H. Benisty, A. Djoudi, L. Legouézigou, S. Hubert, S. Sainson, J.-P. Chandouineau, S. Fabre, F. Pommereau et G.-H. Duan, *Optical characterisation of 2D InP-based photonic crystals fabricated by inductively coupled plasma etching*, Electronics Letters **38**, 962 (2002).
- [49] E. Chow, S. Y. Lin, S. G. Johnson, P. R. Villeneuve, J. D. Joannopoulos, J. R. Wendt, G. A. Vawter, W. Zubrzycki, H. Hou et A. Alleman, *Three-dimensional control of light in a two-dimensional photonic crystal slab*, Nature **407**, p. 983 (2000).
- [50] J. S. Foresi, P. R. Villeneuve, J. Ferrera, E. R. Thoen, G. Steinmeyer, S. Fan, J. D. Joannopoulos, L. C. Kimerling, H. I. Smith et E. P. Ippen, *Photonic-bandgap microcavities in optical waveguides*, Nature **390**, p. 143 (1997).
- [51] D. Labilloy, H. Benisty, C. Weisbuch, T. F. Krauss, V. Bardinal et U. Oesterle, *Demonstration of cavity modes between two-dimensional photonic-crystal mirrors*, Electronics Letters **33**, p. 1978 (1997).

- [52] A. Scherer, O. Painter, B. D'Urso, R. Lee et A. Yariv, *InGaAsP photonic band gap crystal membrane microresonators*, Journal of Vacuum Science and Technology B **16**, p. 3906 (1998).
- [53] C. J. M. Smith, H. Benisty, D. Labilloy, U. Oesterle, R. Houdré, T. F. Krauss, R. M. De La Rue et C. Weisbuch, *Near-infrared microcavities confined by two-dimensional photonic crystals*, Electronics Letters **35**, p. 228 (1999).
- [54] P. Pottier, C. Seassal, X. Letartre, J. L. Leclercq, P. Viktorovitch, D. Cassagne et C. Jouanin, *Triangular and hexagonal high Q-factor 2-D photonic bandgap cavities on III-V suspended membranes*, IEEE Journal of Lightwave Technology **17**, p. 2058 (1999).
- [55] C. Reese, C. Becher, A. Imamoglu, E. Hu, B. D. Gerardot et P. M. Petroff, *Photonic crystal microcavities with self-assembled InAs quantum dots as active emitters*, Applied Physics Letters **78**, p. 2279 (2001).
- [56] C. Reese, B. Gayral, B. D. Gerardot, A. Imamoglu, P. M. Petroff et E. Hu, *High-Q photonic crystal microcavities fabricated in a thin GaAs membrane*, Journal of Vacuum Science and Technology B **19**, p. 2749 (2001).
- [57] C. Monat, C. Seassal, X. Letartre, P. Viktorovitch, P. Regreny, M. Gendry, P. Rojo-Romeo, G. Hollinger, E. Jalaguier, S. Pocas et B. Aspar, *InP 2D photonic crystal microlaser on silicon wafer : room temperature operation at 1.55 μm* , Electronics Letters **37**, 764 (2001).
- [58] C. Kim, W. J. Kim, A. Stapleton, J. R. Cao, J. D. O'Brien et P. D. Dapkus, *Quality factors in a single-defect photonic-crystal lasers with asymmetric cladding layers*, Journal of the Optical Society of America B **19**, 1777 (2001).
- [59] E. M. Purcell, *Spontaneous emission probabilities at radio frequencies*, Physical Review **69**, p. 681 (1946).
- [60] R. Coccioli, M. Boroditsky, K. W. Kim, Y. Rahmat-Samii, and E. Yablonovitch, *Smallest possible electromagnetic mode volume in a dielectric cavity*, IEE Proceedings-Optoelectronics **145**, p. 391 (1998).
- [61] H.-G. Park, J.-K. Hwang, J. Huh, H.-Y. Ryu, Y.-H. Lee et J.-S. Kim, *Nondegenerate monopole-mode two-dimensional photonic band gap laser*, Applied Physics Letters **79**, p. 3032 (2001).
- [62] O. Painter, R. K. Lee, A. Scherer, A. Yariv, J. D. O'Brien, P. D. Dapkus et I. Kim, *Two-dimensional photonic band-gap defect mode laser*, Science **284**, p. 1819 (1999).
- [63] T. Yoshie, J. Vuckovic, A. Scherer, H. Chen et D. Deppe, *High quality two-dimensional photonic crystal slab cavities*, Applied Physics Letters **79**, p. 4289 (2001).
- [64] W. D. Zhou, J. Sabarinathan, B. Kochman, E. Berg, O. Qasaimeh, S. Pang et P. Bhattacharya, *Electrically injected single-defect photonic bandgap surface-emitting laser at room temperature*, Electronics Letters **36**, p. 1541 (2000).
- [65] R. D. Meade, A. Devenyi, J. D. Joannopoulos, O. L. Alerhand, D. A. Smith et K. Kash, *Novel applications of photonic band gap materials : Low-loss bends and Q cavities*, Journal of Applied Physics **75**, p. 4753 (1994).
- [66] T. Baba, N. Fukaya et J. Yonekura, *Observation of light propagation in photonic crystal optical waveguides with bends*, Electronics Letters **35**, p. 654 (1999).
- [67] M. Tokushima, H. Hosaka, A. Tomita et H. Yamada, *Lightwave propagation through a 120° sharply bent single-line-defect photonic crystal waveguide*, Applied Physics Letters **76**, p. 952 (2000).
- [68] M. Loncar, D. Nedeljkovic, T. Doll, J. Vuckovic, A. Scherer et T. P. Pearsall, *Waveguiding in planar photonic crystals*, Applied Physics Letters **77**, p. 1937 (2000).

- [69] C. J. Smith, H. Benisty, S. Olivier, M. Rattier, C. Weisbuch, T. F. Krauss, R. M. De La Rue, R. Houdré et U. Oesterle, *Low-loss channel waveguides with two-dimensional photonic crystal boundaries*, Applied Physics Letters **77**, p. 17 (2000).
- [70] A. Talneau, L. Le Gouezigou et N. Bouadma, *Quantitative measurement of low propagation losses at 1.55 μm on planar photonic crystal waveguides*, Optics Letters **26**, p. 1259 (2001).
- [71] T. Baba, A. Motegi, T. Iwai, N. Fukaya, Y. Watanabe et A. Sakai, *Light propagation characteristics of straight single-line defect waveguides in photonic crystal slabs fabricated into a silicon-on-insulator substrate*, IEEE Journal of Quantum Electronics **38**, p. 743 (2002).
- [72] S. Olivier, H. Benisty, C. J. M. Smith, M. Rattier, C. Weisbuch et T. F. Krauss, *Transmission properties of two-dimensional photonic crystal channel waveguides*, Optical and Quantum Electronics **34**, p. 171 (2002).
- [73] M. Notomi, K. Yamada, A. Shinya, J. Takahashi, C. Takahashi et I. Yokohama, *Extremely Large group-velocity dispersion of line-defect waveguides in photonic crystal slabs*, Physical Review Letters **87**, p. 253902 (2001).
- [74] T. Charvolin, E. Hadji, E. Picard, M. Zelsmann, M. Assous, B. Dal'Zotto, M. E. Nier, S. Tedesco, X. Letartre, P. Rojo-Roméo et C. Seassal, *Realization of two-dimensional optical devices using photonic band gap structures on silicon-on-insulator*, Microelectronic Engineering **61**, p. 545 (2002).
- [75] E. Chow, S. Y. Lin, J. R. Wendt, S. G. Johnson et J. D. Joannopoulos, *Quantitative analysis of bending efficiency in photonic-crystal waveguide bends at $\lambda = 1.55 \mu\text{m}$ wavelengths*, Optics Letters **26**, p. 286 (2001).
- [76] Y. Sugimoto, N. Ikeda, N. Carlsson, K. Asakawa, N. Kawai et K. Inoue, *Experimental verification of guided modes in 60°-bent defect waveguides in AlGaAs-based air-bridge-type two-dimensional photonic crystal slabs*, Journal of Applied Physics **91**, p. 3477 (2002).
- [77] J. Moosburger, M. Kamp, A. Forchel, S. Olivier, H. Benisty, C. Weisbuch et U. Oesterle, *Enhanced transmission through photonic-crystal-based waveguides by bend engineering*, Applied Physics Letters **79**, p. 3579 (2002).
- [78] S. Olivier, H. Benisty, M. Rattier, C. Weisbuch, M. Qiu, A. Karlsson, C. J. M. Smith, R. Houdré et U. Oesterle, *Resonant and nonresonant transmission through waveguide bends in a photonic crystal*, Applied Physics Letters **79**, p. 2514 (2001).
- [79] A. Talneau, L. Le Gouezigou, N. Bouadma, M. Kafesaki, C. M. Soukoulis et M. Agio, *Photonic-crystal ultrashort bends with improved transmission and low reflection at 1.55 μm* , Applied Physics Letters **80**, p. 547 (2002).
- [80] A. Chutinan, M. Okano et S. Noda, *Wider bandwidth with high transmission through waveguide bends two-dimensional photonic crystal slabs*, Applied Physics Letters **80**, p. 1698 (2002).
- [81] A. Yariv, Y. Xu, R. K. Lee et A. Scherer, *Coupled-resonator optical waveguide : A proposal and analysis*, Optics Letters **24**, p. 711 (1999).
- [82] S. Olivier, C. Smith, M. Rattier, H. Benisty, C. Weisbuch, T. Krauss, R. Houdré et U. Oesterle, *Miniband transmission in a photonic crystal coupled-resonator optical waveguide*, Optics Letters **26**, p. 1019 (2001).
- [83] M. Tokushima et H. Yamada, *Photonic crystal line defect waveguide directional coupler*, Electronics Letters **37**, p. 1454 (2001).
- [84] S. Kuchinsky, V. Y. Golyatin, A. Y. Kutikov, T. P. Pearsall et D. Nedeljkovic, *Coupling between photonic crystal waveguides*, IEEE Journal of Quantum Electronics **38**, p. 1349 (2002).

- [85] Y. Sugimoto, N. Ikeda, N. Carlsson, K. Asakawa, N. Kawai et K. Inoue, *AlGaAs-based two-dimensional photonic crystal slab with defect waveguides for planar lightwave circuit applications*, IEEE Journal of Quantum Electronics **38**, p. 760 (2002).
- [86] S. Y. Lin, E. Chow, J. Bur, S. G. Johnson et J. D. Joannopoulos, *Low-loss, wide-angle Y splitter at ~ 1.6 - μm wavelengths built with a two-dimensional photonic crystal*, Optics Letters **27**, p. 1400 (2002).
- [87] A. Talneau, Ph. Lalanne, M. Agio et C. M. Soukoulis, *Low-reflection photonic-crystal taper for efficient coupling between guide sections of arbitrary widths*, Optics Letters **27**, p. 1522 (2002).
- [88] W. Kuang, C. Kim, A. Stapleton et J. D. O'Brien, *Grating-assisted coupling of optical fibers and photonic crystal waveguides*, Optics Letters **27**, p. 1604 (2002).
- [89] S. Fan, P. R. Villeneuve, J. D. Joannopoulos et H. A. Haus, *Channel drop filters in photonic crystals*, Optics Express **3**, p. 4 (1998).
- [90] C. J. M. Smith, R. M. De La Rue, M. Rattier, S. Olivier, H. Benisty, C. Weisbuch, T. F. Krauss, R. Houdré et U. Oesterle, *Coupled guide and cavity in a two-dimensional photonic crystal*, Applied Physics Letters **78**, p. 1487 (2001).
- [91] C. Seassal, Y. Desières, X. Letartre, C. Grillet, P. Rojo-Romeo, P. Viktorovitch et T. Benyattou, *Optical coupling between a two-dimensional photonic crystal-based microcavity and a single-line defect waveguide on InP membranes*, IEEE Journal of Quantum Electronics **38**, p. 811 (2002).
- [92] A. Chutinan, M. Masamitsu, M. Imada et S. Noda, *Surface-emitting channel drop filters using single defects in two-dimensional photonic crystal slabs*, Applied Physics Letters **79**, p. 2690 (2001).
- [93] S. Noda, A. Chutinan et M. Imada, *Trapping and emission of photons by a single defect in a photonic bandgap structure*, Nature **407**, p. 608 (2000).
- [94] H. Kosaka, T. Kawashima, A. Tomita, M. Notomi, T. Tamamura, T. Sato et S. Kawakami, *Superprism phenomena in photonic crystals : Toward microscale lightwave circuits*, IEEE Journal of Lightwave Technology **17**, p. 2032 (1999).
- [95] L. Wu, M. Mazilu, T. Karle et T. F. Krauss, *Superprism phenomena in planar photonic crystals*, IEEE Journal of Quantum Electronics **38**, p. 915 (2002).
- [96] M. C. Netti, A. Harris, J. J. Baumberg, D. M. Whittaker, M. B. D. Charlton, M. E. Zoorob et G. J. Parker, *Optical trirefringence in photonic crystal waveguides*, Physical Review Letters **86**, p. 1526 (2001).
- [97] M. Notomi, T. Tamamura, Y. Ohtera, O. Hanaizumi et S. Kawakami, *Direct visualisation of photonic band structure for three-dimensional photonic crystals*, Physical Review B **61**, p. 7165 (2000).
- [98] M. Notomi, *Theory of light propagation in strongly modulated photonic crystals : Refractionlike behavior in the vicinity of the photonic band gap*, Physical Review B **62**, p. 10696, (2000).
- [99] M. Imada, S. Noda, A. Chutinan, T. Tokuda, M. Murata et G. Sasaki, *Coherent two-dimensional lasing action in surface-emitting laser with triangular-lattice photonic crystal structure*, Applied Physics Letters **75**, p. 316 (1999).
- [100] S. Noda, M. Yokohama, M. Imada, A. Chutinan et M. Mochizuki, *Polarization mode control of two-dimensional photonic crystal laser by unit cell structure design*, Science **293**, p. 1123 (2001).
- [101] M. Meier, A. Mekis, A. Dodabalapur, A. Timko, R. E. Slusher, J. D. Joannopoulos et O. Nalamasu, *Laser action from two-dimensional distributed feedback in photonic crystals*, Applied Physics Letters **74**, p. 7 (1999).
- [102] M. Notomi, H. Susuki et T. Tamamura, *Directional lasing oscillation of two-dimensional organic photonic crystal lasers at several photonic band gaps*, Applied Physics Letters **78**, p. 1325 (2001).

- [103] H. Y. Ryu, S. H. Kwon, Y. J. Lee, Y. H. Lee et J. S. Kim, *Very-low-threshold photonic band-edge lasers from free-standing triangular photonic crystal slabs*, Applied Physics Letters **80**, p. 3476 (2002).
- [104] C. Monat, C. Seassal, X. Letartre, P. Regreny, P. Rojo-Roméo, P. Viktorovitch, M. Le Vassor d'Yerville, D. Cassagne, J. P. Albert, E. Jalaguier, S. Pocar et B. Aspar, *InP-based two-dimensional photonic crystal on silicon : In-plane Bloch mode laser*, Applied Physics Letters **81**, p. 5102 (2002).
- [105] M. Boroditsky, T. F. Krauss, R. Coccioli, R. Vrijen, R. Bhat et E. Yablonovitch, *Light extraction from optically pumped light-emitting diode by thin-slab photonic crystals*, Applied Physics Letters **75**, p. 1036 (1999).
- [106] H. Y. Ryu, Y. H. Lee, R. L. Sellin et D. Bimberg, *Over 30-fold enhancement of light extraction from free-standing photonic crystal slabs with InGaAs quantum dots at low temperature*, Applied Physics Letters **79**, p. 3573 (2001).
- [107] A. A. Erchak, D. J. Ripin, S. Fan, P. Rakich, J. D. Joannopoulos, E. P. Ippen, G. S. Petrich et L. A. Kolodziejski, *Enhanced coupling to vertical radiation using two-dimensional photonic crystal in a semiconductor light-emitting diode*, Applied Physics Letters **78**, p. 563 (2001).
- [108] C. Monat, C. Seassal, X. Letartre, P. Regreny, M. Gendry, P. Rojo-Romeo, P. Viktorovitch, M. Le Vassor d'Yerville, D. Cassagne, J. P. Albert, E. Jalaguier, S. Pocar et B. Aspar, *Two-dimensional hexagonal-shaped microcavities formed in a two-dimensional photonic crystal on an InP membrane*, Journal of Applied Physics **93**, p. 23 (2003).
- [109] S. David, *Etude de composants à cristaux photoniques dans la filière silicium pour les longueurs d'ondes des télécommunications optiques*, Thèse de doctorat, Université Paris XI (2003).
- [110] W. L. Ng, M. A. Lourenço, R. M. Gwilliam, S. Ledain, G. Shao et K. P. Homewood, *An efficient room-temperature silicon-based light-emitting diode*, Nature **410**, p. 192 (2001).
- [111] T. Trupke, J. Zhao, A. Wang, R. Corkish et M. A. Green, *Very efficient light emission from bulk crystalline silicon*, Applied Physics Letters **82**, p. 2996 (2003).
- [112] D. Sotta, *Milieux émetteurs de lumière et microcavité optique en silicium monocristallin sur isolant*, Thèse de doctorat, Université Joseph Fourier - Grenoble 1 (2002).
- [113] Y. Désières, T. Benyattou, R. Orobitchouk, C. Seassal, P. Pottier, C. Grillet, X. Letartre et P. Viktorovitch, *Material Research Society Symposium Proceeding* **637**, E3.6.1 (2001).
- [114] Y. Désières, T. Benyattou, R. Orobitchouk, A. Morand, P. Benech, C. Grillet, C. Seassal, X. Letartre, P. Rojo-Roméo et P. Viktorovitch, *Propagation losses of the fundamental mode in a single line-defect photonic crystal waveguide on an InP membrane*, Journal of Applied Physics **92**, p. 2227 (2002).
- [115] H. Benisty, S. Olivier, C. Weisbuch, M. Agio, M. Kafesaki, C. M. Soukoulis, Min Qiu, M. Swillo, A. Karlsson, B. Jaskorzynska, A. Talneau, R. Moosburger, M. Kamp, A. Forchel, R. Ferrini, R. Houdre, U. Oesterle, *Models and measurements for the transmission of submicron-width waveguide bends defined in two-dimensional photonic crystals*, Journal of Quantum Electronics **38**, p. 770 (2002).
- [116] M. Zelsmann, E. Picard, T. Charvolin, E. Hadji, B. Dal'Zotto, M. E. Nier, C. Seassal, P. Rojo-Roméo et X. Letartre, *Transmission spectroscopy of photonic crystals in a silicon-on-insulator waveguide structure*, Applied Physics Letters **81**, p. 2340 (2002).
- [117] S. Olivier, M. Rattier, H. Benisty, C. Weisbuch, C. J. M. Smith, R. M. De La Rue, T. F. Krauss, U. Oesterle et R. Houdré, *Mini-stopbands of a one-dimensional system : The channel waveguide in a two-dimensional photonic crystal*, Physical Review B **63**, p. 113311 (2001).

- [118] M. Qiu, K. Azizi, A. Karlsson, M. Swillo et B. Jaskorzynska, *Numerical studies of mode gaps and coupling efficiency for line-defect waveguides in two-dimensional photonic crystals*, Physical Review B **64**, p. 155113 (2001).
- [119] E. Miyai, M. Okano, M. Mochizuki et S. Noda, *Analysis of coupling between two-dimensional photonic crystal waveguide and external waveguide*, Applied Physics Letters **81**, p. 3729, (2002).
- [120] P. Sanchis, J. Marti, A. Garcia, A. Martinez et J. Blasco, *High efficiency coupling technique for planar photonic crystal waveguides*, Electronics Letters **38**, p. 961 (2002).
- [121] M. Tokushima et H. Yamada, *Light propagation in a photonic-crystal-slab line-defect waveguide*, Journal of Quantum Electronics **38**, p. 753 (2002).
- [122] D. E. Aspnes, *Properties of silicon*, INSPEC, IEE, London, **59** (1988).
- [123] T.M. Rice, J. C. Hensel, T. G. Phillips et G. A. Thomas, Solid State Physics **32**, p. 210 (1977).
- [124] M. Tajima et S. Ibuka, *Luminescence due to electron-hole condensation in silicon-on-insulator*, Journal of Applied Physics **84**, p. 2224 (1998).
- [125] H. Benisty, R. Stanley et M. Mayer, *Method of source terms for dipole emission modification in modes of arbitrary planar structures*, Journal of the Optical Society of America A, **15**, p. 1192 (1998).
- [126] S. Fan, P. R. Villeneuve et J. D. Joannopoulos, *High extraction efficiency of spontaneous emission from slabs of photonic crystals*, Physical Review Letters **78**, p. 3294 (1997).
- [127] D.-J. Shin, S.-E. Kim, J.-K. Hwang, H.-Y. Ryu, H.-G. Park, D.-S. Song et Y.-H. Lee, *Far- and near-field investigations on the lasing modes in two-dimensional photonic crystal slab lasers*, Journal of Quantum Electronics **38**, 857 (2002).
- [128] C. J. M. Smith, T. Krauss, H. Benisty, M. Rattier, C. Weisbuch, U. Oesterle et R. Houdré, *Directionnally dependent confinement in photonic-crystal microcavities*, Journal of the Optical Society of America B **17**, p. 2043 (2000).
- [129] J. M. Gerard, B. Sermage, B. Gayral, E. Costard et V. Thierry-Mieg, *Enhanced spontaneous emission by quantum boxes in a monolithic optical microcavity*, Physical Revue Letters **81**, p. 1110 (1998).
- [130] E. F. Schubert, Y.-H. Wang, A. Y. Cho, L.-W. Tuand et G. J. Zydzik, *Resonant cavity light-emitting diode*, Applied Physics Letters **60**, p. 921, (1992).
- [131] D. Delbeke, R. Bockstaele, P. Bienstman, R. Baets et H. Benisty, *High-efficiency semiconductor resonant-cavity light-emitting diodes: a review*, IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics **8**, p. 189 (2002).
- [132] M. R. Krames, M. Ochiai-Holcomb, G. E Höfler, C. Carter-Coman, E. I. Chen, I.-H. Tan, P. Grillot, N. F. Gardner, H. Chui, J.-W. Huang, S. A. Stockman, F. A. Kish, M. G. Crawford, T. S. Tan, C. P. Kocot, M. Hueschen, J. Posselt, B. P. Loh, G. Sasser et D. Collins, *High-power truncated-inverted-pyramid (Al_xGa_{1-x})_{0.5}In_{0.5}P/GaP light-emitting diodes exhibiting > 50 % external quantum efficiency*, Applied Physics Letters **75**, p. 2365, (1999).
- [133] H. Rigneault, F. Lemarchand, A. Sentenac et H. Giovannini, *Extraction of light from sources located inside waveguide grating structures*, Optics Letters **24**, p. 148, (1999).
- [134] R. Windisch, C. Rومان, S. Meinschmidt, P. Kiesel, D. Zipperer, G. H. Döhler, B. Dutta, M. Kujik, G. Borghs et P. Heremans, *Impact of texture-enhanced transmission on high-efficiency surface-textured light-emitting diodes*, Applied Physics Letters **79**, p. 2315, (2001).

- [135] M. Rattier, T. F. Krauss, J.-F. Carlin, R. Stanley, U. Oesterle, R. Houdré, C. J. M. Smith, R. M. De La Rue, H. Benisty et C. Weisbuch, *High extraction efficiency, laterally injected, light emitting diodes combining microcavities and photonic crystals*, Optical and Quantum Electronics **34**, p. 79 (2002).
- [136] H. Ennen, G. Pomrenke, A. Axman, K. Eisele, W. Haydl et J. Schneider, *1.54- μ m electroluminescence of erbium-doped silicon grown by molecular beam epitaxy*, Applied Physics Letters **46**, p. 381 (1985).
- [137] P. G. Kik, A. Polman, S. Libertino et S. Coffa, *Design and performance of an Erbium-doped silicon waveguide detector operating at 1,5 μ m*, Journal of Lightwave Technology **20**, p. 834 (2002).