



**HAL**  
open science

# Optimisation de cristaux photoniques pour l'optique non linéaire

Yassine Benachour

► **To cite this version:**

Yassine Benachour. Optimisation de cristaux photoniques pour l'optique non linéaire. Physique [physics]. Université Paris Sud - Paris XI, 2008. Français. NNT: . tel-00274814v1

**HAL Id: tel-00274814**

**<https://theses.hal.science/tel-00274814v1>**

Submitted on 21 Apr 2008 (v1), last revised 2 May 2008 (v2)

**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.

N° d'ordre: 00000

# THÈSE

Présentée devant

devant l'Université de Paris Sud 11

pour obtenir

le grade de : DOCTEUR DE L'UNIVERSITÉ DE PARIS SUD 11  
Mention PHYSIQUE

par

Yassine BENACHOUR

Équipe d'accueil : Composants pour la Microélectronique et l'Optoélectronique (CMO)  
École Doctorale : Ondes et Matière  
Composante universitaire : UFR-ORSAY

Titre de la thèse :

## Optimisation de cristaux photoniques pour l'optique non linéaire

soutenue le 11 avril 2008 devant la commission d'examen

M. :	François	JULIEN	Président
MM. :	Azzedine	BOUDRIOUA	Rapporteurs
	Dominique	COQUILLAT	
MM. :	Enric	GARCIA-CAUREL	Examineurs
	Richard	DE LA RUE	
	Nicole	PARAIRE	Directeurs de THÈSE
	Anatole	LUPU	

*Le petit enfant entre dans la société des hommes en s'amusant, en chantant, en dansant. Le grand entre dans l'univers des quarks et des galaxies en s'émerveillant, à condition de le regarder avec lucidité, donc de profiter des apports de la science et de la recherche.*

*Entrer dans la science.*



*La recherche, c'est comme la galette des rois, il faut en manger beaucoup avant d'avoir la fève! .*



*Imagination is more important than knowledge. For knowledge is limited, whereas imagination embraces the entire world, stimulating progress, giving birth to evolution.*

ALBERT EINSTEIN







# Remerciements

*Ce travail de thèse a été effectué à l'Institut d'Électronique Fondamentale (IEF) au sein du département Composants pour la Microélectronique et l'Optoélectronique (CMO) à Orsay. À ce titre, je voudrais remercier M. Jean-Michel Lourtioz directeur du laboratoire et Philippe Dollfus responsable du département pour m'avoir accueilli dans leur service et pour l'ensemble des moyens qu'ils ont mis à ma disposition.*

*Je suis très sensible à l'honneur que m'a fait l'ensemble des membres du jury : François Julien qui m'a fait l'honneur de présider mon jury de thèse, Azzedine Boudrioua et Dominique Coquillat d'avoir accepté d'être rapporteur de ce travail. Leurs remarques éclairées ont permis d'améliorer le manuscrit. Je tiens à remercier également Richard M. De La Rue et Enric Garcia-Caurel d'avoir examiner et juger ce travail.*

*La thèse est une période exigeante qui nécessite énormément d'investissement personnel dont on n'entrevoit rarement la fin, sauf le jour de la soutenance. Je tiens donc à exprimer ma reconnaissance à toutes les personnes bienveillantes qui m'ont aidée, soutenue, conseillée, encouragée et que j'ai eu la chance de rencontrer pendant cette aventure scientifique et humaine. Je tiens donc à remercier chaleureusement :*

*Nicole Paraire ma directrice de thèse qui a dirigé mes travaux de recherche, pour ses conseils, ses compétences. J'ai beaucoup apprécié son sens critique, son soutien et sa disponibilité même après sa retraite. J'ai beaucoup appris en travaillant à ces côtés : le sens physique des choses. Je lui souhaite bonne retraite.*

*Anatole Lupu son successeur qui a tenu le flambeau jusqu'au jour de la soutenance. Je le remercie pour son aide et pour sa relecture du manuscrit. J'ai beaucoup apprécié toutes les discussions pour l'explication des courbes de dispersion tracées sous le cône de lumière.*

*La fabrication des structures photonique sur SOI a été effectuée en collaboration avec le CEA/LETI. Je tiens à remercier Jean Marc Fédéli pour la réalisation de ces "gros" pavés de cristaux photoniques.*

*Kang Wang du Laboratoire de Physique des Solides (LPS) pour les premiers essais de gravure par FIB sur les couches de GaN.*

*Laurent Nevou pour tout son aide dans les manips et de m'avoir initié à la spectrométrie FTIR. Merci Laurent et bonne préparation pour la soutenance.*

*Laurent Baldi pour sa disponibilité et son aide lors des dépôts du polymère dopé. Je lui souhaite bonne continuation et bonne fin de thèse.*

*Céline Eypert et Marzouk Kloul de Horiba Jobinyvon pour leur aide dans les mesures ellipsométriques dans leur locaux.*

*Xavier Le Roux et Samson Edmond les technologues de l'équipé pour leurs aide et les jolies photos MEB des structures présentées dans ce manuscrit.*

*Larent Vivien, Suzanne Laval, Delphine Marris-Morini et Eric Cassan.*

*Je n'oublie pas Damien Bernier et Sylvain Maine pour leur sympathie. Merci et bon courage Damien pour la rédaction du manuscrit.*

*Je tiens à remercier l'ensemble des personnes du département Opto-GaN François Julien, Raffaele Colombelli, Adel Bousseksou et Maria Tchernycheva. Ainsi que Houssaine, Michaël, Laurent et Virginie. Je leur souhaite à tous une bonne continuation et un bon courage pour la soutenance.*

*Je tiens particulièrement à remercier tout le personnel administratif, Sylvie Duran, Ingrid Frey, Sylvie Maussion et Patricia Polselli; ainsi que le personnel technique et technologique : Marie-Paule Planté pour son aide sur l'ellipsomètre spectroscopique, José Palomo pour les dépôts de couches d'or, et Jean-Luc Perrossier.*

*Francine Plumelle notre bibliothécaire, Anne Charrier (SPAG) pour son initiation pour le dessin sur Adobe Illustrator, Serge Janis et Chantal Jamot du SIR.*

*Christophe Chassat pour toutes les interventions informatiques sur mon ordinateur et son aide pour récupérer mes données après le crash de mon DD. conseil : faites toujours des sauvegardes.*

*Mes autres collègues du département CMO, qu'on appelle CMO d'en face ! Arnaud Bournel, Francesca Carosella, Hugues Cazin d'Honinethun Christophe Chassat, Jérôme Saint Martin, Valérie Aubry-Fortuna, Sylvie Galdin-Retailleau.*

*Je salue mes amis doctorants de CMO, Kamal, Gilles, Etienne, Audrey, Karim, Damien et Do. Je leur souhaite à tous une bonne continuation et un bon courage pour mener à bien leurs travaux de recherche.*

*Une mention spéciale à tous mes amis (es) qui m'ont soutenue et encouragé surtout pendant la rédaction et les jours de la soutenance. Merci à : Abdou, Ali, Bilal, Chiraz, Maya, Rasha, Yan.*

*Mon oncle Said qui m'a toujours aidé, conseillé et encouragé surtout mes début à Metz. Encore Mille fois merci pour ta grande gentillesse tonton.*

*Mes derniers remerciements vont à ceux qui me sont particulièrement chers : mes parent, mon frère Slim et mes soeurs Lylia, Mina et Nanou. Merci du fond du cœur pour votre confiance, votre soutien et votre amour.*

*PS : J'espère n'avoir oublié personne. Si c'est le cas, je m'en excuse auprès des personnes concernées.*



# Table des matières

<b>Remerciements</b>	<b>1</b>
<b>Table des matières</b>	<b>6</b>
<b>Introduction</b>	<b>1</b>
<b>1 Optique non linéaire dans les cristaux photoniques</b>	<b>5</b>
1.1 L'optique non linéaire (ONL)	5
1.1.1 Formalisme de l'optique non linéaire	5
1.1.1.1 Définition des susceptibilités non linéaires	5
1.1.1.2 Équations de propagation des ondes dans un matériau non linéaire	6
1.1.2 La non linéarité du second ordre	9
1.1.2.1 Mélange à trois ondes	10
1.1.2.2 Génération de la seconde harmonique	11
1.1.2.3 Condition d'accord de phase	11
1.1.3 La non linéarité du troisième ordre	13
1.1.3.1 L'effet Kerr optique	13
1.1.3.2 Mélange à quatre ondes	14
1.2 Les cristaux photoniques	14
1.2.1 Généralités sur les cristaux photoniques	15
1.2.1.1 Analogie Électron- Photon	15
1.2.1.2 Diagramme de bandes et bande interdite (BI)	16
1.2.1.3 Loi d'échelle	18
1.2.1.4 Bandes interdites complètes	18
1.2.2 Cristaux photoniques 1D, 2D et 3D	18
1.2.3 Cristaux photoniques planaires	22
1.2.4 Singularités des cristaux photoniques	24
1.2.4.1 Vitesse de phase, indice effectif	24
1.2.4.2 Densité de modes, vitesse de groupe	26
1.2.5 Méthodes et moyens de calculs	27
1.2.5.1 La méthode des ondes planes	28
1.2.5.2 La méthode FDTD	28
1.2.5.3 La méthode RCWA	28
1.2.5.4 Méthode des matrices de transfert	29
1.2.6 Exploration de cristaux photonique avec défauts	29
1.3 État de l'art sur les effets non linéaires dans les cristaux photoniques	31
1.3.1 Optique non linéaire du second ordre dans les cristaux photoniques	32
1.3.1.1 Quasi accord de phase dans les cristaux photoniques de $\chi^{(2)}$	32
1.3.1.2 Accord de phase dans les cristaux photoniques "conventionnels"	33
1.3.2 Optique non linéaire du troisième ordre dans les cristaux photoniques	34

1.3.2.1	Cristaux photoniques bidimensionnels utilisés comme filtre accordables . . . . .	34
1.3.2.2	Génération de la troisième harmonique dans les cristaux photoniques . . . . .	36
<b>2</b>	<b>Optimisation de structures 1D d'épaisseur finie mettant en œuvre des effets d'ONL d'ordre 2</b>	<b>39</b>
2.1	Objectifs . . . . .	39
2.2	Méthode des matrices de transfert pour la description de structures 1D d'épaisseur finie . . . . .	40
2.3	Localisation du champ dans les cristaux photoniques . . . . .	45
2.4	Optimisation de structures 1D . . . . .	49
2.4.1	Possibilité d'ingénierie pour positionner les bords de bande . . . . .	49
2.4.2	Obtention de l'accord de phase . . . . .	52
2.4.3	Exemple d'accord de phase pour la GSH dans un CP où le matériau non linéaire est de bas indice . . . . .	55
2.5	Le nitrure de gallium pour la génération de la seconde harmonique . . . . .	57
2.5.1	Structure cristalline de GaN . . . . .	57
2.5.2	Potentialités du nitrure de gallium . . . . .	58
2.5.2.1	Valeurs élevées des susceptibilités non linéaires . . . . .	58
2.5.2.2	Le GaN sur substrat de saphir . . . . .	59
2.5.2.3	Fenêtre de transparence . . . . .	60
2.5.2.4	Seuil de dommage optique . . . . .	60
2.6	Détermination d'une structure optimisée pour la génération de la seconde harmonique . . . . .	61
2.6.1	Dispersion de l'indice de réfraction . . . . .	62
2.6.2	Structure optimisée en optique guidée pour la GSH . . . . .	63
2.7	Réalisation et caractérisation . . . . .	66
2.7.1	Gravure par faisceau d'ions focalisé . . . . .	66
2.7.1.1	Métallisation des échantillons . . . . .	66
2.7.1.2	Premières réalisations . . . . .	67
<b>3</b>	<b>Caractérisation de structures planaires en matériaux non optiquement actifs par des techniques de couplage par la surface aux grandes longueurs d'ondes</b>	<b>69</b>
3.1	Objectifs et motivations . . . . .	69
3.2	Les substrats en SOI . . . . .	70
3.2.1	Cristaux photoniques planaires sur substrat SOI . . . . .	71
3.3	Moyens de caractérisation . . . . .	73
3.3.1	Ellipsométrie spectroscopique . . . . .	73
3.3.1.1	Principe de la mesure . . . . .	73
3.3.1.2	Description des différentes techniques . . . . .	77
3.3.1.3	Description du montage utilisé . . . . .	78
3.3.2	Spectrométrie à transformée de Fourier . . . . .	80
3.3.2.1	Principe de la mesure . . . . .	80
3.3.2.2	Montage expérimental . . . . .	82
3.4	Caractérisations en ellipsométrie spectroscopique des structures CPs . . . . .	85
3.4.1	Caractérisation en E.S des couches non structurées . . . . .	85
3.4.2	Caractérisation des cristaux photoniques . . . . .	86
3.4.2.1	Mesures . . . . .	86
3.4.2.2	L'approximation de l'indice effectif . . . . .	89
3.4.3	Applications possibles : trous remplis . . . . .	91

---

<b>4 Tracé des courbes de dispersion de structures photoniques planaires par des méthodes diffractives</b>	<b>95</b>
4.1 Objectifs et motivations des caractérisations en optique diffractive . . . . .	95
4.2 Tracé des courbes de dispersion des structures CP . . . . .	96
4.2.1 Description des échantillons et des techniques utilisées . . . . .	96
4.2.2 Résultats des mesures en s-FTIR . . . . .	96
4.2.3 Tracé des courbes de dispersion . . . . .	100
4.2.4 Caractéristiques du couplage . . . . .	105
4.3 Analyse des résultats . . . . .	106
4.3.1 Tracé des courbes de dispersion théoriques et ajustement des facteurs de remplissage . . . . .	106
4.3.2 Analyse théorique des observations effectuées par les techniques de couplage par la surface . . . . .	109
4.3.3 Analyse des nouvelles conditions de continuité . . . . .	111
4.4 Caractérisation des CPs sous le cône de lumière . . . . .	114
4.4.1 Comparaison entre les mesures ellipsométriques et les mesures s-FTIR . .	115
4.4.2 Utilisation des observations en diffraction pour l'ajustement du facteur de remplissage . . . . .	117
4.5 Zones de faible vitesse de groupe . . . . .	119
4.6 Structures 2D doublement résonantes dans SOI . . . . .	120
4.7 Modélisation de cristaux photoniques planaires remplis de polymère non linéaire	122
<b>Conclusions</b>	<b>127</b>
<b>Glossaire</b>	<b>129</b>
<b>Références</b>	<b>142</b>
<b>Table des figures</b>	<b>146</b>
<b>Liste des tableaux</b>	<b>147</b>
<b>Index</b>	<b>151</b>





# Introduction

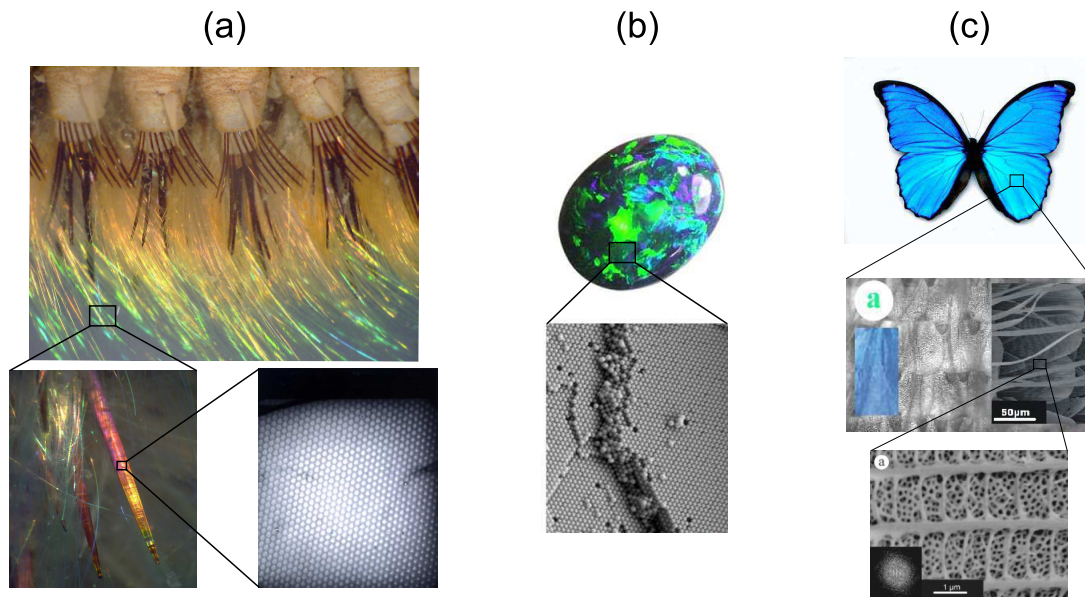
Réaliser un matériau qui soit, pour les *photons*, l'analogie de ce qu'est un cristal semiconducteur pour les *électrons* est l'objectif ambitieux que se propose aujourd'hui une communauté rassemblant opticiens, électromagnéticiens et physiciens du solide. Le développement de ce nouveau type de matériau dit à **bandes interdites photoniques** (BIP), encore appelé **cristal photonique** (CP), ouvre des perspectives nouvelles pour le confinement de la lumière ou son émission et la réalisation de briques de base nécessaires aux communications optiques intra-puces, ou dans les systèmes intégrés sur puce (SoC : System on Chip) ou dans les télécommunications optiques.

Le problème de la propagation d'une onde électromagnétique dans un empilement multicouche périodique de diélectriques (cristal photonique 1D) connu plus généralement sous le nom de miroir de Bragg n'est en effet bien connu que depuis les années 60 [1, 2]. Certaines espèces animales [3, 4] et minérales fabriquent et utilisent des structures présentant des périodicités d'indice dans une, deux ou trois dimensions de l'espace à des fins esthétiques et stratégiques depuis bien longtemps (Fig. 1) et ce n'est que finalement très récemment que l'homme y a trouvé un intérêt intellectuel (et financier). Ainsi, l'opale est une roche constituée de micro-billes de silice réparties selon un arrangement régulier dans les trois dimensions de l'espace (Fig. 1b). De fait, c'est un cristal photonique naturel. L'opale n'est pas le seul exemple de cristal photonique naturel. Des scientifiques australiens et britanniques des universités de Sydney et d'Oxford ont trouvé un ver marin possédant des épines qui constituent des cristaux photoniques plus efficaces que ceux fabriqués par l'homme jusqu'à présent [5, 6]. Cet animal au nom charmant : *Aphrodita* est appelé souris de mer de l'anglais *sea mouse* (Fig. 1a). On peut trouver dans la nature d'autres exemples comme celui des ailes de papillon *Princeps nireus* dont les magnifiques reflets bleu-vert sont dus à l'interaction entre la lumière ambiante et la microstructuration naturelle de leurs ailes (Fig. 1c). Le phénomène physique sous-jacent étant la diffraction de la lumière par la microstructuration dont la périodicité, qui peut être dans une, deux ou trois directions de l'espace, est de l'ordre de la longueur d'onde de la lumière incidente où sa diffraction qui génère des interférences.

Les cristaux photoniques désignent donc des structures artificielles dont la constante diélectrique est modulée périodiquement dans une, deux ou trois directions. Cette modulation perturbe la propriété des modes électromagnétiques (EM) et peut faire apparaître des bandes interdites à la propagation des photons.

Ces structures sont actuellement la source de nombreuses expériences en optique telles que l'inhibition de l'émission spontanée [7, 8], les miroirs omnidirectionnels à haute réflectivité ainsi que des guides d'ondes à faibles pertes ou encore des propriétés originales de réfraction de la lumière tels que l'auto-collimation ou la réfraction négative [9, 10, 11, 12, 13] ... Les cristaux photoniques permettent déjà le contrôle et la manipulation de la lumière en vue d'applications de type télécom [14]. Les cristaux à deux dimensions ont en effet atteint le niveau de maturité nécessaire pour le développement d'applications. La fabrication de cristaux photoniques à trois dimensions est encore au stade de la recherche, alors que des cristaux photoniques 3D existent déjà (les opales, les ailes des papillons...).

Les applications envisagées de ces cristaux aux fréquences optiques ont, malgré les difficultés



**Fig. 1** – Exemples de cristaux photoniques naturels. Ces structures de périodes submicroniques apparaissent chez certaines espèces animales et minérales comme les souris de mer *Aphrodita*<sup>1</sup> (a), les opales<sup>2</sup> (b) ou les papillons nommés *Princeps nireus*<sup>3</sup> (c).  
 [Examples of natural photonic crystals. (a) sea mouse<sup>1</sup>, (b) opals<sup>2</sup> and (c) *Princeps nireus*<sup>3</sup> butterfly.]

de fabrication, de modélisation et de caractérisation, largement dépassé l'idée initiale du contrôle de l'émission spontanée [15]. Elles couvrent aujourd'hui un large spectre allant de l'étude du couplage fort atome/cavité aux interconnexions optiques. Parmi ces axes d'études, on peut citer les recherches menées sur l'utilisation de cristaux photoniques pour l'**optique non linéaire**.

Même si le développement de l'optique non linéaire aux longueurs d'ondes optiques date des années 60 [16, 17], il a fallu attendre une trentaine d'années pour qu'il soit appliqué aux cristaux photoniques [18]. L'objectif recherché était la réalisation de la condition d'accord de phase nécessaire à l'obtention de processus non linéaires de second ordre efficaces et ce n'est qu'au début des années 90 que le grand essor des phénomènes non linéaires du second et du troisième ordre dans les cristaux photoniques a eu lieu [19, 20, 21, 22, 23, 24, 25].

Mes travaux se sont ainsi inscrits dans la perspective de conception, réalisation et caractérisation de structures photoniques pour l'optique non linéaire. En jouant sur les caractéristiques physiques et géométriques de structures périodiques on peut faire de l'ingénierie de bandes; agir sur leur position et leur largeur et en particulier obtenir de grandes densités de modes et des propriétés dispersives singulières pour des fréquences déterminées à l'avance. On peut ainsi, dans des matériaux présentant des non linéarité du deuxième ordre réaliser de la conversion de fréquence et dans des matériaux du troisième ordre réaliser des structures doublement résonnantes où la structure périodique et le matériau non linéaire qui la constitue ont des fréquences de résonances voisines. On peut alors réaliser, à une échelle microscopique différentes fonctions optiques passives (filtres, commutateurs,...accordables) ou actives (amplification, émission de lumière, modulation...).

<sup>1</sup><http://www.physics.usyd.edu.au/theory/seamouse/aphrodita.html>

<sup>2</sup><http://www.ics.mq.edu.au/~lstew/research/outline.html>

<sup>3</sup>[http://www.mfa.kfki.hu/int/nano/online/2002\\_butterfly/index.html](http://www.mfa.kfki.hu/int/nano/online/2002_butterfly/index.html)

Mon travail de thèse traite donc du *"mariage"* de l'optique non linéaire avec les cristaux photoniques. Nous avons étudié, en particulier, l'influence de différents paramètres de CPs sur le renforcement des effets non linéaires. Nous avons aussi développé des techniques non destructives précises pour caractériser des cristaux photoniques planaires constitués de matériaux non optiquement actifs, ceci afin de permettre la réalisation, dans le silicium, matériau capital en microélectronique et opto-électronique, de fonctions optiques passives ou actives en y insérant des matériaux non linéaires. Plus précisément, **le premier chapitre** de ce manuscrit est consacré à un rappel général du formalisme de l'optique non linéaire, et en particulier aux conditions nécessaires pour observer des effets non linéaires importants du 2<sup>ème</sup> et du 3<sup>ème</sup> ordre. Nous rappelons également les concepts de base des cristaux photoniques et leurs propriétés singulières, en particulier en bord de bande interdite, qui leur permettent d'être des candidats intéressants pour la réalisation d'effets non linéaires. Nous passons en revue les différentes méthodes de calcul permettant de déterminer les diagrammes de bandes des cristaux photoniques ou de décrire la propagation de la lumière dans ces structures. Ces calculs nous permettront de prévoir le comportement de ces structures pour des applications en optique non linéaire. Dans la dernière partie de ce chapitre, nous donnons un bref *état de l'art* sur l'utilisation des CPs dans le but d'obtenir des effets non linéaires efficaces.

Dans **le deuxième chapitre** nous présentons le travail fait en modélisation pour déterminer la localisation du champ électromagnétique dans des structures périodiques à une dimension avec ou sans défaut. Cette modélisation, réalisée dans un cas simple (1D) permet de bien maîtriser les propriétés de ces structures et d'étudier l'influence des différents paramètres physiques sur ces propriétés. Elle nous a permis d'optimiser des structures pour des effets non linéaires du second ordre en nous attachant aux deux facteurs essentiels que sont l'intensité de la polarisation non linéaire et l'accord de phase. Cette étude, menée dans des structures 1D a été étendue à des structures planaires 1D (appelées 1.5D) utilisées en optique guidée et appliquée à la conception d'une structure à cristal photonique 1.5D réalisée dans une couche de nitrure de gallium pour la génération de seconde harmonique. Nous présentons les premiers essais de réalisation.

**Le troisième chapitre** est consacré à une caractérisation non destructive aux grandes longueurs d'onde de CPs planaires afin de qualifier les procédés de fabrication. Après une présentation des échantillons de CPs utilisés qui sont fabriqués sur substrat SOI et de leur fabrication, nous détaillons le principe des techniques de couplage par la surface utilisées : l'ellipsométrie spectroscopique (ES) et la spectroscopie en réflexion ou transmission par transformée de Fourier (s-FTIR), ceci dans le domaine infrarouge. Ces techniques permettent de caractériser les substrats avant gravure (épaisseur et indices des couches) et après gravure, ce qui permet de caractériser les structures par un facteur de forme effectif. La méthode ainsi mise au point pourra être utilisée pour caractériser le remplissage par un matériau non linéaire de cristaux gravés dans des substrats non optiquement actifs tels que le SOI.

Ces mêmes techniques permettent de tracer des diagrammes de bandes et de déterminer les zones, dans les courbes de dispersion, où les photons sont les plus lents et les effets non linéaires potentiels les plus importants. C'est le contenu du **quatrième chapitre**. Nous décrivons comment à partir des mesures d'ellipsométrie spectroscopique et de réflexion/transmission spectrales par transformée de Fourier nous avons tracé les courbes de dispersion des *modes guidés* et *résonnants*. Par la suite, nous présentons une analyse finie des résultats expérimentaux obtenus en tenant compte des dimensions finies des structures étudiées. Nous montrons à partir de cette étude qu'on peut tracer des courbes de dispersion au dessus et en dessous du cône de lumière à partir de mesures d'optique diffractive. Puis nous comparons nos résultats expérimentaux aux courbes théoriques obtenues en utilisant les facteurs de remplissage précédemment déterminés. Ces résultats permettent d'optimiser les structures et les configurations angulaires et fréquen-

tielles pour lesquelles les effets non linéaires auront le rendement le plus important lorsque les trous d'air des CPs seront remplis par un matériau non linéaire.

# Optique non linéaire dans les cristaux photoniques

Le but de la première partie de ce chapitre est de présenter les bases de l'optique non linéaire avant de nous intéresser plus spécifiquement aux travaux sur les cristaux photoniques : les différentes voies explorées et les problèmes qui subsistent. Nous allons voir, de manière simple, comment des matériaux peuvent acquérir sous l'effet d'un champ une polarisation dépendant de façon non linéaire de l'amplitude de ce champ. Nous introduirons ensuite le formalisme de l'optique non linéaire en utilisant comme point de départ les équations de Maxwell.

## 1.1 L'optique non linéaire (ONL)

D'une manière générale [26] : **Un système linéaire** est défini comme étant celui qui peut acquérir une réaction proportionnelle à l'influence extérieure et dispose d'une propriété bien connue, à savoir si les influences,  $F_1, F_2 \dots F_n$  sont appliquées simultanément, la réponse produite est la somme des réponses qui seraient produites si les influences étaient appliquées séparément.

**Un système non linéaire** est celui dont la réponse n'est pas strictement proportionnelle à l'influence où le transfert d'énergie d'une influence à une autre peut survenir.

En électromagnétique lorsqu'un milieu matériel est mis en présence d'un champ électrique  $\mathbf{E}$ , il est susceptible de modifier ce champ en créant une polarisation  $\mathbf{P}$ . Cette réponse du matériau à l'excitation peut dépendre du champ  $\mathbf{E}$  de différentes façons. Donc **l'optique non linéaire** regroupe l'ensemble des phénomènes optiques présentant une réponse non linéaire par rapport à ce champ électrique. Les premières études d'optique non linéaire ont suivi la découverte des lasers à partir des années 60 [27, 28, 29]. Franken et Coll. sont les premiers à réaliser une expérience de génération de seconde harmonique à l'aide d'une lame de quartz éclairée par un laser à rubis à une longueur d'onde de 694.3 nm [17]. L'optique non linéaire est aujourd'hui, 30 ans après sa découverte et 10 ans après le prix Nobel de son père spirituel, Nicolaas Bloembergen [30], un domaine toujours aussi vivant. Le champ de ses applications est aussi large que la diversité de ses phénomènes, et ses répercussions sont aussi grandes en recherche fondamentale que dans le monde industriel. Les effets non linéaires sont à la base même du fonctionnement des lasers.

### 1.1.1 Formalisme de l'optique non linéaire

#### 1.1.1.1 Définition des susceptibilités non linéaires

La propagation d'une onde électromagnétique dans un milieu est décrite par les équations de Maxwell. Le déplacement électrique  $\mathbf{D}$  et le champ électrique  $\mathbf{E}$  sont reliés par une relation constitutive du matériau où  $\epsilon_r$  est la permittivité diélectrique relative qui dans un milieu

homogène anisotrope est une grandeur tensorielle. En utilisant la convention d'Einstein sur la sommation des indices répétés, la relation s'écrit :

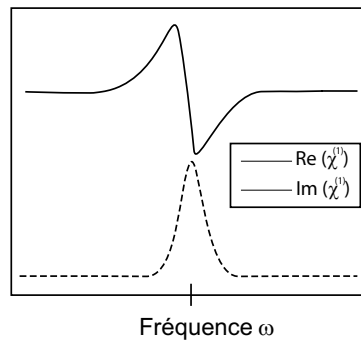
$$\mathbf{D}_i = \epsilon_0 \epsilon_{r_{ij}} \mathbf{E}_j \quad (1.1)$$

$\epsilon_0$  est la permittivité diélectrique du vide. La constante diélectrique du milieu vaut  $1 + \chi_{ij}^{(1)}$  et l'indice de réfraction  $n_{ij}$  :

$$n_{ij} = \text{Re}\left(1 + \chi_{ij}^{(1)}\right) \quad (1.2)$$

$\chi_{ij}^{(1)}$  est la susceptibilité linéaire d'ordre 1, sa partie imaginaire décrit les pertes dans le milieu. Les parties réelle et imaginaire de la susceptibilité sont tracées sur la figure 1.1 en fonction de la fréquence de l'onde lumineuse  $\omega$ .

$$\epsilon_{r_{ij}} = 1 + \chi_{ij}^{(1)} \quad (1.3)$$



**Fig. 1.1** – Dépendance des parties réelle et imaginaire de la susceptibilité linéaire en fonction de la fréquence de l'onde lumineuse autour de la fréquence de résonance.  
[Spectral dependence of the real/ imaginary parts of the linear susceptibility.]

Lorsque le matériau est fortement perturbé, l'approximation linéaire qui considère  $\epsilon_r$  indépendant de  $\mathbf{E}$  n'est plus valable, la relation entre la polarisation volumique  $\mathbf{P}$  ou le déplacement  $\mathbf{D}$  et le champ électrique  $\mathbf{E}$  n'est plus linéaire.  $\mathbf{P}$  s'écrit alors, localement :

$$\mathbf{P}_i = \epsilon_0 (\chi_{ij}^{(1)} \mathbf{E}_j + \chi_{ijk}^{(2)} \mathbf{E}_j \mathbf{E}_k + \chi_{ijkl}^{(3)} \mathbf{E}_j \mathbf{E}_k \mathbf{E}_l + \dots) \quad (1.4)$$

Dans cette expression on parle d'optique non linéaire,  $\chi^{(1)}$  représente la susceptibilité linéaire discutée précédemment et les  $\chi^{(i)}$  sont des tenseurs de susceptibilité d'ordre  $i$ , caractéristiques de l'interaction entre l'onde électromagnétique et le milieu. Ces susceptibilités non linéaires (pour  $i > 1$ ) sont à l'origine de nombreux phénomènes et deviennent de plus en plus faibles lorsque l'ordre  $i$  augmente. Nous limiterons notre étude aux susceptibilités d'ordre 2 et 3 et on parlera de non-linéarités du second ordre et du troisième ordre.

### 1.1.1.2 Équations de propagation des ondes dans un matériau non linéaire

Tous les phénomènes électromagnétiques sont régis par l'ensemble des équations de Maxwell décrivant la propagation des ondes dans un milieu matériel. Dans la situation d'un milieu

non magnétique où les densités de charges et de courants macroscopiques sont nulles, celles-ci prennent la forme :

$$\begin{aligned}\vec{\nabla} \cdot \mathbf{D}(\mathbf{r}, t) &= 0 \\ \vec{\nabla} \cdot \mathbf{B}(\mathbf{r}, t) &= 0 \\ \vec{\nabla} \times \mathbf{E}(\mathbf{r}, t) &= -\frac{\partial \mathbf{B}(\mathbf{r}, t)}{\partial t} \\ \vec{\nabla} \times \mathbf{H}(\mathbf{r}, t) &= \frac{\partial \mathbf{D}(\mathbf{r}, t)}{\partial t}\end{aligned}\quad (1.5)$$

$\mathbf{E}(\mathbf{r}, t)$  est le champ électrique,  $\mathbf{H}(\mathbf{r}, t)$  l'excitation magnétique,  $\mathbf{D}(\mathbf{r}, t)$  est le vecteur déplacement électrique et  $\mathbf{B}(\mathbf{r}, t)$  l'induction magnétique<sup>1</sup>. La réponse du milieu aux excitations  $\mathbf{E}(\mathbf{r}, t)$  et  $\mathbf{H}(\mathbf{r}, t)$  est donnée par les relations constitutives qui dans le cas d'un milieu diélectrique idéal non magnétique s'écrivent :

$$\mathbf{D}(\mathbf{r}, t) = \epsilon_0 \mathbf{E}(\mathbf{r}, t) + \mathbf{P}(\mathbf{r}, t) \quad \mathbf{B}(\mathbf{r}, t) = \mu_0 \mathbf{H}(\mathbf{r}, t) \quad (1.6)$$

$\mathbf{P}(\mathbf{r}, t)$  est le vecteur polarisation,  $\mu_0$  est la perméabilité du vide. Le système d'équations 1.5, complété par une *relation constitutive*, propre aux milieux matériels, reliant le champ  $\mathbf{P}(\mathbf{r}, t)$  au champ électrique  $\mathbf{E}(\mathbf{r}, t)$  (équation 1.6), est à la base de la description de la plupart des phénomènes optiques dans les milieux matériels, et en particulier de l'optique non linéaire. Ce jeu d'équations permet d'établir l'équation de propagation du champ électromagnétique :

$$\vec{\nabla} \times \vec{\nabla} \times \mathbf{E}(\mathbf{r}, t) + \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 \mathbf{E}(\mathbf{r}, t)}{\partial t^2} = -\mu_0 \frac{\partial^2 \mathbf{P}(\mathbf{r}, t)}{\partial t^2} \quad (1.7)$$

Comme nous l'avons vu précédemment, lorsqu'on applique un champ électrique suffisamment faible à un milieu diélectrique, la polarisation est caractérisée par la susceptibilité linéaire  $\chi^{(1)}$  du milieu qui est un tenseur d'ordre deux :

$$\mathbf{P}^{\mathbf{L}}(\mathbf{r}, t) = \epsilon_0 \int_{-\infty}^{+\infty} \chi^{(1)}(\mathbf{r}, t, \tau) : \mathbf{E}(\mathbf{r}, \tau) \delta\tau \quad (1.8)$$

Lorsque le champ excitateur devient plus intense, la polarisation s'écrit en fonction du champ électrique de la manière suivante :

$$\mathbf{P}(\mathbf{r}, t) = \mathbf{P}^{\mathbf{L}}(\mathbf{r}, t) + \mathbf{P}^{\mathbf{NL}}(\mathbf{r}, t) = \mathbf{P}^{\mathbf{L}}(\mathbf{r}, t) + \sum_{i=2}^{\infty} \mathbf{P}^{(i)}(\mathbf{r}, t) \quad (1.9)$$

Si on se place dans l'espace des fréquences la relation liant  $\mathbf{P}(\mathbf{r}, \omega)$  et  $\mathbf{E}(\mathbf{r}, \omega)$  devient :

$$\begin{aligned}\mathbf{P}(\mathbf{r}, \omega) &= \epsilon_0 \chi^{(1)}(\mathbf{r}, -\omega; \omega) : \mathbf{E}(\mathbf{r}, \omega) + \\ &\sum_{i=2}^{\infty} \epsilon_0 \chi^{(i)}(\mathbf{r}, -\omega; \omega_1, \dots, \omega_i) : \mathbf{E}(\mathbf{r}, \omega_1) \dots \mathbf{E}(\mathbf{r}, \omega_i)\end{aligned}\quad (1.10)$$

$\chi^{(i)}$  la susceptibilité d'ordre  $(i)$  est un tenseur d'ordre  $(i+1)$  avec pour chaque valeur de  $i$  :

---

<sup>1</sup> les vecteurs sont représentés en **gras**.

$$\omega = \sum_{p=1}^i \omega_p \quad (1.11)$$

On peut maintenant réécrire l'équation de propagation 1.7 pour chaque composante de Fourier oscillant à la fréquence  $\omega$  :

$$\nabla \times \nabla \times \mathbf{E}(\mathbf{r}, \omega) - \frac{\omega^2}{c^2} \epsilon(\mathbf{r}, \omega) : \mathbf{E}(\mathbf{r}, \omega) = \omega^2 \mu_0 \mathbf{P}^{\text{NL}}(\mathbf{r}, \omega) \quad (1.12)$$

où :  $\epsilon(\mathbf{r}, \omega) = 1 + \chi^{(1)}(\mathbf{r}, -\omega; \omega)$  est la constante diélectrique du milieu à la fréquence  $\omega$ . L'équation 1.12 est appelée *équation d'onde non linéaire*. Elle a la forme de l'équation d'onde habituelle pour un milieu de constante diélectrique  $\epsilon(\omega)$ , mais possède un terme source proportionnel à la polarisation non linéaire du milieu. Les produits d'amplitudes des champs contenus dans  $\mathbf{P}^{\text{NL}}(\omega)$  décrivent l'interaction entre les ondes présentes dans le milieu non linéaire, les coefficients de couplage entre ondes étant proportionnels aux susceptibilités non linéaires du matériau. Du fait de ces termes d'interaction à plusieurs ondes, la propagation des champs dans le milieu non linéaire doit en fait être décrite par un système d'équations couplées, dont le nombre est généralement supérieur à celui des ondes incidentes.

Ce système d'équations est dans le cas général compliqué à résoudre. Pour notre présentation, nous allons considérer les hypothèses simplificatrices suivantes :

- Nous supposons le milieu non linéaire homogène, c'est-à-dire que la constante diélectrique ne dépend pas de la variable  $\mathbf{r}$  ;
- Nous ferons également l'hypothèse que toutes les ondes se propagent de manière colinéaire selon une direction notée  $z$  ;
- Les différentes ondes en interaction non linéaire se propagent dans un seul sens ;
- Enfin nous supposons que les ondes sont planes, polarisées linéairement et oscillant toutes dans un plan orthogonal à la direction de propagation.

Le problème devient alors scalaire et l'équation de propagation 1.12 s'écrit alors, pour l'amplitude du champ à la fréquence  $\omega$  :

$$\frac{\partial^2 \mathbf{E}(\omega)}{\partial z^2} + \frac{\omega^2}{c^2} \epsilon(z, \omega) E(z, \omega) = -\omega^2 \mu_0 \mathbf{P}^{\text{NL}}(z, \omega) \quad (1.13)$$

On pose alors :

$$\mathbf{E}(z, \omega) = \frac{1}{2} A_\omega(z) e^{ik_\omega z} + cc \quad (1.14)$$

où  $k_\omega = n_\omega \omega / c$  avec  $n_\omega$  l'indice de réfraction à la fréquence  $\omega$ . Dans l'hypothèse lentement variable, la polarisation non linéaire d'ordre  $(n)$  s'écrit quant à elle :

$$\mathbf{P}^{(n)}(z, \omega) = \frac{1}{2} \mathbf{P}_\omega^{(n)}(z) e^{ik_{NL} z} + cc \quad (1.15)$$

avec :



$$k_{NL} = \sum_{p=1}^n k_{\omega_p} \quad (1.16)$$

En injectant 1.14 et 1.15 dans 1.13 et en tenant compte de la polarisation non linéaire d'ordre ( $n$ ) on obtient :

$$\frac{\partial^2 A_\omega(z)}{\partial z^2} + 2jk_\omega \frac{\partial A_\omega(z)}{\partial z} = -\omega^2 \mu_0 \mathbf{P}_\omega^{(n)}(z) e^{i\Delta kz} \quad (1.17)$$

La quantité  $\Delta k = k_{NL} - k_\omega$  est appelée désaccord de phase. Comme nous le verrons par la suite, ce terme joue un rôle central dans les processus non linéaires. Le fait que les ondes se propagent dans un sens unique permet de faire l'approximation de l'enveloppe lentement variable :

$$\left| \frac{\partial^2 A_\omega(z)}{\partial z^2} \right| \ll \left| 2k_\omega \frac{\partial A_\omega(z)}{\partial z} \right| \quad (1.18)$$

L'équation de propagation de l'enveloppe du champ électrique s'écrit alors :

$$\frac{\partial A_\omega(z)}{\partial z} = \frac{j\omega\mu_0 c}{2n_\omega} P_\omega^{(n)}(z) e^{i\Delta kz} \quad (1.19)$$

L'écriture de 1.19 suppose que l'enveloppe ne dépend pas du temps. Dans le cas où l'on s'intéresse à la propagation d'impulsions ultra brèves, cette description est inadaptée et il faut alors revenir à l'expression 1.7. Dans le cadre de l'hypothèse de l'enveloppe lentement variable, on doit alors considérer également la dépendance temporelle :

$$\left| \frac{\partial^2 P_\omega^{(n)}(z, t)}{\partial t^2} \right| \ll \left| 2\omega \frac{\partial P_\omega^{(n)}(z, t)}{\partial t} \right| \ll \left| \omega^2 P_\omega^{(n)}(z, t) \right| \quad (1.20)$$

On montre alors que l'équation de propagation non linéaire de l'impulsion s'écrit :

$$\left( \frac{\partial}{\partial z} + \frac{1}{v_g} \frac{\partial}{\partial t} \right) A_\omega(z, t) = \frac{j\omega}{2n_\omega \epsilon_0 c} P_\omega^{(n)}(z, t) e^{i\Delta kz} \quad (1.21)$$

où  $v_g = \frac{\partial \omega}{\partial k}$  est la vitesse de groupe.

### 1.1.2 La non linéarité du second ordre

Nous nous proposons d'étudier brièvement les effets non linéaires du second ordre qui consistent essentiellement en des phénomènes de mélange d'ondes, incluant l'addition et la différence de fréquences, mais peuvent prendre des formes très variées. On peut distinguer des effets impliquant une seule onde, comme le doublage de fréquence et la rectification optique, ou des effets impliquant deux ondes de fréquences différentes comme le mélange paramétrique. Dans ce paragraphe, on ne parlera que du doublage de fréquence bien connu sous le nom de la génération de la seconde harmonique (GSH) et la dégénérescence paramétrique qui seront examinés dans le cas des cristaux photoniques.

Nous avons vu que les tenseurs de susceptibilité non linéaire décrivent la réponse d'un matériau à un champ électrique et relient ce champ électrique à la polarisation non linéaire du matériau. Lorsque cette polarisation est proportionnelle au carré du champ électrique on parle d'optique non linéaire quadratique décrite une susceptibilité non linéaire du second ordre  $\chi^{(2)}$ . La non linéarité d'ordre deux permet le couplage de trois champs. En terme corpusculaire, trois photons différents de pulsations  $\omega_1$ ,  $\omega_2$  et  $\omega_3$  et de vecteurs d'onde  $k_1$ ,  $k_2$  et  $k_3$  vont interagir. La conservation de l'énergie impose la condition suivante :  $\hbar\omega_3 = \hbar\omega_1 + \hbar\omega_2$  et  $\mathbf{k}_3 = \mathbf{k}_1 + \mathbf{k}_2$ . En terme ondulatoire, les ondes planes associées à ces trois fréquences sont :

$$E(z, \omega_i) = \frac{1}{2} A_i(z) e^{ik_i z} + cc, \quad i = 1, 2, 3 \quad (1.22)$$

avec :  $k_i = n_i \omega_i / c$   $n_i$  est l'indice de réfraction a la fréquence  $\omega_i$ .

### 1.1.2.1 Mélange à trois ondes

D'une manière générale, la polarisation non linéaire d'ordre 2 s'écrit comme suit :

$$\mathbf{P}_i^{(2)}(\omega_m) = \sum_{jk} \sum_{np} \chi_{ijk}^{(2)}(-\omega_m; \omega_n, \omega_p) \mathbf{E}_j(\omega_n) \mathbf{E}_k(\omega_p) \quad (1.23)$$

avec :  $i, j, k = x, y, z$ ,  $\omega_m = \omega_n + \omega_p$  et  $m, n, p = 1, 2, 3$

Des simplifications dans l'expression 1.23 peuvent être faites, lorsqu'on prend en compte les propriétés des matériaux :

- règles de symétrie, Il faut noter la non linéarité d'ordre 2 se manifeste uniquement dans les matériaux ne possédant pas la symétrie d'inversion ;
- transparence du milieu, qui donne les relations de Kleinman traduisant l'aspect non dispersif de la susceptibilité non linéaire.

Ceci permet de représenter la susceptibilité d'ordre deux par une matrice  $3 \times 6$  ( $d_{jk}$ ) couplant entre eux des termes du type  $\mathbf{P}_i^{(2)}(\omega_m)$ . À chaque fréquence est associé un terme de la polarisation non linéaire :

$$\begin{aligned} P^{(2)}(z, \omega_3) &= \frac{1}{2} \epsilon_0 K \chi^{(2)}(-\omega_3; \omega_1, \omega_2) A_1(z) A_2(z) e^{i(k_1+k_2)z} + cc \\ P^{(2)}(z, \omega_2) &= \frac{1}{2} \epsilon_0 K \chi^{(2)}(-\omega_2; \omega_1, \omega_3) A_1^*(z) A_3(z) e^{i(k_3-k_1)z} + cc \\ P^{(2)}(z, \omega_1) &= \frac{1}{2} \epsilon_0 K \chi^{(2)}(-\omega_1; \omega_2, \omega_3) A_2^*(z) A_3(z) e^{i(k_3-k_2)z} + cc \end{aligned} \quad (1.24)$$

avec :  $K = 2^{l+q-2r}$  où  $l = 1$  si  $\omega_m \neq 0$  sinon  $l = 0$ ,  $q$  est le nombre de fréquences nulles dans la liste des  $\omega_{n,p}$  et  $r$  le nombre de permutations dans la liste des  $\omega_{n,p}$ .

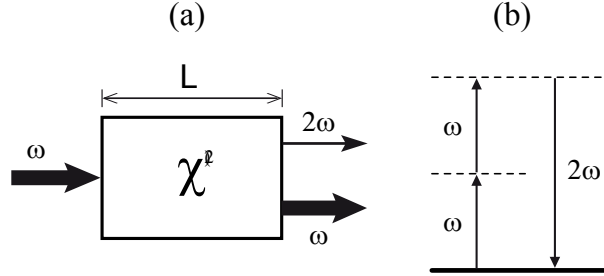
Nous pouvons maintenant écrire la propagation des différentes composantes spectrales de l'enveloppe du champ électrique :

$$\begin{cases} \frac{dA_1(z)}{dz} = \frac{j\omega_1}{2cn_1} \chi^{(2)} A_2^*(z) A_3(z) e^{i\Delta k z} \\ \frac{dA_2(z)}{dz} = \frac{j\omega_2}{2cn_2} \chi^{(2)} A_1^*(z) A_3(z) e^{i\Delta k z} \\ \frac{dA_3(z)}{dz} = \frac{j\omega_3}{2cn_3} \chi^{(2)} A_1(z) A_2(z) e^{-i\Delta k z} \end{cases} \quad (1.25)$$

$\Delta k = k_3 - k_2 - k_1$  représente le désaccord de phase entre un champ et la polarisation de même fréquence.

### 1.1.2.2 Génération de la seconde harmonique

La génération de seconde harmonique (GSH) consiste à générer une onde de pulsation  $2\omega$  à partir d'une onde incidente à la pulsation  $\omega$ . Son principe est schématisé sur la figure 1.2. Dans ce cas,  $\omega_1 = \omega_2 = \omega$  et  $\omega_3 = 2\omega$ .



**Fig. 1.2** – (a) Schéma de principe d'une expérience de doublage de fréquence dans un cristal de longueur  $L$ . Les champs impliqués sont supposés être de même polarisation. (b) Interprétation quantique du processus de doublage de fréquence. La disparition de deux photons pompes de fréquence  $\omega$  est suivie de l'apparition d'un photon de fréquence  $2\omega$ .

[(a) A schematical principal of SHG in a crystal with length  $L$ . (b) Quantum diagram of second harmonic generation. Absorption of two pump photons  $\omega$  and emission of one photon at  $2\omega$  frequency]

L'expression 1.25 se simplifie et devient (pour la GSH  $K = 2^{1-0-2} \times 1! = 1/2$ ) :

$$\begin{cases} \frac{dA_\omega(z)}{dz} = \frac{j\omega}{2cn_\omega} \chi^{(2)} A_{2\omega}(z) A_\omega^*(z) e^{i\Delta kz} \\ \frac{dA_{2\omega}(z)}{dz} = \frac{j\omega}{cn_{2\omega}} \chi^{(2)} A_\omega^2(z) e^{-i\Delta kz} \end{cases} \quad (1.26)$$

$A_\omega$  est appelée l'enveloppe du champ fondamentale (F) et  $A_{2\omega}$  enveloppe du champ seconde harmonique (SH).

Lorsque l'efficacité du processus de génération de seconde harmonique n'est pas trop importante ( $< 10\%$ ), on peut faire l'hypothèse de l'onde pompe non dépeuplée. Dans ce cas, seule l'équation donnant l'évolution du SH doit être intégrée, l'intensité du F étant considérée comme constante. L'intensité du seconde harmonique est alors donnée par :

$$\begin{aligned} I_{2\omega}(z) &= \frac{1}{2} n_{2\omega} c \epsilon_0 |A_{2\omega}(z)|^2 \\ I_{2\omega}(z) &= \frac{2\pi^2}{n_{2\omega} n_\omega^2 \lambda_\omega^2 c \epsilon_0} [\chi^{(2)}]^2 I_\omega^2(0) \frac{\sin^2(\frac{\Delta k L}{2})}{(\frac{\Delta k L}{2})^2} \end{aligned} \quad (1.27)$$

$I_\omega(0)$  est l'intensité du fondamentale,  $\lambda$  sa longueur d'onde.

À partir de l'équation 1.27, on peut caractériser l'efficacité de la génération de seconde harmonique  $\eta$  définie par le rapport entre l'intensité de seconde harmonique générée et l'intensité de l'onde fondamentale incidente :

$$\eta(L) = \frac{I_{2\omega}(L)}{I_\omega(L)} \quad (1.28)$$

### 1.1.2.3 Condition d'accord de phase

Considérons maintenant un milieu non linéaire de longueur  $L$  (Fig. 1.2a). On peut voir dans l'expression 1.27 que l'intensité est maximale lorsque cette longueur est telle que :

$$L = \frac{(2p+1)\pi}{\Delta k} = (2p+1)L_c \quad (1.29)$$

avec  $L_c = \pi/\Delta k$  la longueur de cohérence et  $\Delta k = k(2\omega) - 2k(\omega)$ . Cette longueur représente la distance maximale pendant laquelle la SH généré et la polarisation non linéaire interfèrent de manière constructive. La longueur de cohérence s'écrira alors :

$$L_c = \frac{\lambda}{4(n_{2\omega} - n_\omega)} \quad (1.30)$$

Plus la longueur de cohérence est courte et plus l'efficacité de conversion est faible et plus le désaccord de phase est important, autrement dit, l'optimum de conversion est atteint lorsque la condition d'accord de phase (ADP) est satisfaite, pour un désaccord de phase nul [27] :

$$\Delta \vec{k} = 2\vec{k}(\omega) - \vec{k}(2\omega) = 0 \quad (1.31)$$

Nous avons montré que l'accord de phase est une condition nécessaire pour obtenir des interactions non linéaires d'ordre deux efficaces. Dans la plupart des matériaux non linéaires quadratiques qui sont biréfringents, on peut trouver deux méthodes couramment utilisées pour réaliser l'accord de phase :

- L'utilisation de la biréfringence naturelle du matériau ;
- Le quasi accord de phase.

La première consiste à utiliser le fait que la plupart des matériaux non centrosymétriques ayant un  $\chi^{(2)}$  sont également biréfringents. On distingue alors souvent deux manières de réaliser l'accord de phase :

- Dans la première, on choisit une direction de propagation des ondes aux fréquences  $\omega$  et  $2\omega$  qui vérifie la relation :  $n_e(2\omega) = n_o(\omega)$  pour un cristal uniaxe négatif ou  $n_o(2\omega) = n_e(\omega)$  pour un cristal uniaxe positif. Les deux photons à  $\omega$  ont la même polarisation perpendiculaire au photon à  $2\omega$ .
- Dans le second cas, les ondes à la fréquence  $\omega$  et  $2\omega$  sont polarisées perpendiculairement. La condition d'accord de phase s'écrit pour un matériau uniaxe négatif<sup>2</sup> ( $\Delta k = \pi/(2p+1)L_c$ ).

Le quasi accord de phase [31] quant à lui, consiste à moduler périodiquement, dans une ou deux directions de l'espace, la susceptibilité non linéaire d'ordre 2  $\chi^{(2)}$  du matériau avec une période  $\Lambda$ . On le verra en détail dans le paragraphe §1.3.1.1

Une conversion de fréquence efficace s'obtient, en utilisant une valeur élevée de  $\chi^{(2)}$  avec une condition d'accord de phase vérifiée. Cependant, dans certains matériaux, les semi-conducteurs III-V par exemple, où on peut trouver des coefficients non linéaires très élevés, mais la condition d'accord de phase par biréfringence est impossible, car cette biréfringence ne peut pas compenser la dispersion des indices de réfraction. C'est là qu'apparaît l'intérêt des cristaux photoniques. Nous allons voir que la structuration de la matière permet de réaliser artificiellement l'accord de phase.

---

<sup>2</sup>quand  $n_e < n_o$



d'un milieu sous l'effet d'un champ électrostatique, utilisé par exemple pour le déclenchement des lasers impulsionnels <sup>4</sup>.  $n_2$  est relié à la susceptibilité non linéaire par :

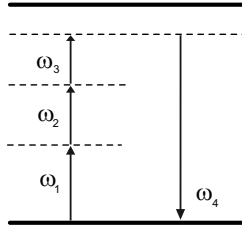
$$n_2 = \frac{\chi^{(3)}(\omega; \omega, -\omega, \omega)}{2n_0} \quad (1.34)$$

### 1.1.3.2 Mélange à quatre ondes

C'est un effet non linéaire du troisième ordre impliquant quatre ondes incidentes, (*"four-wave mixing"* en anglais). Selon que toutes les ondes incidentes ont ou non la même fréquence, on parlera de mélange dégénéré ou non-dégénéré à quatre ondes.

Considérons le couplage entre quatre ondes de fréquence  $\omega_1, \omega_2, \omega_3, \omega_4$  dans un matériau possédant un  $\chi^{(3)}$  (Fig. 1.3). La conservation de l'énergie s'écrit alors :

$$\hbar\omega_4 = \hbar\omega_1 + \hbar\omega_2 + \hbar\omega_3 \quad (1.35)$$



**Fig. 1.4** – Diagramme quantique d'un processus de mélange à quatre ondes.  
[ *Energy diagram of a four wave mixing process* ]

Dans ce cas, la polarisation non linéaire à la fréquence  $\omega_m$  est donnée par la relation suivante :

$$P_i^{NL}(\omega_m) = \sum_{jkl} \sum_{nop} \chi_{ijkl}^{(3)}(-\omega_m) E_j(\omega_n) E_k(\omega_o) E_l(\omega_p) \quad (1.36)$$

$$i = x, y, z \quad \omega_m = \omega_n + \omega_o + \omega_p \quad m = 1, 2, 3, 4$$

où  $\chi_{ijkl}^{(3)}$  et  $E_j(\omega_n)$  sont respectivement les composantes cartésiennes du tenseur non linéaire d'ordre 3 et de l'amplitude du champ électrique à la fréquence  $\omega_m$ .

Nous allons voir dans le paragraphe §1.3 quelques applications dans les cristaux photoniques des différents processus non linéaires décrits ici.

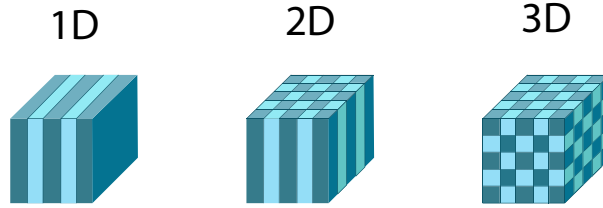
## 1.2 Les cristaux photoniques

Les cristaux photoniques (CPs) [33, 34, 35] sont des structures artificielles dont la constante diélectrique est modulée de façon périodique dans une, deux ou trois directions avec une période de l'ordre des longueurs d'onde des photons optiques (Fig. 1.5). La forme la plus simple de cristal photonique est une structure périodique à une dimension composée d'un empilement multicouche également appelé "miroir de Bragg". C'est Lord Rayleigh en 1887 qui a le premier montré que l'on pouvait produire un *gap* ou *bande interdite photonique* (BIP). La possibilité de produire des structures à deux ou trois dimensions qui posséderaient des bandes interdites a été

<sup>4</sup>L'effet Pockels, processus non linéaire de second ordre se traduisant par une modification de l'indice de réfraction du milieu sous l'effet d'un champ électrique statique, est également utilisé pour le déclenchement de certains lasers.

initiée pour la première fois par Roland Zengerle [36], Eli Yablonovitch [15] et Sajeev John [37] en 1987 dans le but de contrôler l'émission spontanée de la lumière.

Dans cette partie, nous introduisons le phénomène de l'ouverture de bandes interdites et les propriétés exceptionnelles de dispersion en bord de cette bande interdite. Nous montrons que l'utilisation de ces matériaux nano- ou microstructurés permettent non seulement une ingénierie de la dispersion de l'indice de réfraction mais également de paramètres comme la dispersion de la *vitesse de groupe* ( $v_g$ ) ou/et la localisation du champ électromagnétique qui conduit à une *densité de modes* accrue [38, 39]. Notre choix sur les cristaux photoniques planaires, notés dans la littérature 2.5D sera expliqué par la suite.



**Fig. 1.5** – Représentation schématique de cristaux photoniques uni-dimensionnel (1D), bi- dimensionnel (2D) et tri-dimensionnel (3D).  
[Schematic representation of one-dimensional (1D), two-dimensional (2D) and three- dimensional (3D) photonic crystals.]

## 1.2.1 Généralités sur les cristaux photoniques

### 1.2.1.1 Analogie Électron- Photon

Un photon qui se propage dans cristal photonique est l'équivalent d'un électron dans un semi-conducteur [40], cette analogie électron photon découle de la similitude entre l'équation de Schrödinger régissant la propagation des électrons dans un matériau caractérisé par un potentiel électrostatique périodique et les équations de Maxwell utilisées pour décrire la propagation d'une onde électromagnétique dans un matériau caractérisé par sa constante diélectrique  $\epsilon$  périodique.

L'équation de Schrödinger en régime stationnaire pour la fonction d'onde  $\Psi$  d'un électron dans un potentiel  $\mathbf{V}$  s'écrit [41] :

$$\nabla^2 \Psi(\mathbf{r}) = -\frac{2m}{\hbar^2} (\mathbf{U} - \mathbf{V}(\mathbf{r})) \Psi(\mathbf{r}) \quad (1.37)$$

où  $\mathbf{U}$  est l'énergie de l'électron,  $m$  sa masse.

Nous avons vu qu'en régime linéaire l'équation de propagation d'une onde électromagnétique monochromatique dans un matériau  $\epsilon(\mathbf{r})$  était :

$$\nabla \times [\nabla \times \mathbf{E}(\mathbf{r})] = \frac{\omega^2}{c^2} \epsilon_r(\mathbf{r}) : \mathbf{E}(\mathbf{r}) \quad (1.38)$$

Dans ce cas, l'équation de la fonction d'onde [41] d'un électron de masse  $m$  dans un potentiel  $\mathbf{V}$  (équation 1.37) est analogue à l'équation d'onde électromagnétique dans un milieu diélectrique ( $\epsilon_r$ ) (équation 1.38).

Les équations 1.37 et 1.38 sont deux équations aux valeurs propres. L'équation 1.38 définit les valeurs possibles de la fréquence d'une onde se propageant dans le matériau en l'absence d'excitation extérieure et les amplitudes des champs associés, l'équation 1.37, les valeurs possibles de l'énergie d'un électron se propageant librement dans un potentiel et les fonctions d'onde associées. L'énergie  $\mathbf{E}$  de l'électron et la fréquence  $\omega$  de l'onde électromagnétique sont les valeurs

propres, dictées respectivement par le potentiel et la constante diélectrique. De cette similitude, découlent des propriétés analogues pour les deux systèmes. Ainsi, de la même manière que la périodicité du potentiel cristallin d'un semi-conducteur entraîne l'apparition de bandes interdites en énergie pour les électrons, la modulation périodique de la constante diélectrique d'un cristal photonique est à l'origine de domaines de fréquences pour lesquels le cristal ne supporte pas de mode électromagnétique, autrement dit, pour lesquels la lumière ne peut pas se propager dans le matériau.

D'autre part, de même qu'en dopant un semi-conducteur en ajoutant des impuretés, on rompt la périodicité du potentiel électrostatique et on peut faire apparaître des niveaux d'énergie permis dans la bande interdite [42, 43, 44]. De même en introduisant un défaut dans la périodicité d'un cristal photonique on peut faire apparaître un mode localisé dans la bande interdite, c'est-à-dire d'une fréquence de propagation permise dans la bande interdite photonique [8, 45, 46]. Le défaut est réalisé en modifiant la constante diélectrique dans une ou plusieurs des cellules élémentaires du cristal. On verra plus loin que jouer sur la nature ou la taille d'un défaut dans un CP 1D permet de changer la fréquence du mode de défaut.

Notons également, que si on peut décrire un matériau cristallin par sa maille élémentaire dans l'espace réel et l'espace des vecteurs d'onde, les symétries des cristaux photoniques permettent de les décrire par une maille élémentaire dans l'espace réciproque et par une zone de Brillouin éventuellement réduite comme nous le verrons par la suite.

### 1.2.1.2 Diagramme de bandes et bande interdite (BI)

Comme en physique du solide, la description théorique d'un cristal photonique peut se faire à l'aide d'un diagramme de bandes donnant, pour chaque valeur du vecteur d'onde pris dans la zone de Brillouin du cristal, les fréquences correspondant aux modes électromagnétiques supportés par la structure.

Afin de prévoir le comportement d'une onde électromagnétique dans un cristal photonique, nous devons résoudre les équations de Maxwell (équations 1.5) relatives à un milieu de constante diélectrique périodiquement modulée.

L'équation d'onde que nous résolvons ici est obtenue en éliminant le champ électrique des équations de Maxwell et s'écrit :

$$\vec{\nabla} \times \frac{1}{\epsilon(\mathbf{r})} \vec{\nabla} \times \mathbf{H}(\mathbf{r}, t) = -\frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 \mathbf{H}(\mathbf{r}, t)}{\partial t^2} \quad (1.39)$$

le champ magnétique devant par ailleurs obéir à la condition de transversalité suivante :

$$\vec{\nabla} \cdot \mathbf{H}(\mathbf{r}, t) = 0 \quad (1.40)$$

dans le cadre des méthodes de type fréquentiel, on cherche les solutions sous la forme d'états de fréquence donnée  $\omega$  présentant une dépendance temporelle en  $e^{-i\omega t}$  :

$$\mathbf{H}(\mathbf{r}, t) = \mathbf{H}(\mathbf{r}) e^{-i\omega t} \quad (1.41)$$

ce qui conduit finalement à l'équation d'onde :

$$\vec{\nabla} \times \frac{1}{\epsilon(\mathbf{r})} \vec{\nabla} \times \mathbf{H}(\mathbf{r}) = \frac{\omega^2}{c^2} \mathbf{H}(\mathbf{r}) \quad (1.42)$$

Dans le cas des cristaux photoniques, nous cherchons la forme des solutions de cette équation dite *maîtresse* (1.42). La fonction diélectrique étant périodique, elle peut être décomposée en série de Fourier comme suit :



$$\epsilon(\mathbf{r}) = \sum_m \epsilon(\mathbf{G}_m) e^{i\mathbf{G}_m \cdot \mathbf{r}} \quad (1.43)$$

avec :

$$\mathbf{G}_m \cdot \mathbf{R}_n = 2\pi m \quad ; m : \text{entier} \quad (1.44)$$

où  $\mathbf{G}_m$  sont les vecteurs du réseau réciproque et  $\mathbf{R}_n$  les vecteurs du réseau direct. L'équation 1.42 est un problème aux valeurs propres [34] :

$$\Theta \mathbf{H}(\mathbf{r}) = \frac{\omega^2}{c^2} \mathbf{H}(\mathbf{r}) \quad (1.45)$$

où  $\Theta$  est l'opérateur :

$$\Theta = \vec{\nabla} \times \frac{1}{\epsilon(\mathbf{r})} \vec{\nabla} \times \quad (1.46)$$

Du fait de la périodicité de  $\epsilon(\mathbf{r})$ , cet opérateur commute avec l'opérateur de translation relatif à la structure photonique et possède donc un système commun de fonctions propres qui vérifient le théorème de Bloch :

$$\mathbf{H}(\mathbf{r} + \mathbf{R}) = e^{i(\mathbf{k} \cdot \mathbf{R})} \mathbf{H}(\mathbf{r}) \quad (1.47)$$

où  $\mathbf{k}$  est un vecteur d'onde de défini dans la zone de Brillouin de l'espace réciproque et les fonctions propres vérifient la relation suivante :

$$\mathbf{H}_k(\mathbf{r}) = e^{i(\mathbf{k} \cdot \mathbf{r})} \mathbf{u}_k(\mathbf{r}) \quad (1.48)$$

où  $\mathbf{u}_k(\mathbf{r})$  est une fonction périodique, de même période que la structure, et qui est complètement définie par les valeurs qu'elle prend dans la cellule unité :  $\mathbf{u}_k(\mathbf{r}) = \mathbf{u}_k(\mathbf{r} + \mathbf{R})$ .

En remplaçant  $\mathbf{H}(\mathbf{r})$  par sa forme d'onde de Bloch 1.48 dans l'équation maîtresse 1.42, on obtient :

$$(\vec{\nabla} + i\mathbf{k}) \times \frac{1}{\epsilon(\mathbf{r})} (\vec{\nabla} + i\mathbf{k}) \times \mathbf{u}_k(\mathbf{r}) = \frac{\omega^2}{c^2} \mathbf{u}_k(\mathbf{r}) \quad (1.49)$$

La résolution d'une telle équation pour un vecteur d'onde  $\mathbf{k}$  donné conduit à un ensemble discret de valeurs propres  $\omega_n(\mathbf{k})$ , fonctions du vecteurs  $\mathbf{k}$  et distinguées par un indice de bande entier  $n$ . Ces valeurs propres sont reliées aux fréquences propres du cristal par :

$$\lambda_n(\mathbf{k}) = \frac{\omega_n^2(\mathbf{k})}{c^2} \quad (1.50)$$

C'est l'ensemble des courbes de dispersion des fréquences propres  $\omega_n(\mathbf{k})$  en fonction du vecteur d'onde  $\mathbf{k}$  qui constitue la structure de bandes du cristal photonique étudié.

Dans le cas d'une structure photonique parfaite et infinie, l'équation (1.47) est inchangée lorsque l'on remplace le vecteur  $\mathbf{k}$  par le vecteur  $\mathbf{k} + \mathbf{G}$ , où  $\mathbf{G}$  représente le vecteur du réseau réciproque et vérifie la relation (1.44). Ceci signifie que les états propres correspondant aux vecteurs  $\mathbf{k}$  et  $\mathbf{k} + \mathbf{G}$  sont physiquement équivalents et possèdent la même énergie. Autrement dit, l'énergie de Bloch existant dans le cristal photonique est une fonction périodique du vecteur d'onde, de même périodicité que le réseau réciproque. Nous pourrions donc restreindre la recherche des états propres à la première zone de Brillouin et on peut ramener tous les vecteurs de l'espace réciproque à un vecteur appartenant à la première zone de Brillouin.

### 1.2.1.3 Loi d'échelle

Une propriété importante de l'électromagnétisme dans les systèmes diélectriques macroscopiques est qu'il n'existe pas de longueur fondamentale comme il existe le rayon de Bohr en physique atomique [34]. On montre en effet que l'équation de propagation 1.38 devient, lorsque la structure étudiée a ses dimensions divisées par un facteur  $s$  :

$$\nabla \times \left[ \nabla \times E\left(\frac{\mathbf{r}}{s}\right) \right] = \frac{\left(\frac{\omega}{s}\right)^2}{c^2} \epsilon_r\left(\frac{\mathbf{r}}{s}\right) E\left(\frac{\mathbf{r}}{s}\right) \quad (1.51)$$

Ainsi, les propriétés à la fréquence  $\omega$  d'un cristal de constante diélectrique  $\epsilon(\mathbf{r})$  dont on néglige la dispersion spectrale, sont les mêmes que celles d'un cristal de constante diélectrique  $\epsilon\left(\frac{\mathbf{r}}{s}\right)$  à la fréquence  $\frac{\omega}{s}$ . La géométrie d'un arrangement de matériaux destiné à un travail dans le domaine des micro-ondes peut donc être reprise pour un travail dans le domaine visible : les structures millimétriques servent alors de démonstrateurs avant la réalisation souvent plus lourde d'objets de taille submicronique.

### 1.2.1.4 Bandes interdites complètes

Une bande interdite photonique d'un cristal est dite complète (ou *totale*) lorsque, pour le domaine de fréquences considéré, le cristal ne supporte aucun mode électromagnétique de propagation ; c'est-à-dire qu'une onde dont la fréquence est dans la bande interdite totale ne peut pas se propager dans le cristal quelles que soient sa polarisation et sa direction de propagation.

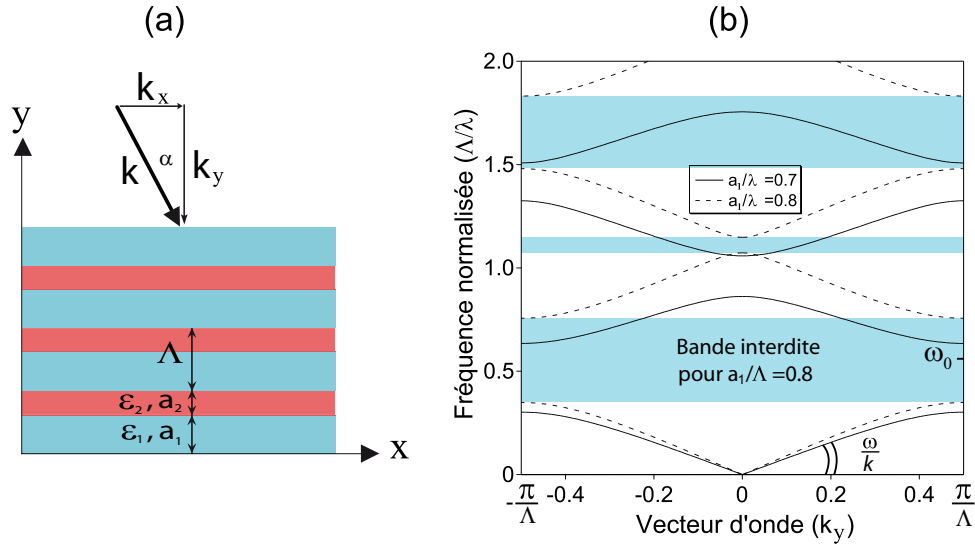
Seule une structure dont l'indice est périodique dans les trois directions de l'espace est susceptible de posséder des bandes interdites complètes. Mais souvent, le caractère total d'une bande interdite s'entend par rapport au nombre de directions de périodicité que le cristal possède. Ainsi, pour un cristal à deux dimensions, une bande est dite complète si, dans le domaine de fréquences considéré, le cristal (infini) ne supporte aucun mode pour une propagation dans le plan perpendiculaire aux tiges. Un cristal à une dimension possède une bande interdite pour une propagation dans la direction de périodicité si quelle que soit la fréquence considérée, il est impossible de trouver un mode supporté par la structure. Les cristaux photoniques à une, deux ou trois dimensions sont détaillés dans la suite.

Notons ici que la détermination d'une bande interdite complète par l'expérience seule n'est pas immédiate car à certaines fréquences peuvent être associés des modes électromagnétiques du cristal qui ne peuvent pas être excités par une onde incidente de l'extérieur du cristal [47, 48]. En effet, si les modes sont calculés pour un cristal infini et en l'absence de toute excitation extérieure, l'expérience où une onde plane est envoyée sur la structure impose des conditions aux limites différentes, en particulier à l'interface cristal photonique / milieu extérieur. La comparaison de l'expérience avec le diagramme de bandes théorique est alors nécessaire.

## 1.2.2 Cristaux photoniques 1D, 2D et 3D

### Le miroir de Bragg, un cristal photonique unidimensionnel

Pour aborder l'étude des cristaux photoniques, nous étudions le cas simple d'un milieu dont la constante diélectrique est périodique suivant une seule dimension. Ce milieu peut être constitué d'une alternance de couches de diélectriques de permittivités différentes  $\epsilon_1$  et  $\epsilon_2$ . Cette structure porte le nom de miroir de Bragg. Elle est souvent utilisée pour réaliser les miroirs de cavités lasers (VECSELs [49] par exemple). Ce paragraphe illustre l'apparition de bandes interdites photoniques dans les cristaux photoniques avec l'exemple du miroir de Bragg. Cette description sera sommaire car la propagation de la lumière dans les cristaux photoniques 1D sera étudiée en détail dans la suite.



**Fig. 1.6** – Cristal photonique 1D "infini" (a) Représentation schématique d'un miroir de Bragg. (b) Diagramme de bandes d'un cristal photonique 1D obtenu par la méthode des ondes planes avec  $\epsilon_1 = 1$  et  $\epsilon_2 = 12.25$ . Pointillés : pour un facteur de remplissage  $\frac{a_1}{\Lambda} = 0.8$ , traits pleins un facteur de remplissage  $\frac{a_1}{\Lambda} = 0.7$ .

[Infinite 1D photonic crystal (a) Schematic representation of a Bragg mirror (b) Band diagram of a 1D photonic crystal with  $\epsilon_1 = 1$ ,  $\epsilon_2 = 12.25$ . Dashed line : filling factor equal at  $\frac{a_1}{\Lambda} = 0.8$ , plain line :  $\frac{a_1}{\Lambda} = 0.7$ .]

Considérons les modes d'un empilement infini de période  $\Lambda$  (Fig. 1.6a) caractérisés par leur vecteur d'onde  $\mathbf{k}$ . La périodicité selon la direction  $y$  autorise à restreindre  $k_y$  à la première zone de Brillouin du cristal ( $-\pi/\Lambda \leq k_y \leq \pi/\Lambda$ ). On peut supposer d'autre part, pour des raisons de symétrie et sans perte de généralité,  $k_z = 0$ ,  $k_x \geq 0$ , et  $0 \leq k_y \leq \pi/\Lambda$ . Une projection de la structure de bandes d'un tel cristal est tracée sur la figure 1.6b, donnant, pour chaque valeur de  $k_x$ , les fréquences des modes pour toutes les valeurs possibles de  $k_y$ ; la partie grisée représente les régions où des modes électromagnétiques n'existent pas. Une bande interdite existe pour une onde se propageant perpendiculairement aux interfaces.

La figure 1.6b montre les fréquences permises dans le réseau en fonction de la valeur du vecteur d'onde  $\mathbf{k}$  pris le long des directions de haute symétrie de la première zone de Brillouin. Le calcul a été effectué pour un CP 1D pour deux facteurs de remplissage différents  $f = 0.7$  (courbe en trait plein) et  $f = 0.8$  (courbe en pointillé). Le CP est constitué d'une alternance de couches de permittivité diélectrique ( $\epsilon_1 = 1$ ) et ( $\epsilon_2 = 12.25$ ), et le facteur de remplissage correspond à la fraction de la surface du matériau de bas indice dans la cellule élémentaire ( $a_1/\Lambda$ ). On voit que les courbes de dispersion se déplacent vers les hautes fréquences quand le facteur de remplissage augmente.

Lorsque l'onde se propage à incidence oblique, elle sonde un milieu de périodes différentes. Lorsque l'angle d'incidence augmente au-delà d'un angle critique  $\alpha_0$ , les bandes interdites ne se recouvrent plus et la propagation de l'onde est à nouveau autorisée à la fréquence  $\omega_0$ . Le cône d'angle au sommet  $\alpha_0$  définit l'ouverture angulaire de la bande interdite : à l'intérieur de ce cône, aucune onde électromagnétique ne peut se propager à la fréquence  $\omega_0$ . Cette approximation est un peu simplifiée. En réalité, il faut tenir compte des polarisations TE et TM de l'onde. Sous incidence oblique, les modes de polarisation TE et TM ne sont plus dégénérés [34].

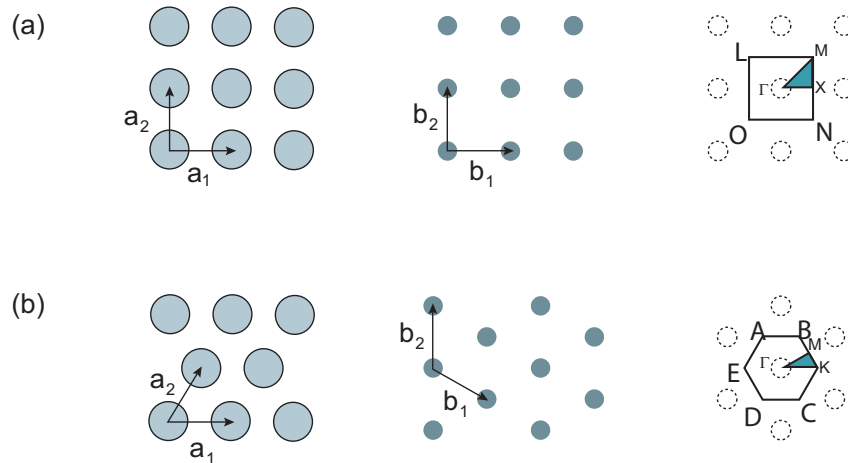
## Cristaux photoniques bidimensionnels

La périodicité de l'indice diélectrique doit être étendue à deux ou trois dimensions pour obtenir une bande d'énergie interdite dans toutes les directions du plan ou de l'espace.

Les cristaux photoniques à deux dimensions sont le plus généralement constitués de tiges identiques parallèles entre elles et enfermées dans une matrice formée par un autre matériau diélectrique ou un matériau semi-conducteur, les intersections des tiges avec un plan perpendiculaire formant un réseau régulier (Fig. 1.7).

Pour ouvrir une bande interdite dans le plan ou l'espace, toutes les bandes interdites unidirectionnelles doivent se recouvrir au moins partiellement sur la première zone de Brillouin. Le recouvrement sera maximal si les bandes interdites sont centrées à des énergies proches. La situation la plus favorable est celle où la zone de Brillouin est la plus isotrope possible. Les réseaux qui s'en rapprochent le plus sont le réseau triangulaire à deux dimensions et le réseau cubique à faces centrées à trois dimensions.

Sur la figure 1.7 nous avons présenté la première zone de Brillouin délimitée par le carré (LMNO) dans le cas d'un cristal photonique 2D de maille carrée (Fig. 1.7a). La première zone de Brillouin est délimitée par l'hexagone (ABKCDE) dans le cas d'un cristal photonique de maille triangulaire (Fig. 1.7b).

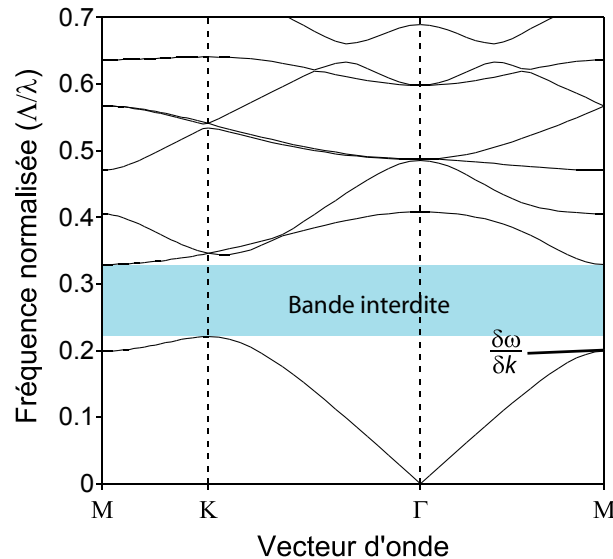


**Fig. 1.7** – Réseau direct, réseau réciproque et zone de Brillouin avec les points de symétrie du réseau carré **(a)** et du réseau triangulaire **(b)**.  
 [Direct lattice, reciprocal lattice and Brillouin zone including symmetry points of the two most common lattices in two dimensions : **(a)** square lattice, **(b)** triangular lattice.]

En outre, l'appartenance du réseau réciproque au groupe de symétrie  $C_{6v}$  dans le cas de la maille triangulaire, et au groupe de symétrie  $C_{2v}$  dans le cas du réseau carré, permet de restreindre encore la zone d'étude à ce qu'on appelle la zone de Brillouin réduite délimitée par un triangle  $\Gamma M K$  dans le cas du réseau triangulaire et par le triangle  $\Gamma M X$  pour le réseau carré. La définition du diagramme de bandes ou des surfaces de dispersion consistera à reporter les courbes de dispersion  $\omega_n(\mathbf{k})$  représentant la variation de la fréquence des modes en fonction du module du vecteur  $\mathbf{k}$  le long des directions de haute symétrie :  $\Gamma M$ ,  $\Gamma X$  et  $X M$  pour le réseau carré et le long des directions de haute symétrie  $\Gamma M$ ,  $\Gamma K$  et  $K M$  pour un réseau triangulaire.

La figure 1.8 montre le diagramme de bandes calculé pour un CP 2D constitué de tiges d'air répartie selon un réseau triangulaire dans un matériau de permittivité diélectrique  $\epsilon_2 = 12.25$ , Le facteur de remplissage est  $f = \frac{2\pi}{\sqrt{3}} \left(\frac{r}{\Lambda}\right)^2$ , où  $r$  est le rayon des trous et  $\Lambda$  est la période du cristal<sup>5</sup>. Les diagrammes sont donnés en unité réduite. Sur cette figure, on voit apparaître une plage de

<sup>5</sup>Pour un CP de maille carrée, le facteur de remplissage est égale à  $f = \pi \left(\frac{r}{\Lambda}\right)^2$



**Fig. 1.8** – Diagramme de bandes d'un cristal photonique 2D obtenu par la méthode des ondes planes pour  $\epsilon_1 = 1$ ,  $\epsilon_2 = 12.25$  et  $f = \frac{2\pi}{\sqrt{3}}(\frac{r}{\Lambda})^2$ .  
 [Band diagram of 2D photonic crystal with  $\epsilon_1 = 1$ ,  $\epsilon_2 = 12.25$  and  $f = \frac{2\pi}{\sqrt{3}}(\frac{r}{\Lambda})^2$ .]

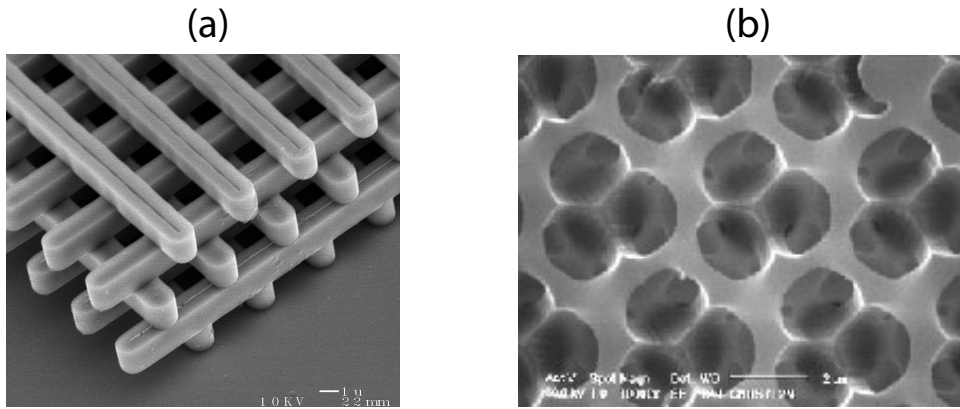
fréquence ( $0.221 \leq \Lambda/\lambda \leq 0.329$ ) dans laquelle aucun vecteur d'onde ne peut se propager dans la structure c'est : *la bande interdite*.

### Cristaux photoniques tridimensionnels

Les cristaux photoniques 3D ont attiré et attirent encore de nombreux efforts de recherche. Ils constituent la seule structure qui permette d'obtenir une bande d'énergie interdite dans toutes les directions de l'espace. Nous avons vu que les CPs 3D existent dans la nature depuis très longtemps (Fig. 1), mais le premier cristal photonique 3D a été fabriqué en 1990 par K.M Ho et al. [50]. Il était formé de sphères de silicium arrangées selon une structure diamant. Mais l'histoire retient généralement la célèbre Yablonovite, structure 3D pour les micro-ondes fabriquée en 1993 par E. Yablonovitch [42] en perçant des trous dans du plexiglass selon trois angles azimutaux séparés de  $\pm 120^\circ$ . De nombreuses méthodes de fabrication de structures 3D ont été proposées. Les deux suivantes ont attiré le plus d'efforts de recherche :

**Structures "Tas de bois"** Ces structures 3D telles celle représentée sur la Fig. 1.9 sont obtenues en déposant par couches successives des rubans de silicium polycristallin dans des tranchées de silice. Après avoir bâti la structure, la silice est retirée pour obtenir un cristal photonique 3D Si/air dont le contraste d'indice est suffisant pour ouvrir une bande d'énergies interdites omnidirectionnelle [51] (Fig. 1.9a). Des cristaux photoniques semblables ont été fabriqués sur GaAs par Noda *et al.* [53] par un procédé de fusion/élimination du substrat. Cette technique utilise des technologies standards de micro-fabrication des semi-conducteurs et permet l'introduction déterministe de défauts dans les cristaux fabriqués.

**Structures "Diamants"** Les matériaux de telles structures sont agencés selon le système cristallin du diamant pour l'obtention d'une bande interdite complète. Deux principales solutions technologiques sont à noter. L'une consiste à construire la structure couche par couche par des étapes successives de dépôt et de gravure des deux matériaux qui constituent le cristal. Un réseau de trous est ensuite percé dans l'empilement afin de définir une troisième direction de périodicité (Fig. 1.9b) [54]. La seconde consiste à déposer alternativement deux matériaux sur un



**Fig. 1.9** – Exemples de cristaux photoniques tridimensionnels. **(a)** Image MEB d'une structure tas de bois fabriquée par lithographie UV dans du silicium (d'après Lin *et al.* [51]). **(b)** Structure périodique *diamant* à 3 dimensions réalisée en PMMA par lithographie X à l'IEF [52].  
 [Examples of three-dimensional photonic crystals. **(a)** SEM micrograph of a woodpile structure fabricated by UV-lithography in silicon (from Lin *et al.*). **(b)** Diamond 3D periodic structure fabricated in IEF by X-lithography in PMMA matrix.]

substrat comportant au préalable un réseau de traits en surface. La modulation du substrat est conservée lors du dépôt des matériaux (ici silicium et silice). Il s'agit en fait d'étapes successives de dépôt et d'attaque réalisées dans le même bâti. Un réseau de trous est ensuite gravé dans l'empilement afin de définir une troisième direction de périodicité et reproduire la structure *diamant* [55, 56, 52].

### 1.2.3 Cristaux photoniques planaires

L'ambition de réaliser des fonctions opto-électroniques passives et actives en optique intégrée nécessaire aux applications en *Télécom*, telles l'émission, l'amplification, la modulation ou l'accordabilité ..., nécessite de confiner la lumière dans deux dimensions. Ceci peut être réalisé par des composants où le confinement vertical, d'origine réfractif, est assuré par un grand contraste d'indices et le confinement latéral par un cristal photonique bidimensionnel. Ces structures portent le nom de *cristaux photoniques bidimensionnels planaires* et leurs propriétés vont être étudiées dans le *chapitre 3*.

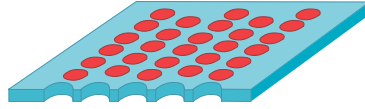
#### Cône de lumière

Un cristal photonique proprement 2D, c'est-à-dire, infini dans la direction perpendiculaire au plan de la périodicité, n'a pas vraiment d'existence et le système le plus voisin est le CP planaire (CPP), souvent appelé CP 2.5D. C'est un cristal photonique 2D inséré dans un guide plan (Fig. 1.10). La propagation se fait dans le plan où les photons sont confinés par le contraste d'indices.

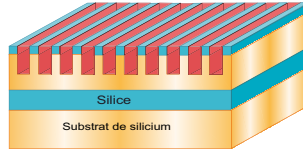
De la même manière, on peut imaginer un CP à une dimension gravé dans un guide d'onde. Ces structures sont appelées des CP 1.5D. La figure 1.11 montre un CP 1.5D, le réseau à 1D est gravé dans un substrat de SOI<sup>6</sup>.

Dans le cas de CPP, le diagramme de bande (Fig. 1.8) décrit dans le paragraphe 1.2.1.2 n'est plus correct. En effet, même si l'existence du diagramme de bandes reste valable, il faut prendre

<sup>6</sup>Silicon On Insulator : voir 3.1

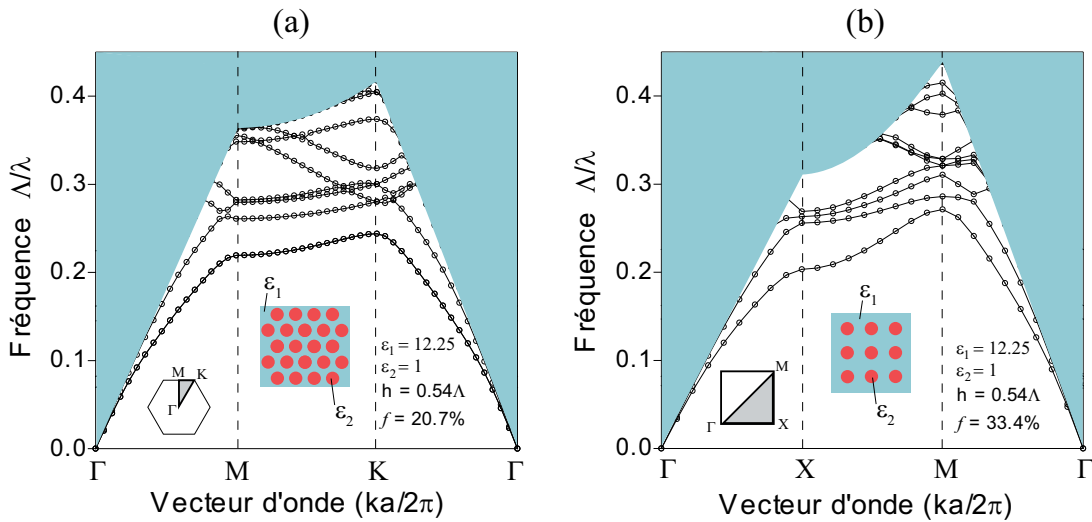


**Fig. 1.10** – Représentation schématique d’une membrane d’un CP2D formé dans un guide plan diélectrique.  
 [Schematic representation of a 2D photonic crystal made in a dielectric suspended membrane.]



**Fig. 1.11** – Représentation schématique d’un CP 1.5D fabriqué dans un substrat de SOI. Le réseau à 1D est gravé dans la couche de silice de protection et dans le guide de silicium.  
 [Schematic representation of 1.5D photonic crystal fabricated in SOI substrate. The 1D photonic crystal is etched in the protection layer of silica and in the film of silicon.]

en considération les processus de couplage diffractif entre les ondes se propageant dans la couche guidante et l’extérieur. Ces processus ont un grand impact sur les courbes de dispersion et sur les pertes subies par les modes de la structure. Ces processus de diffraction résultant des nouvelles possibilités offertes aux modes guidés dans le plan de communiquer avec les modes rayonnés dans l’espace libre.



**Fig. 1.12** – Diagramme de bandes d’un CPP. La troisième dimension est prise en compte par l’intermédiaire du cône d’air (zone grisée). (a) réseau triangulaire. (b) réseau carré.  $h$  est l’épaisseur du film.  
 [Band diagram of a dielectric suspended membrane. The third dimension is taken into account by the air cone (gray zone). This cone contains modes which are not confined in the membrane with a thickness  $h$ . (a) Triangular lattice. (b) Square lattice.]

Dans une telle structure, une onde se propageant dans l’espace libre ( $\omega, \mathbf{k}$ ) ne pourra exciter que des ondes de vecteur  $k_{||} \leq \mathbf{k}$ , c’est-à-dire la fraction des courbes de dispersion situées au dessus de ligne d’équation  $\omega = k \frac{c}{n_0}$  communément appelé "ligne de lumière" où  $c/n_0$  est la



célérité de la lumière dans le milieu d'incidence d'indice  $n_0$ .

La ligne de lumière du cristal photonique 1.5D devient une surface ou "cône de lumière" d'équation :  $\omega = c\sqrt{k_x^2 + k_y^2}$  dans le cas d'un CP 2.5D. La figure 1.12 montre les diagrammes de bandes d'un cristal photonique de réseau triangulaire (Fig. 1.12a) et de réseau carré (Fig. 1.12b). Le cône de lumière est représenté par la ligne séparant la région des modes peu ou pas confinés dans le film gravé (zone grisée) et la région des modes se propageant dans le guide sans pertes. Le calcul a été effectué en utilisant la méthode des ondes planes avec l'approche supercellule pour prendre en compte la troisième dimension dans la direction parallèle aux tiges ou à l'axe des trous (voir §1.2.5.1). L'indice du film gravé est pris constant et égal à  $n_1 = 3.5$ , les trous ont un indice  $n_2 = 1$  et le facteur de remplissage est de  $f = \frac{2\pi}{\sqrt{3}}\left(\frac{r}{\Lambda}\right)^2 = 20.7\%$  pour le réseau triangulaire et de  $f = \pi\left(\frac{r}{\Lambda}\right)^2 = 33.4\%$  pour le réseau carré.  $r$  est le rayon des trous et  $h$  est l'épaisseur du film.

Les modes situés sous le cône d'air sont confinés verticalement dans la membrane et présentent un profil évanescents dans l'air : ils se propagent sans pertes dans le cristal. Les modes situés au-dessus du cône de lumière représentent un continuum de modes radiatifs qui ne sont pas confinés. Ils représentent la première source de pertes intrinsèques (pertes de propagation). Dans certaines applications, ces pertes ne sont pas un désavantage, car on peut utiliser cette propriété pour réaliser le phénomène inverse, c'est-à-dire, coupler la lumière dans un cristal photonique au niveau des modes rayonnés situés au-dessus du cône de lumière, nous verrons dans le *chapitre 3* l'application de ce phénomène aux *techniques de couplage par la surface* qui permettent *entre autres* de tracer des courbes de dispersion au-dessus du cône de lumière.

Dans la suite, nous utilisons les définitions suivantes pour décrire les modes d'un cristal photonique [57] :

- **Les modes rayonnants** : ce sont ceux qui se propagent dans le cristal photonique ainsi que dans le milieu extérieur. Ces modes *délocalisés* sont constitués des modes propres du continuum radiatif faiblement perturbés par la présence de la membrane ;
- **Les modes localisés** à l'intérieur de la membrane parmi lesquels on distingue :
  - **Les modes guidés** : ils sont situés sous la ligne de la lumière, ils ont donc un caractère *évanescents* hors de la membrane et s'y propagent avec une durée de vie théoriquement infinie ;
  - **Les modes résonnants** ou *quasi-guidés* : ce sont des modes guidés qui apparaissent au dessus de la ligne de lumière par suite du repliement des bandes à l'intérieur de la première zone de Brillouin, et qui constituent des résonances dans le continuum des modes rayonnants. Le couplage de ces modes avec le continuum leur fait acquérir une composante radiative non nulle responsable de l'existence de pertes dans la direction perpendiculaire à la membrane.

## 1.2.4 Singularités des cristaux photoniques

### 1.2.4.1 Vitesse de phase, indice effectif

À partir des diagrammes de bandes également appelés "*courbes de dispersion*" ou "*surfaces de dispersion*" (Fig. 1.6, 1.8 et 1.12), des informations très importantes sur les propriétés des cristaux photoniques peuvent être déduites. Compte tenu de la forme de ces courbes qui est relativement complexe et complètement différente de celle d'un matériau massif, des propriétés de propagation de la lumière spécifiques en particulier en bord de bande interdite apparaissent.

Ainsi, examinons l'évolution de la vitesse de phase d'une onde plane électromagnétique en fonction de la fréquence, qui n'est autre que la vitesse de déplacement d'un point de l'espace,



associé à une valeur de phase fixée. Pour une phase s'exprimant comme :  $\phi(x, t) = \omega t - k_0 x + \phi_0$ , la vitesse de phase est donc [38] :

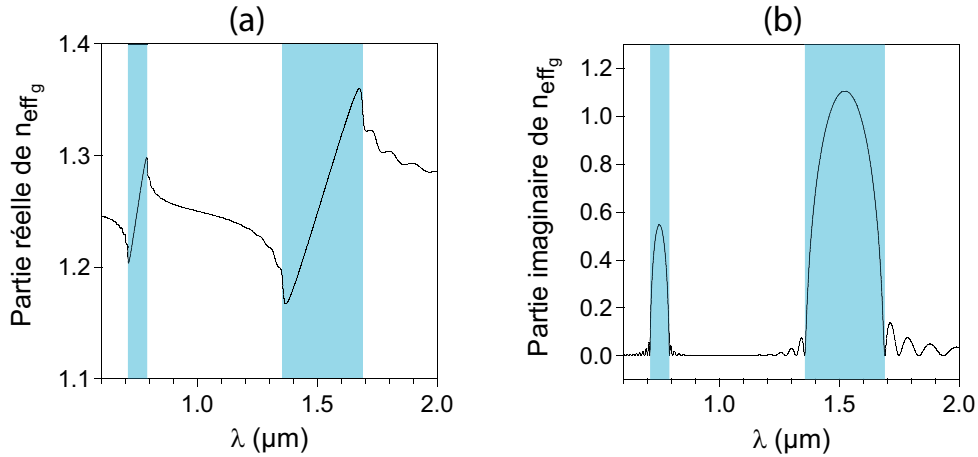
$$v_\phi = \frac{dx}{dt} = \frac{\omega}{k_0} \quad (1.52)$$

La vitesse de phase  $v_\phi$  s'obtient donc à partir du rapport  $\omega/k_0$  au point correspondant de la courbe de dispersion.

L'indice de réfraction usuel qu'on appellera dans le cas des CP "indice effectif moyen global", noté  $n_{\text{eff}_g}$ , se déduit de la vitesse de phase par la relation de proportionnalité suivante :

$$n_{\text{eff}_g} = \frac{c}{v_\phi} \quad (1.53)$$

Notons que l'indice effectif global est l'indice moyen que posséderait un milieu considéré comme homogène et qui agirait sur la transmission d'une onde comme le cristal photonique : c'est une quantité complexe traduisant la vitesse de propagation de l'onde et son atténuation au niveau des bandes interdites. Nous allons voir au *chapitre 3* qu'aux grandes longueurs d'onde (ou aux basses fréquences) l'indice effectif global peut être remplacé par les indices des matériaux constituant le CP et le facteur de remplissage.



**Fig. 1.13** – Indice effectif global d'un cristal photonique 1D de 20 paires de couches d'épaisseur optique  $(\lambda_0/4)$  et  $(\lambda_0/2)$  d'indices  $n_1$  et  $n_2$  respectivement.  $\lambda_0 = 1 \mu\text{m}$  et  $\Delta n = \frac{n_2}{n_1} = 1.42857$  : (a) Partie réelle (b) Partie imaginaire.

[Effective global index of 1D photonic crystal made of a 20-period, half/quarter-wave stack. The refractive indices are  $n_1 = 1$  et  $n_2 = 1.42857$ . The layer thicknesses are  $a_1 = \lambda_0/(4n_1)$  and  $\lambda_0/(2n_2)$ .  $\lambda_0 = 1 \mu\text{m}$  and  $\Delta n = \frac{n_2}{n_1} = 1.42857$  : (a) Real part (b) Imaginary part.]

Dans les exemples qui vont suivre dans ce chapitre, nous ne parlerons que des cristaux photoniques à 1 dimension d'épaisseur finie, car les calculs sont plus simples et les résultats sont plus démonstratifs et plus faciles à interpréter et à comprendre.

Nous reportons sur la figure 1.13 la dispersion de l'indice effectif global : sa partie réelle (Fig. 1.13a) et sa partie imaginaire (Fig. 1.13a) calculées dans un CP 1D par la méthode des matrices de transfert que nous avons utilisée. Le cristal photonique est constitué de 20 paires de couches d'épaisseurs respectives  $(\lambda_0/(4n_1))$  et  $(\lambda_0/(2n_2))$  pour  $\lambda_0 = 1 \mu\text{m}$  et présente un contraste d'indices :  $\Delta n = \frac{n_2}{n_1} = 1.42$ . Sur la partie réelle de l'indice effectif, on remarque une très forte variation de l'indice dans la bande interdite associée à une valeur considérable de la

partie imaginaire de l'indice effectif global (Fig. 1.13b) : le matériau est équivalent à un matériau très absorbant dans cette gamme de fréquence. On peut remarquer également sur ces courbes une propriété très intéressante des CPs, c'est la variation très rapide de l'indice en bord de bande interdite. Nous étudions plus en détails le calcul de l'indice effectif global dans le *chapitre 2*.

#### 1.2.4.2 Densité de modes, vitesse de groupe

Dans les milieux périodiques non absorbants, P. Yeh a démontré que la vitesse de groupe  $v_g$  peut être définie par la relation vectorielle suivante [58] :

$$v_g = \overrightarrow{\text{grad}}_k(\omega) \quad (1.54)$$

La vitesse de groupe qui, en première approximation indique la vitesse de propagation du maxima du champ électromagnétique, alors on peut s'attendre que le paquet d'onde se propage à la vitesse  $v = \omega_0/k_0$ , où  $\omega_0$  est la fréquence centrale du spectre de fréquences. Cette hypothèse n'est plus valable dès que l'on a affaire à un milieu dispersif où  $k$  est fonction de  $\omega$ . Donc, le paquet d'onde qui présente un spectre relativement étroit garde une vitesse de phase constante  $v_\phi/\omega_0$ , mais le signal proprement dit (donc l'énergie lumineuse) se propage à la vitesse de groupe :

$$v_g = \left( \frac{\partial \omega}{\partial k} \right)_{k=k_0} \quad (1.55)$$

On peut relier la vitesse de groupe à la vitesse de phase par la formule de Rayleigh en passant dans l'espace des longueurs d'onde :

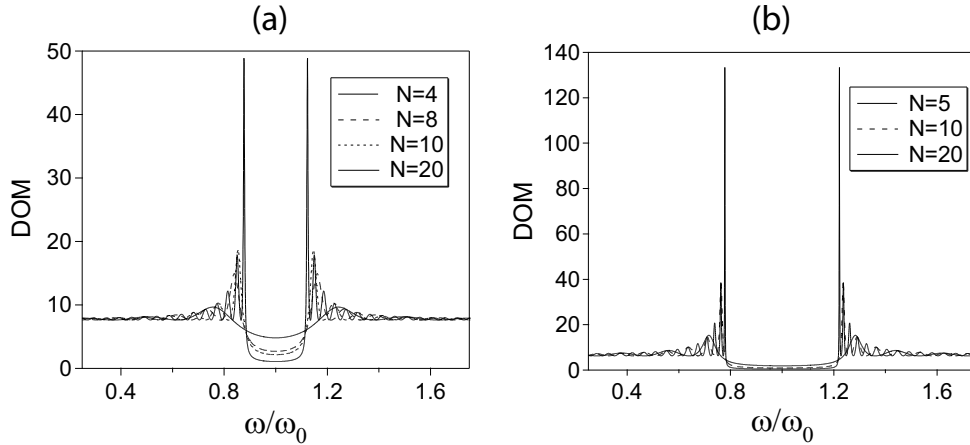
$$v_g = v_\phi - \lambda \frac{\partial v_\phi}{\partial \lambda} \quad (1.56)$$

À partir de cette formule, nous pouvons constater que la vitesse de groupe peut être positive ou négative et être, en valeur absolue, plus ou moins grande que la vitesse de phase. Elle peut passer très rapidement d'une valeur négative à une valeur positive en particulier en bord de bande interdite. Cette propriété très singulière a donné naissance à de nombreux phénomènes spectaculaires tels l'effet superprisme ou l'ultraréfraction [10, 13, 59]. On a vu que la vitesse de phase s'obtient à partir du rapport  $\omega/k$  au point correspondant de la courbe de dispersion. La vitesse de groupe quant à elle s'obtient à partir de la tangente à la courbe de dispersion en ce même point. On retrouve bien les différentes situations de vitesse de groupe, positives ou négatives.

Une autre propriété remarquable de ces structures à bande interdite photonique est associée aux pics de résonance de transmission qui apparaissent en bord de bande interdite. Ces pics correspondent à des maxima du champ électromagnétique dans la structure, ceci peut s'expliquer par une très faible vitesse de groupe et par conséquent une forte augmentation de densité de modes, car par définition, la densité de modes (DOM) ou densité d'états est le nombre d'états radiatifs (de modes électromagnétiques) permis par unité de fréquence et qui est tout simplement l'inverse de la vitesse de groupe [60] :

$$DOM = \frac{\partial k}{\partial \omega} = \frac{1}{v_g} \quad (1.57)$$

On peut remarquer sur la figure 1.14 que la vitesse de groupe peut devenir très faible en bord de bande interdite traduisant une augmentation de la densité de modes optiques à l'intérieur de la structure pour ces fréquences.



**Fig. 1.14** – Densité de modes d’un cristal photonique 1D de  $N$  paires de couches ( $N$  variable) d’épaisseur optique ( $\lambda_0/4$ ) et d’indice de réfraction  $n_1$  et  $n_2$  respectivement.  $\lambda_0 = 1 \mu\text{m}$  : (a)  $\Delta n = \frac{n_2}{n_1} = 1.42$  (b)  $\Delta n = \frac{n_2}{n_1} = 2$ .  
 [Density of modes of 1D photonic crystal of  $N$  periods layers with optical thickness ( $\lambda_0/4$ ).  $\lambda_0 = 1 \mu\text{m}$  : (a)  $\Delta n = \frac{n_2}{n_1} = 1.42$  (b)  $\Delta n = \frac{n_2}{n_1} = 2$ ]

La figure 1.14 montre l’évolution de la densité de modes dans un CP 1D d’épaisseur finie en fonction de la fréquence normalisée calculée pour  $N$  paires de couches d’épaisseur optique  $\lambda_0/4$  et d’indices  $n_1$  et  $n_2$  pour deux contrastes d’indice différent, avec,  $\lambda_0 = 1 \mu\text{m}$ . On note sur ces courbes que la valeur de la densité de modes est maximale en bord de bande interdite et que cette valeur augmente en  $N^2$  [61, 62, 63], confirmant l’effet de résonance dû aux interférences multiples qui font croître le nombre d’états radiatifs. Signalons également une augmentation de la largeur de la bande interdite (définie comme  $10^{-3}\text{T}$ ) avec l’augmentation du nombre  $N$  de périodes, et l’augmentation de la densité de modes et de la largeur de la bande interdite avec l’augmentation du contraste d’indice des couches pour un même nombre de périodes  $N$ .

Par ailleurs, le champ électromagnétique local présent dans la structure est proportionnel à la densité de modes, donc à la vitesse de groupe. Il est d’autant plus fort que la vitesse de groupe de lumière au travers du cristal photonique est faible (ceci sera étudié au *chapitre 2* § 2.3). Particulièrement, on peut remarquer que, en bord de bande interdite la fréquence varie très peu avec le vecteur d’onde de sorte que la vitesse de groupe est très faible. La lumière séjourne longtemps dans la structure et peut interagir longtemps avec le matériau non linéaire pour des effets non linéaires importants.

Nous allons montrer que la faible vitesse de groupe et la grande densité de modes s’avèrent très intéressants pour les applications des cristaux photoniques pour l’optique non linéaire. La forte localisation du champ électromagnétique dans le matériau non linéaire nécessite des structures dans lesquelles l’onde électromagnétique est fortement ralentie pour certaines fréquences bien choisies. C’est ce que nous montrerons au *chapitre 4*.

### 1.2.5 Méthodes et moyens de calculs

La modélisation électromagnétique des propriétés des cristaux photoniques nécessite en général un gros investissement en programmation et en analyse numérique et constitue une activité exigeante en compétence et en temps.

Parmi les modèles théoriques traitant les cristaux photoniques, on doit distinguer tout d’abord deux catégories qui dépendent de la taille finie ou infinie des structures et puis de leur dimensionnalité (1D, 2D ou 3D). Dans la première d’entre elles traitant des cristaux d’épaisseur finie, les méthodes basées sur les matrices de transfert [64], et les théories de diffraction (RCWA) [65] sont le plus souvent utilisées, elles permettent de calculer les propriétés de réflexion et de transmission de la diffraction par le réseau du cristal photonique [66], on peut citer aussi les

méthodes des différences finies ou FDTD (Finite Difference Time Domain) [67]. Les principales techniques utilisées dans la deuxième catégorie traitant des cristaux de taille infinie sont basées sur la décomposition en ondes planes [68, 69]. Notons que durant cette thèse, nous avons utilisé des méthodes d'ondes planes et des méthodes basées sur les matrices de transfert et des méthodes basées sur la théorie de diffraction qui seront brièvement présentées dans le paragraphe suivant.

### 1.2.5.1 La méthode des ondes planes

La technique de décomposition en ondes planes (*Plane Wave Expansion Method*, PWEM) [50] consiste à résoudre, dans l'espace fréquentiel, l'équation d'onde linéaire en développant le champ électromagnétique sur une base d'ondes planes. La méthode de décomposition en ondes planes est très efficace pour calculer les diagrammes de bandes de cristaux photoniques parfaitement périodiques. Elle permet de déterminer la fréquence, la polarisation, la symétrie et la distribution du champ pour les modes d'une structure photonique [70] (on peut trouver des logiciels en libre service qui utilisent la décomposition en ondes planes. Dans ce manuscrit deux d'entre eux ont été utilisés<sup>7</sup>). Elle peut être adaptée pour étudier certaines structures non périodiques comme les guides d'onde ou les cavités grâce à la technique des supercellules [71], mais pour assurer une convergence des calculs cette méthode nécessite un nombre important d'ondes planes, ce qui va induire un temps de calcul élevé et limite cette méthode. De plus, quand la structure étudiée ne présente pas de véritable périodicité (variation du facteur de remplissage par exemple), la méthode n'est plus valable et impose de recourir à des méthodes de différences finies dans le domaine temporel.

### 1.2.5.2 La méthode FDTD

La méthode FDTD (Finite Difference Time Domain) est une méthode générale qui permet de simuler la plupart des systèmes [72]. Elle a été proposée pour la première fois par K. S. Yee [73]. Cette technique très utilisée en électromagnétisme consiste à discrétiser les équations de Maxwell dans l'espace et dans le domaine temporel et non dans le domaine fréquentiel, ce qui conduit à la résolution d'une équation aux différences finies par transformée de Fourier dans le temps [34].

Cette méthode permet non seulement de calculer les diagrammes de bandes mais aussi de simuler l'évolution temporelle du champ électromagnétique se propageant dans les structures à cristaux photoniques, ce qui permet d'avoir des informations sur de nombreuses autres grandeurs comme le vecteur de *Poynting* ou l'énergie électromagnétique stockée. Par contre, elle exige une excellente résolution qui nécessite des moyens de calcul et des mémoires informatiques importants, ce qui oblige à réduire la taille de l'espace de travail.

### 1.2.5.3 La méthode RCWA

La méthode rigoureuse des ondes couplées (*Rigorous Coupled Wave Analysis*, en anglais) est basée sur la décomposition du champ électromagnétique et de la permittivité diélectrique en séries de Fourier [74, 75, 76, 65]. Pour cette raison, elle est appelée "méthode modale par expansion de Fourier". Cette méthode est rigoureuse car elle résout les équations de Maxwell dans toute leur généralité sans recourir à des approximations. Développée pour la modélisation

---

7

- <http://ab-initio.mit.edu/mpb> c'est le logiciel le plus répandu développé par le MIT.
- <http://pslab.sourceforge.net/> basé sur une méthode d'onde planes modifiée (*Plane Wave Admittance Method*, PWAM).
- <http://fisicavolta.unipv.it/dipartimento/ricerca/fotonici/> utilisé entre autre pour calculer des courbes de dispersion au-dessus du cône de lumière.

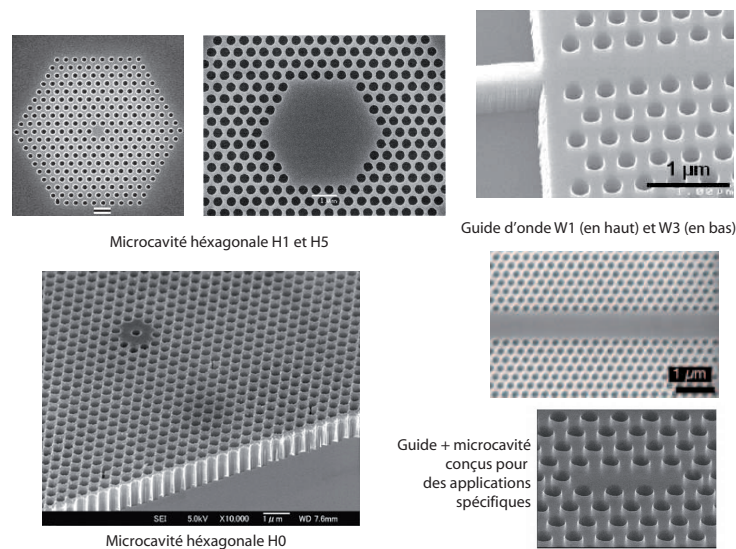
de l'efficacité des réseaux de diffraction, elle consiste à déterminer la forme des états propres dans chacun des milieux constituant la structure multicouche. Dans chacun de ces milieux, on résout les équations de Maxwell [77].

#### 1.2.5.4 Méthode des matrices de transfert

C'est dans les années 90 que Pendry et MacKinnon [78, 79, 80, 81] proposent une méthode permettant de calculer les propriétés de réflexion et de transmission de structures multicouches planaires finies. Dans cette méthode, le champ électromagnétique est calculé de proche en proche au cours de la propagation de l'onde dans la structure. Pour cela une matrice de transfert est définie qui relie les valeurs du champ entre deux points successifs dans les couches qui constituent le cristal. Contrairement aux autres méthodes (Ondes planes, FDTD, . . .), la méthode de la matrice de transfert permet de traiter le cas de matériaux de constantes diélectriques dépendant de la fréquence. Cette méthode sera détaillée dans le *chapitre 2*.

#### 1.2.6 Exploration de cristaux photonique avec défauts

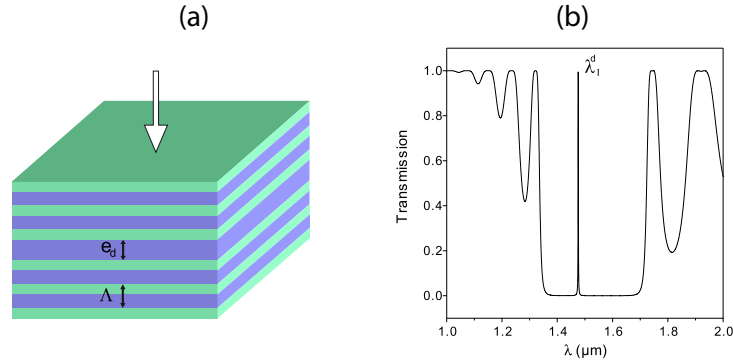
La majorité des applications des cristaux photoniques tourne autour de la bande interdite photonique. Dans certains cas, afin de disposer d'une fréquence de propagation permise à l'intérieur d'une bande de fréquences interdites, il est nécessaire d'introduire des défauts dans la structure périodique. Ces défauts sont obtenus en modifiant localement la périodicité du cristal. Alors, de nouveaux modes permis pour le champ électromagnétique peuvent apparaître pour des fréquences se trouvant dans le gap photonique et les champs associé à ces modes sont localisés au niveau de ces défauts. Parmi les défauts possibles dans les CPs, on peut faire la distinction entre les défauts ponctuels qui se comporte comme des micro-résonateurs [82, 83, 84], et les défauts linéaires permettant de réaliser un guidage diffractif des ondes [85, 86, 87].



**Fig. 1.15** – Vue au MEB de divers cristaux photoniques avec défauts de types guides "W" ou microcavité "H" tirés des références [88, 89, 90].  
[SEM micrographs of various photonic crystals with guided defect "W and cavity defect "H".]

Dans ce paragraphe, nous allons évoquer le cas simple d'un défaut planaire dans un cristal photonique à une dimension, le calcul est effectué en utilisant la méthode des matrices de transfert. Le lecteur intéressé pourra consulter les références données, pour avoir plus de détails sur les défauts dans les CPs à 2 dimensions (Fig. 1.15), tels les défauts ponctuels usuellement

appelés *cavités*  $H_i$ . H pour hexagone et  $i$  pour la largeur exprimée en nombre de rangées manquantes sur un côté de l'hexagone de trous (ou de piliers) du CP bidimensionnels. Les défauts étendus appelés *guides*  $W_i$ , W pour waveguide et  $i$  pour la largeur du guide<sup>8</sup>. La méthode du développement en ondes planes qui est souvent utilisée pour déterminer les propriétés optiques de dispersion des CPs ne peut plus s'appliquer dans ce cas. On peut continuer à l'utiliser à condition de lui associer une technique appelée approche *supercellule* qui consiste à réintroduire la périodicité qui a été brisée lors de l'introduction du défaut [42].



**Fig. 1.16** – (a) Représentation schématique d'un CP 1D avec défaut réalisé par variation de l'épaisseur d'une couche du matériau de bas indice située au milieu de l'empilement. (b) Le spectre de transmission d'un CP 1D avec défaut, le CP est composé de 20 paires de couches d'épaisseurs optiques  $\lambda_0/4$  et  $\lambda_0/2$  d'indices de réfraction  $n_1 = 1$  et  $n_2 = 1.42857$  respectivement, avec  $\lambda_0 = 1 \mu\text{m}$ . L'épaisseur du défaut est égale à  $e_d = 0.6 \mu\text{m}$ .

[(a) Schematic representation of 1D photonic crystal (PhC) with defect in the thickness of a low index material layer. (b) Transmission spectra of 1D photonic crystal with defect, the PhC is made of a stack of 20 periods of two layers with optical thicknesses  $\lambda_0/4$  and  $\lambda_0/2$  and refractive indices are respectively  $n_1 = 1$  and  $n_2 = 1.42857$ , with  $\lambda_0 = 1 \mu\text{m}$ . Defect thickness is  $e_d = 0.6 \mu\text{m}$ .]

Nous considérons une propagation perpendiculaire aux couches : dans ce cas le défaut peut être considéré comme ponctuel. Dans le cas d'une propagation parallèle au plan des couches la structure serait considérée comme guidante. La figure 1.16a est une représentation schématique d'une structure 1D avec un défaut au milieu, ce défaut consiste en une couche d'épaisseur différente " $e_d$ " du matériau de bas indice. Cette structure est en fait une cavité Fabry-Perot. Les modes de cette cavité sont déterminés par la condition de résonance :

$$\left(\frac{2\pi n_1}{\lambda}\right)2e_d + \Phi_1 - \Phi_2 = p2\pi \quad (1.58)$$

où  $\Phi_{1,2}$  sont les déphasages introduits par la réflexion sur les miroirs de Bragg de part et d'autre du défaut. le déphasage est exprimé après un aller-retour dans la cavité. Dans une structure symétrique, on a une résonance si :

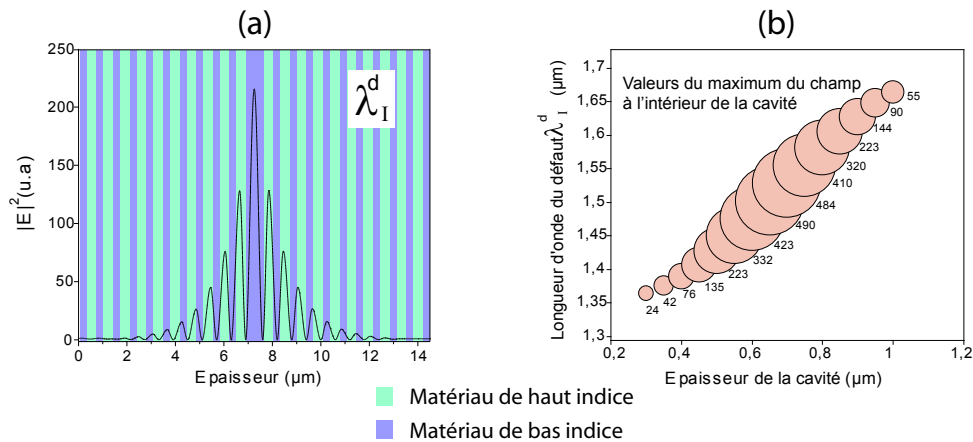
$$e_d = p\frac{\lambda}{2n_1} \quad (1.59)$$

Sur la figure 1.16b nous avons représenté la transmission d'un cristal photonique 1D avec un défaut au milieu (une cavité). Le CP de part et d'autre du défaut est composé d'alternance de 10 paires de couches d'épaisseur optique  $\lambda_0/4$  et  $\lambda_0/2$ , d'indices de réfraction  $n_1 = 1$  et

<sup>8</sup>Le nombre  $i$  n'est pas nécessairement entier



$n_2 = 1.42857$  respectivement, avec  $\lambda_0 = 1 \mu\text{m}$  pour une période  $\Lambda = 0.6 \mu\text{m}$ . Le défaut est réalisé par modification de l'épaisseur  $e_d$  du matériau de bas indice  $n_d = 1$ , dans l'exemple  $e_d = \Lambda$ . Nous pouvons remarquer l'apparition d'un pic situé dans la première bande interdite autour de  $1.5 \mu\text{m}$ .



**Fig. 1.17** – (a) Distribution du champ E.M dans la structure de la figure 1.16 pour la longueur d'onde de résonance de la cavité  $\lambda_I^d$ . (b) Valeur moyenne du champ E.M à l'intérieur de la cavité pour la longueur d'onde de résonance de la cavité en fonction de son épaisseur.  
 [(a) *E.M field distribution for the defect mode  $\lambda_I^d$  for the structure of figure 1.16. (b) Average E.M field inside the central layer forming the cavity for the defect mode as a function of the cavity size.*]

La figure 1.17a représente la répartition du champ dans la structure représentée sur la figure 1.16a à la longueur d'onde du défaut située dans la première bande interdite  $\lambda_I^d$ . Le champ est maximal dans le défaut. Il présente un maximum et une seule oscillation à l'intérieur de cette cavité et il s'atténue en oscillant quand on s'éloigne de la cavité. Nous avons étudié les variations du maximum du champ dans le défaut en fonction de son épaisseur (Fig. 1.17b). Nous voyons que le renforcement maximum du champ dans une structure symétrique s'observe pour  $e_d = \Lambda$ . Par ailleurs, on peut observer localement un renforcement du champ pour le même nombre de périodes dans la même structure sans défaut dans le matériau de bas indice, mais le champ est très localisé dans le défaut que dans toutes les couches du matériau de bas indice de la structure sans défaut. Suivant ce qu'on veut obtenir, on choisira une structure soit avec défaut -si on veut avoir des fonctions de commutation et on contrôlera la fréquence du défaut en jouant sur ses caractéristiques ( $n_d$ ,  $e_d$ )- soit une structure sans défaut où le champ est proportionnel à la longueur de la structure et au matériau non linéaire qui va être introduit. Le matériau non linéaire qui soit de haut ou de bas indice sera plus important dans une structure sans défaut que celui qui sera dans le défaut. Nous utiliserons dans la suite des structures sans défaut, étant donné que la quantité de matériau non linéaire entrant en jeu sera plus importante dans une structure sans défaut que dans une structure avec défaut. L'étroitesse de la résonance diminue la souplesse de l'ajustement des fréquences de fonctionnement.

### 1.3 État de l'art sur les effets non linéaires dans les cristaux photoniques

Dans ce paragraphe, nous présentons *l'état de l'art* sur les études théoriques et les réalisations qui ont été menées pour l'exaltation des effets non linéaires dans les cristaux photoniques. Nous allons nous concentrer plus particulièrement sur les effets non linéaires du second ordre étant donné que ce sont ceux qui ont été le plus étudiés expérimentalement.

### 1.3.1 Optique non linéaire du second ordre dans les cristaux photoniques

Lorsqu'on s'intéresse aux interactions non linéaires d'ordre 2, le matériau est décrit par sa susceptibilité linéaire,  $\chi^{(1)}$ , et sa susceptibilité non linéaire  $\chi^{(2)}$  et pour accroître les effets non linéaires il faut d'une part, disposer d'un matériau de grande susceptibilité non linéaire  $\chi^{(2)}$  -non linéarité qui se manifeste uniquement dans les matériaux ne possédant pas de centre de symétrie- et d'autre part, il faut réaliser l'accord de phase entre les ondes se propageant dans la structure avec différentes fréquences.

Parmi les matériaux massifs possédant des susceptibilités non linéaires du second ordre très élevées on trouve les semiconducteurs III-V. Cependant, ces matériaux sont isotropes et l'accord de phase ne peut être satisfait en raison de la forte dispersion de leurs indices de réfraction. Cette dispersion ne pouvant être compensée par la biréfringence naturelle du matériau, nous allons voir que la structuration périodique de la matière permet de réaliser l'accord de phase, et que cette condition peut être obtenue par différents processus expérimentaux :

#### 1.3.1.1 Quasi accord de phase dans les cristaux photoniques de $\chi^{(2)}$

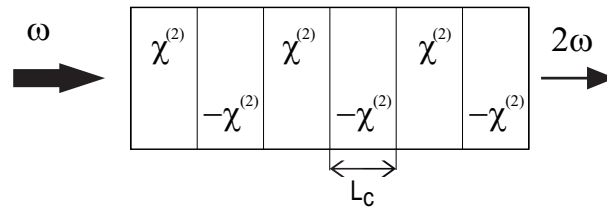
Le quasi accord de phase (QAP) peut être réalisé dans des matériaux où seule la susceptibilité non linéaire d'ordre 2  $\chi^{(2)}$  est une fonction périodique de l'espace. Ces cristaux ne rentrent pas dans la définition stricte des CPs puisqu'ils ne présentent pas une périodicité de la constante diélectrique linéaire.

Pour réaliser ces composants, on module la susceptibilité non linéaire du second ordre avec une période de l'ordre de la longueur de cohérence de l'interaction dans une ou deux dimensions de l'espace réel.

#### Quasi accord de phase dans les cristaux photoniques de $\chi^{(2)}$ à une dimension

L'inversion unidimensionnelle du signe de  $\chi^{(2)}$  a été proposée pour la première fois par J. A. Armstrong et ses collaborateurs [16]. Elle consiste à inverser le signe du coefficient non linéaire au bout d'une longueur de cohérence (Fig. 1.18). L'inversion du signe de l'interaction est obtenue par inversion de l'orientation cristalline qui entraîne l'inversion du signe du terme source de l'onde de polarisation à chaque longueur de cohérence dans l'équation de propagation de l'onde à la fréquence  $2\omega$ , sans moduler l'indice de réfraction.

Cette technique a été utilisée depuis longtemps dans le niobate de lithium et plus récemment elle a été utilisée pour réaliser le quasi accord de phase afin d'augmenter l'efficacité de la génération de seconde harmonique dans le nitrure de gallium [91], ainsi que dans des guides de AlGaAs [92].



**Fig. 1.18** – Cristal photonique non linéaire à une dimension où le QAP est réalisé par inversion du signe de  $\chi^{(2)}$  pour chaque longueur de cohérence  $L_C$ .  
*[Non linear one-dimensional photonic crystal of  $\chi^{(2)}$ . quasi-phase matching is achieved by inversion of the  $\chi^{(2)}$  sign for each coherence length.]*

Sur la figure 1.18 nous avons représenté un schéma du principe du quasi accord de phase dans une structure à cristal photonique de  $\chi^{(2)}$  dans un processus de doublage de fréquence. La structure à QAP est tout simplement un multicouche de  $(\chi^{(2)}, -\chi^{(2)})$ . Le  $\chi^{(1)}$  est supposé

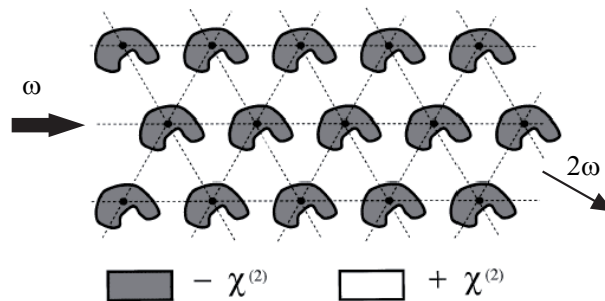


constant dans toute la structure, raison pour laquelle aucun effet de dispersion anormale ou de phénomène de bandes interdites photoniques n'est présent. Dans la structure, les ondes se propagent perpendiculairement aux couches et l'épaisseur de ces couches de  $\chi^{(2)}$  différents est égale à la longueur de cohérence  $L_C$  du processus non linéaire.

### Quasi accord de phase dans les cristaux photoniques de $\chi^{(2)}$ à deux dimensions

La technique du quasi accord de phase à deux dimensions dans un cristal photonique de  $\chi^{(2)}$  a été étudié par V. Berger [93] et les premières réalisations expérimentales ont été menées par N. Broderick et ses collaborateurs [94] dans un cristal photonique 2D de  $\chi^{(2)}$  réalisé dans le niobate de lithium.

Il s'agit d'une généralisation à deux dimensions du principe du QAP à une dimension. Dans ce type de cristal, la susceptibilité non linéaire  $\chi^{(2)}$  est modulée dans deux directions de l'espace, ce qui va permettre de vérifier la condition d'accord de phase dans plusieurs directions de l'espace simultanément pour des longueurs d'onde différentes (Fig. 1.19).



**Fig. 1.19** – Cristal photonique non linéaire de  $\chi^{(2)}$  à 2 dimensions.  
[Non linear two-dimensional photonic crystal of  $\chi^{(2)}$ .]

Les matériaux  $\chi^{(2)}$  à QAP à deux dimensions présentent un intérêt majeur concernant l'accordabilité en fréquence du processus non linéaire par rapport aux matériaux à QAP à une seule dimension car la rotation du cristal non linéaire permet toujours de trouver une direction pour laquelle l'accord de phase est réalisé pour une fréquence donnée  $\omega$ .

#### 1.3.1.2 Accord de phase dans les cristaux photoniques "conventionnels"

##### Cristaux photoniques à une dimension

L'accord de phase dans ce cas, est réalisé dans les cristaux photoniques à modulation d'indice de réfraction (décrits dans les paragraphes précédents). Le cas le plus connu en optique est celui du miroir de Bragg, où la forte dispersion en bord de bande interdite est exploitée pour obtenir l'accord de phase [95]. Dans ce cas, les ondes se propagent perpendiculairement aux couches.

Des études sur la dispersion en bord de bande interdite dans un cristal photonique 1D ont montré l'accroissement de la génération de seconde harmonique dans un cristal photonique 1D constitué d'un empilement de couches de AlGaAs/AlAs [96, 25]. L'effet du cristal photonique est pris en compte pour coupler une onde incidente avec un mode guidé en bord de bande interdite où la vitesse de groupe est faible et donc la densité de modes élevée et par conséquent des interactions non linéaires efficaces.

La modulation de  $\chi^{(2)}$  n'intervient pas dans la réalisation de la condition d'accord de phase, seule la modulation de  $\chi^{(1)}$  dans une ou deux dimensions est exploitable pour la conversion de fréquence.

## Cristaux photoniques à deux dimensions

L'intérêt d'utiliser des cristaux photoniques à deux dimensions en optique non linéaire est double. D'une part, ils permettent une grande ingénierie de bandes et on a plus de flexibilité pour obtenir l'accord de phase en changeant l'orientation cristalline du CP, par exemple. D'autre part, le fait de disposer d'un réseau cristallin (réseau réciproque) en 2D plus "complexe" par rapport à une structure à une dimension permet d'avoir des phénomènes diffractifs et des interactions plus efficaces entre l'onde incidente et les ondes engendrées aux nouvelles fréquences par effet non linéaire [97, 98, 99]. Ces interactions, sous certaines conditions, permettent de renforcer d'une manière significative le champ à l'intérieur de la structure, mais ces CP 2D sont plus difficiles à fabriquer.

L'un des matériaux largement utilisé dans la fabrication des cristaux photoniques 2D est le silicium en raison de son indice de réfraction très élevé et sa compatibilité avec la technologie CMOS. Cependant le silicium est centrosymétrique, il ne possède pas donc de coefficient non linéaire d'ordre 2 ( $\chi^{(2)} = 0$ ). Une façon d'utiliser ce matériau pour l'optique non linéaire serait de remplir les trous des cristaux photoniques par un matériau non linéaire présentant des non linéarités d'ordre 2 très élevées : Beaucoup de travaux ont été réalisés dans le silicium macroporeux [14, 100], en raison de la profondeur des pores qu'on sait réaliser et qui peut atteindre  $100 \mu\text{m}$  et des dimensions de réseau de pores qui peut couvrir une surface de  $1 \text{ cm}^2$ . Des expériences ont montré qu'on peut réaliser la GSH dans du silicium macroporeux avec des pores remplis par des molécules de "Disperse Red One" (DR1), orientées dans la direction de l'axe des pores [101, 102]. Or, toute la difficulté reste dans la manière de remplir ces pores. Des expériences récentes ont montré qu'on peut remplir des pores de  $0.65 \mu\text{m}$  de diamètre et jusqu'à une profondeur de  $10 \mu\text{m}$  avec un polymère transparent aux longueurs d'onde des télécommunications optiques [103]. Une autre manière aussi de "marier" les CPs avec l'optique non linéaire est de réaliser directement le cristal photonique dans des polymères non linéaires [104, 105, 106, 107].

### 1.3.2 Optique non linéaire du troisième ordre dans les cristaux photoniques

Une autre façon de pallier à de l'absence de non linéarités d'ordre 2 dans des matériaux centrosymétriques comme le silicium et par conséquent non actifs, serait d'exploiter les processus non linéaires d'ordres plus élevés (d'ordre 3 dans le silicium par exemple), même s'ils sont moins efficaces que ceux d'ordre 2 [108, 109]. Ceci a été réalisé dans des expériences pour exalter la génération de troisième harmonique dans un cristal photonique tridimensionnel en polystyrène [110] ou dans un cristal photonique à une dimension fabriqué dans un substrat de SOI [111]. Notons également l'utilisation de non linéarités optiques de type Kerr et cde l'absorption à deux photons dans un miroir de Bragg composé d'une alternance de couches de silice et de silicium amorphe pour réaliser des commutateur ultra-rapides tout optiques aux longueurs d'onde des télécoms [112].

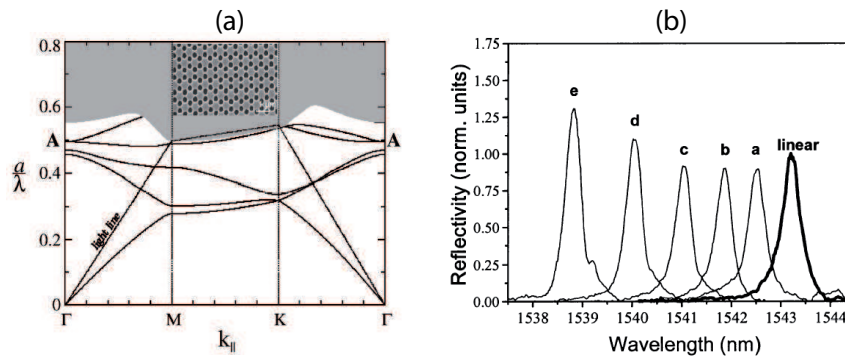
#### 1.3.2.1 Cristaux photoniques bidimensionnels utilisés comme filtre accordables

Les CPs bidimensionnels (2D) sont des structures ayant un fort potentiel en terme d'applications, une des applications envisagées étant d'utiliser ces CPs 2D pour le traitement tout optique du signal. C'est ce qui a été réalisé dans des cristaux photoniques 2D à base de matériaux III-V. Il a été démontré qu'en fabriquant des CPs unidimensionnels ou bidimensionnels avec ou sans défaut dans un matériau possédant une non linéarité du troisième ordre de type Kerr, on peut réaliser des fonctions optiques (filtres, commutateurs...) accordables ou des émetteurs, amplificateurs... [113, 114].

Les premiers travaux sur des CPs optiquement reconfigurables ont été réalisés dans des membranes d'InP incorporant des boîtes quantiques (*quantum dots*, *QD*) en  $\text{InAs}_{0.65}\text{P}_{0.35}/\text{InP}$

(5 nm/20 nm) reportées sur silicium via une couche de silice [83, 115, 116]. La membrane est percée d'un réseau de trous d'air de type graphite d'une période de 770 nm avec un facteur de remplissage en air de 20%. Ces paramètres ont été choisis de façon à obtenir un mode photonique ayant une vitesse de groupe nulle au voisinage du point  $\Gamma$  autour de  $1.55 \mu\text{m}$  (point **A** de la Fig. 1.20a). La bande d'absorption des boîtes quantiques contient la fréquence du mode du CP.

L'idée dans ces travaux, était de modifier l'indice de réfraction des boîtes quantiques en modifiant la population de porteurs dans ces boîtes quantiques par excitation optique et d'observer le déplacement des courbes de dispersion.



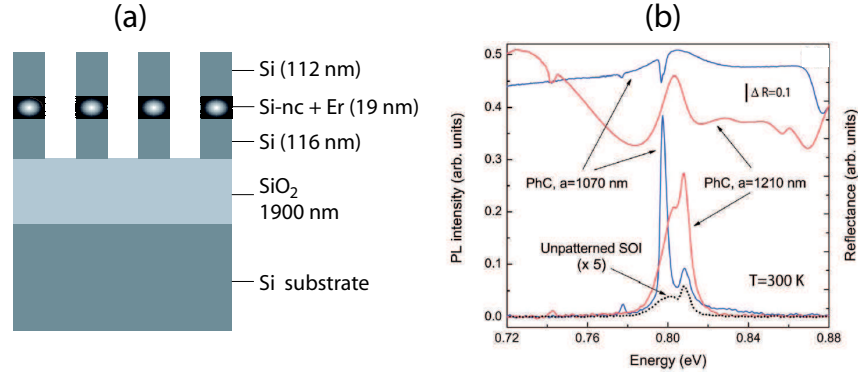
**Fig. 1.20** – (a) Structure de bandes photoniques pour le réseau graphite avec ( $f_{air} = 20\%$ ). La figure insérée représente une photographie par microscopie électronique. (b) Spectres de réflectivité mesurés autour de la longueur d'onde correspondant à une résonance de Fano du cristal photonique, correspondant au point **A** pour différentes intensités de pompe. La courbe en gras représente la réflectivité linéaire quand  $I_{pompe} = 0$ . Les courbes a, b, c, d et e représentent respectivement les spectres de réflectivité quand la pompe est incidente et est égale à :  $0.19 \text{ kW/cm}^2$ ,  $0.43 \text{ kW/cm}^2$ ,  $0.74 \text{ kW/cm}^2$ ,  $1.13 \text{ kW/cm}^2$  et  $1.7 \text{ kW/cm}^2$ .

[(a) Photonic band structure of the graphite 2D PhC. Inset, scanning electron micrograph of the fabricated sample. (b) Experimental reflectivity spectra around the Fano resonance **A** for different pump intensities. The bold curve represents the linear reflectivity ( $I_{pump}=0$ ). The thin spectra correspond to the probe reflectivity at pump intensities : a,  $0.19 \text{ kW/cm}^2$  ; b,  $0.43 \text{ kW/cm}^2$  ; c,  $0.74 \text{ kW/cm}^2$  ; d,  $1.13 \text{ kW/cm}^2$  ; e,  $1.7 \text{ kW/cm}^2$ .]

La figure 1.20b représente les résultats obtenus sur la structure par l'utilisation d'une expérience pompe-sonde. En régime linéaire, lorsque seule la sonde est incidente, on observe en réflexion une résonance de Fano [117] (voir *chapitre 4*) très étroite centrée autour de  $1543.3 \text{ nm}$  (pic "linear") correspondant à un mode photonique en  $\Gamma$ . Ce mode correspondant au point **A** de la Fig. 1.20a. C'est un mode dégénéré qui peut se coupler avec une onde incidente, le couplage de cette onde se traduisant par un maximum en réflexion. Lorsque la pompe est également incidente à  $810 \text{ nm}$  on a une absorption des boîtes quantiques qui va modifier le  $\chi(3)$  et l'indice effectif de la couche gravée (Ce point est bien traité dans le paragraphe 4.2.4 du *chapitre 4*). Donc, la résonance se déplace en longueur d'onde vers le bleu ("blue shift"), ce déplacement augmente avec l'augmentation de l'intensité de la pompe. On peut constater également une amplification du signal réfléchi à partir de  $1540 \text{ nm}$  (pic d), cette amplification a été étudiée en détail dans la même équipe avec des changements dans les paramètres géométriques du réseau de graphite et de la structure InP-QD/silice/silicium [118].

Des travaux similaires pour observer une commutation ultra rapide ( $8 \text{ ps}$ ) aux longueurs d'onde des télécoms ( $1.5 \mu\text{m}$ ) ont été réalisés dans des CPs bidimensionnels d'un réseau de type triangulaire de  $\text{Al}_{0.3}\text{Ga}_{0.7}\text{As}$  incorporant des puits quantiques de GaAs ( $10 \text{ nm}$ ), le tout déposé sur une couche épaisse d' $\text{AlOx}$  [119].

Nous avons exposé avec ces quelques exemples, des travaux démontrant que les CPs 2D peuvent être utilisés à la fois comme filtres accordables en longueur d'onde (commutateurs), amplificateurs. Ils peuvent également être utilisés comme lasers [120] même si le cristal photonique n'est pas réalisé dans un matériau non linéaire actif mais dans des substrats de silicium sur isolant (*SOI, silicon on insulator, voir définition chapitre 4*) qui sont à priori, optiquement non actifs. L'astuce est alors de doper une fine couche de silice au milieu d'un guide de silicium par des nano-cristaux de silicium et d'erbium (Fig. 1.21a).



**Fig. 1.21** – (a) Représentation schématique du cristal photonique avec la région active au centre du guide qui consiste en une couche  $\text{SiO}_2$  dopée de nano-cristaux de Si et d' $\text{Er}^{3+}$ . (b) Spectres de photoluminescence (PL) (courbes en bas) et de réflectance (R) (courbes en haut) à température ambiante pour un angle d'incidence  $\theta = 0^\circ$  pour deux structures de CPs avec  $a = 1070$  and  $1210$  nm et dans la région non gravée (courbes en pointillés).

[(a) Schematic illustration of the photonic slab. The active layer at the center of the Si core consists of  $\text{SiO}_2$  with Si QD and  $\text{Er}^{3+}$  ions. (b) Room temperature photoluminescence (PL) (bottom curves) and reflectance (R) (top curves) spectra at  $\theta = 0^\circ$  of the photonic crystal slab samples with  $a = 1070$  and  $1210$  nm and the unpatterned waveguide (dotted curves).]

La figure 1.21b représente les spectres de photoluminescence (PL) et de réflectance (R) mesurés à température ambiante entre 0.7 et 0.88 eV (1.77-1.4  $\mu\text{m}$ ) obtenus pour deux structures de cristaux photoniques à réseau triangulaire ayant le même facteur de forme ( $r/\Lambda = 0.33$ ) mais de périodes différentes ( $\Lambda = 1210$  nm et 1070 nm).  $r$  est le rayon des trous. Les structures ont été excitées à 532 nm (le faisceau a une puissance de 20 mW et un col qui fait 100  $\mu\text{m}$  sur la surface de l'échantillon) et la PL a été observée au point  $\Gamma$  dans la direction normale à la surface ( $\theta = 0^\circ$ ). Elle correspond à l'excitation d'un mode photonique autour de 0.8 eV (1.55  $\mu\text{m}$ ) pour les deux structures. Cette PL a été trouvée 250 fois plus grande que celle obtenue dans la région non gravée, cette énorme exaltation est obtenue grâce au couplage résonnant entre la bande d'émission des cristaux d'erbium et celle d'un mode du cristal photonique situé au dessus du cône de lumière.

Ces résultats montrent la possibilité d'obtenir, dans la filière silicium, de l'émission de lumière par des effets non linéaires aux longueurs d'ondes des télécommunications optiques.

### 1.3.2.2 Génération de la troisième harmonique dans les cristaux photoniques

La génération de la troisième harmonique (GTH) dans les cristaux photoniques, est en effet très semblable au doublage de fréquence (ou génération de seconde harmonique) présenté dans les paragraphes précédents.

Des travaux ont montré une très forte exaltation de la GTH et une photoluminescence induite dans un cristal photonique 2D fabriqué dans le nitrure de gallium utilisant des techniques de couplage par la surface [99]. Une exaltation de la troisième harmonique d'un facteur de 3500 observée en réflexion a été obtenue dans un CP 2D par rapport à une structure de référence

non gravée sous certaines conditions de polarisation, d'angle d'incidence et d'angle azimutal<sup>9</sup>. Le CP 2D était un réseau triangulaire de trous d'air gravé dans une couche de 260 nm de GaN déposé sur un substrat de saphir ( $\text{Al}_2\text{O}_3$ ), la période du réseau était de 500 nm, le facteur de remplissage en air de 0.21 et la profondeur de gravure est de 185 nm. La structure a été excitée par une onde pompe à 900 nm.

L'accroissement de la génération de la troisième harmonique a été également observée en réflexion dans un CP unidimensionnel fabriqué dans un substrat de SOI [111]. Une augmentation d'un facteur 2 dans la réflectance de la troisième harmonique a été observé dans le CP 1D par rapport à un substrat SOI non gravé quand le faisceau pompe est couplé à un mode du cristal photonique situé au dessus du cône de lumière.

Dans cette partie nous avons présenté le formalisme et les propriétés des cristaux photoniques (CPs) pour l'optique non linéaire. Nous avons rappelé brièvement les mécanismes de l'optique non linéaires en nous intéressant plus particulièrement aux processus du second ordre et du troisième ordre comme la génération de seconde harmonique et l'effet Kerr optique. Nous avons présenté les méthodes de calculs que nous avons utilisées durant ce travail de thèse pour optimiser les CPs afin d'obtenir l'accord de phase qui, comme nous l'avons vu est une condition nécessaire pour accroître les effets non linéaire dans ces structure. Enfin, à partir de quelques exemples sur des travaux expérimentaux tirés de la littérature, nous avons illustré les atouts du *mariage* de l'optique non linéaire avec les cristaux photoniques. La possibilité de localiser le champ, de gérer sa vitesse de phase et de groupe, dans ce type de structures constituent des atouts majeurs pour l'exploration des effets non linéaires.

<sup>9</sup>C'est l'angle que forme le plan d'incidence avec une des directions principale de haute symétrie du cristal.



# Optimisation de structures 1D d'épaisseur finie mettant en œuvre des effets d'ONL d'ordre 2

Nous avons vu dans le premier chapitre que la conversion de fréquences dans les matériaux optiques non linéaires est un processus qui permet de générer de la lumière cohérente dans des régions spectrales où les lasers ont parfois des performances limitées [16]. Pour avoir une conversion efficace, il faut disposer d'un matériau avec une grande susceptibilité non linéaire d'ordre 2 et pouvoir compenser la dispersion optique qui résulte de la différence des vitesses de phase de la lumière qui se propage à différentes fréquences. Dans les matériaux massifs usuellement utilisés en optique non linéaire comme le  $\text{LiNbO}_3$  ou le KDP qui sont naturellement anisotropes et biréfringents, l'accord de phase peut être obtenu entre des ondes se propageant avec différentes polarisations et différents angles de propagation [121, 122]. Cependant, dans le cas de matériaux isotropes, comme certains matériaux III-V (GaAs, AlN...), lorsque ces conditions ne peuvent être facilement réalisées, la structuration de la matière à l'échelle de la longueur d'onde apparaît comme une alternative à ces contraintes.

Dans ce chapitre nous allons voir l'intérêt de réaliser des cristaux photoniques 1D dans des matériaux qui présentent des valeurs très élevées de la susceptibilité non linéaire d'ordre 2 ( $\chi^{(2)}$ ) et le rôle crucial de réaliser l'accord de phase pour accroître l'efficacité de conversion dans ces structures.

## 2.1 Objectifs

Nous avons vu dans le premier chapitre, aussi bien dans l'équation de propagation non linéaire (1.12) que dans l'expression de la polarisation non linéaire (1.10), qu'on peut avoir des interactions très efficaces en choisissant un matériau avec une grande susceptibilité non linéaire et en maximisant le champ existant à l'intérieur du matériau.

Nous avons vu que la polarisation non linéaire  $\mathbf{P}^{\text{NL}}$  joue le rôle de source dans l'équation de propagation des ondes résultant d'interaction non linéaires de la lumière avec la matière (équation 1.12). Elle s'écrit comme suit :

$$\mathbf{P}^{\text{NL}}(\mathbf{r}, \omega) = \sum_{i=2}^{\infty} \epsilon_0 \chi^{(i)}(\mathbf{r}, -\omega; \omega_1, \dots, \omega_i) : \mathbf{E}(\mathbf{r}, \omega_1) \dots \mathbf{E}(\mathbf{r}, \omega_i) \quad (2.1)$$

ou encore dans le cas d'ondes planes collinéaires :



$$\mathbf{P}^{\text{NL}}(\mathbf{z}, \omega) = \sum_{i=2}^{\infty} \epsilon_0 \chi^{(i)} A_{\omega_i}(\omega_i, \mathbf{z}) - A_{\omega_i}(\omega_i, \mathbf{z}) e^{ik_{\text{NL}}z} \quad (2.2)$$

avec :  $k_{\text{NL}}^i = \sum_{p=2}^i k_p$ .

Alors, pour avoir des interactions non linéaires très efficaces, il faut maximiser ce terme source de polarisation non linéaire :

- En choisissant des matériaux de grande susceptibilité non linéaire  $\chi^{(i)}$  ;
- En maximisant le produit  $\mathbf{E}(\mathbf{r}, \omega_1) \dots \mathbf{E}(\mathbf{r}, \omega_i)$ , c'est-à-dire, les champs aux fréquences  $\omega_1, \dots, \omega_i$  interagissant dans le matériau non linéaire. Il faut également avoir un recouvrement entre les champs aux différentes fréquences mises en jeu dans le matériau de grand  $\chi^{(i)}$ . Si ce sont des ondes planes qui interagissent, faut également satisfaire la condition d'accord de phase entre la source ( $k_{\text{NL}}$ ) et l'onde excitée à la même fréquence  $\omega$ . Pour satisfaire ces conditions les cristaux photoniques sont de bons candidats car ils permettent une véritable ingénierie des propriétés dispersives de la matière. En jouant sur les paramètres optogéométriques des structures (contraste d'indice, périodicité, facteur de remplissage) ce qu'on appellera par la suite *l'ingénierie de bandes*, on peut fortement contrôler et modifier la propagation de la lumière. D'une manière générale *l'ingénierie de bandes* permet de localiser le champ dans un matériau ou un autre, de réaliser un grand recouvrement entre les champs aux fréquences souhaitées -ces fréquences sont choisies après détermination de la position des bords de bandes- et de réaliser l'accord de phase.

Dans la suite, nous allons décrire la méthode des matrices de transfert que l'on va utiliser pour étudier la localisation du champ dans les structures 1D finies et leurs propriétés dispersives.

## 2.2 Méthode des matrices de transfert pour la description de structures 1D d'épaisseur finie

Dans ce paragraphe, nous allons décrire le formalisme basé sur les matrices de transfert qui a été utilisé dans cette thèse dans le cas d'un cristal unidimensionnel de taille finie.

Considérons un cristal photonique 1D de taille finie formé d'une alternance de couches diélectriques de permittivités  $\epsilon_1$  et  $\epsilon_2$  et d'épaisseurs  $a_1$  et  $a_2$  (Fig. 2.1). L'épaisseur totale du cristal est  $L = N\Lambda$ .  $N$  est le nombre de périodes et  $\Lambda$  est la période, avec  $\Lambda = a_1 + a_2$ .

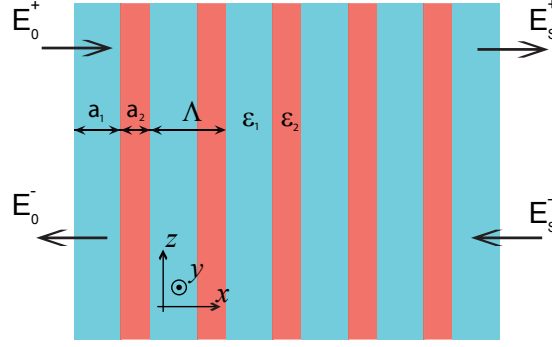
On considère que la structure est invariante par translation suivant les directions  $y$  et  $z$  et que les matériaux constituant le CP sont isotropes homogènes. On étudie des champs se propageant dans le plan  $xz$  mais uniformes en  $y$ .

On suppose que le CP est éclairé par une onde électromagnétique  $E_0$  arrivant sur la structure sous incidence  $\Phi_i$ . On cherche à déterminer la répartition du champ électromagnétique en tout point. On travaille dans le domaine fréquentiel avec une dépendance temporelle en  $e^{-i\omega t}$ . Le problème harmonique de Maxwell (équation 1.5) s'écrit :

$$\begin{aligned} \vec{\nabla} \cdot \mathbf{E} &= 0 \\ \vec{\nabla} \cdot \mathbf{H} &= 0 \\ \vec{\nabla} \times \mathbf{E} &= i\omega\mu_0\mathbf{H} \\ \vec{\nabla} \times \mathbf{H} &= -i\omega\epsilon_0 \cdot \epsilon_j \mathbf{E} \end{aligned} \quad (2.3)$$

$\epsilon_j$  est la permittivité relative du milieu  $j$  ( $\epsilon_j = n_{1,2}^2$ ).





**Fig. 2.1** – Cristal photonique 1D composé d'une alternance de couches de permittivités diélectriques  $\epsilon_1$  et  $\epsilon_2$  et d'épaisseurs  $a_1$  et  $a_2$ .  $\Lambda$  est la période de l'empilement ( $\Lambda = a_1 + a_2$ ).  
 [1D photonic crystal structure formed by alternat dielectric slabs with permittivities  $\epsilon_1$  and  $\epsilon_2$  and widths  $a_1$  and  $a_2$  respectively.  $\Lambda$  is the lattice period ( $\Lambda = a_1 + a_2$ ).]

En général, on élimine entre ces 4 équations l'un des deux champs et leur projection sur des axes de coordonnées cartésiennes  $(x, y, z)$  permet d'obtenir l'équation de Helmholtz scalaire pour la composante tangentielle de  $\mathbf{E}$  ou  $\mathbf{H}$  qu'on a appellera  $\mathcal{E}_j$  dans le milieu  $j$ . Sa solution peut se mettre sous la forme :

$$\mathcal{E}_j(x, z) = \mathcal{E}_j(x) \cdot e^{ik_z z} \quad (2.4)$$

où  $k_z$  désigne la composante du vecteur d'onde suivant la direction  $z$ .

La forme générale de  $\mathcal{E}_j$  est :

$$\mathcal{E}_j(x) = \mathcal{E}_j^- e^{-ik_{x_j} x} + \mathcal{E}_j^+ e^{ik_{x_j} x} \quad (2.5)$$

$\mathcal{E}^+$  et  $\mathcal{E}^-$  désignent les amplitudes complexes respectivement de l'onde progressive et de l'onde rétrograde . Avec :

$$\mathcal{E}_i^+ + \mathcal{E}_i^- = \mathcal{E}_j^+ + \mathcal{E}_j^- \quad (2.6)$$

$$k_{x_j} = \sqrt{n_j^2 k_0^2 - k_z^2} \quad (2.7)$$

La relation 2.5 peut être écrite sous forme d'un vecteur colonne :

$$[\mathcal{E}_j(x)] = \begin{pmatrix} \mathcal{E}_j^-(x) \\ \mathcal{E}_j^+(x) \end{pmatrix} \quad \text{avec :} \quad \begin{cases} \mathcal{E}_j^-(x) = \mathcal{E}_j^- e^{-ik_{x_j} x} \\ \mathcal{E}_j^+(x) = \mathcal{E}_j^+ e^{ik_{x_j} x} \end{cases} \quad (2.8)$$

La définition de  $\mathcal{E}_j^\pm(x)$  montre immédiatement que, si les deux plans  $x = x_0$  et  $x = x_0 + a_j$  appartiennent au milieu  $j$  :

$$\mathcal{E}_j^\pm(x_0 + a_j) = \mathcal{E}_j^\pm(x_0) e^{\pm ik_{x_j} \cdot a_j} \quad (2.9)$$

Il est commode d'utiliser une représentation matricielle pour exprimer le champ électromagnétique [123, 124] :

$$\left[ \mathcal{E}_j(x_0 + a_j) \right] = T \mathcal{E}_j(x_0) \quad (2.10)$$

$$\begin{bmatrix} \mathcal{E}_j^-(x_0 + a_j) \\ \mathcal{E}_j^+(x_0 + a_j) \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} T_{11} & T_{12} \\ T_{21} & T_{22} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \mathcal{E}_j^-(x_0) \\ \mathcal{E}_j^+(x_0) \end{bmatrix} \quad (2.11)$$

avec

$$T_{c_i} = \begin{bmatrix} \exp(ik_{x_i}a_j) & 0 \\ 0 & \exp(-ik_{x_i}a_j) \end{bmatrix} \quad (2.12)$$

On notera que les matrices de transfert  $T_{air \rightarrow 1}, \dots, T_{j \rightarrow i}$ , décrivant le passage de l'onde à travers les interfaces entre les couches du cristal vérifiera la continuité de la composante tangentielle du champ :

$$\left[ \mathcal{E}_j(x_j) \right] = T_{j,j+1} \mathcal{E}_{j+1}(x_j) \quad (2.13)$$

$$\begin{bmatrix} \mathcal{E}_j^-(x_j) \\ \mathcal{E}_j^+(x_j) \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} T_{11} & T_{12} \\ T_{21} & T_{22} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \mathcal{E}_{j+1}^-(x_j) \\ \mathcal{E}_{j+1}^+(x_j) \end{bmatrix} \quad (2.14)$$

avec

$$T_{j \rightarrow j+1} = \frac{1}{2} \begin{bmatrix} \frac{p_j + p_{j+1}}{p_j} & \frac{p_j - p_{j+1}}{p_j} \\ \frac{p_j - p_{j+1}}{p_j} & \frac{p_j + p_{j+1}}{p_j} \end{bmatrix} \quad (2.15)$$

avec  $p_j = k_{x_j}$  dans le cas d'une polarisation TE et  $p_j = \frac{k_{x_j}}{n_j^2}$  dans le cas d'une polarisation TM.

Ces considérations montrent que l'expression du champ sortant  $\vec{E}_s$  se déduit de l'expression du champ se propageant dans la structure par une matrice  $M$  :

$$M = T_{01} \cdot T_{c_1} \cdot T_{12} \cdot T_{c_2} \dots T_{NS} \quad (2.16)$$

La matrice  $M$  caractérise le système entier. Elle décrit le produit des matrices de transfert décrivant chaque élément rencontré par l'onde électromagnétique durant sa propagation, on peut écrire :

$$\begin{pmatrix} \mathcal{E}_s^+ \\ \mathcal{E}_s^- \end{pmatrix} = M \begin{pmatrix} \mathcal{E}_0^+ \\ \mathcal{E}_0^- \end{pmatrix} \quad (2.17)$$

Si on écrit  $M$  sous la forme :

$$M = \begin{pmatrix} M_{11} & M_{12} \\ M_{21} & M_{11} \end{pmatrix} \quad (2.18)$$

Par hypothèse, il n'y a pas d'onde entrante dans le milieu  $s$ , il suffit d'examiner l'égalité 2.17 en faisant intervenir les éléments  $M_{ij}$  de la matrice  $M$  :

$$\begin{pmatrix} 1 \\ r \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} M_{11} & M_{12} \\ M_{21} & M_{11} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} t \\ 0 \end{pmatrix} \quad (2.19)$$

donc pour une onde TE on peut écrire  $t$  et  $r$  sous la forme :

$$t = \frac{E_s^+}{E_0^+} \Big|_{E_s^- = 0} = \sqrt{T} \cdot e^{i\Phi_t} \quad (2.20a)$$

$$r = \frac{E_0^-}{E_0^+} \Big|_{E_s^- = 0} = \sqrt{R} \cdot e^{i\Phi_r} \quad (2.20b)$$

alors les coefficients de transmission  $T$  et de réflexion  $R$  en intensité s'écrivent :

$$T = \left| \frac{1}{M_{11}} \right|^2 \quad (2.21a)$$

$$R = \left| \frac{M_{21}}{M_{11}} \right|^2 \quad (2.21b)$$

Soient  $\Phi_t$  et  $\Phi_r$  les déphasages en réflexion et en transmission introduits par le cristal photonique (Fig. 2.1). On peut alors introduire un indice de réfraction de phase moyen ou **effectif global**  $n_{\text{eff}_g}$  pour décrire le cristal photonique en écrivant (dans le cas de la transmission) pour une onde arrivant sous incidence normale sur le CP :

$$\Phi_t(\omega) = \frac{\omega}{c} n_{\text{eff}_g}(\omega) \cdot L \quad (2.22)$$

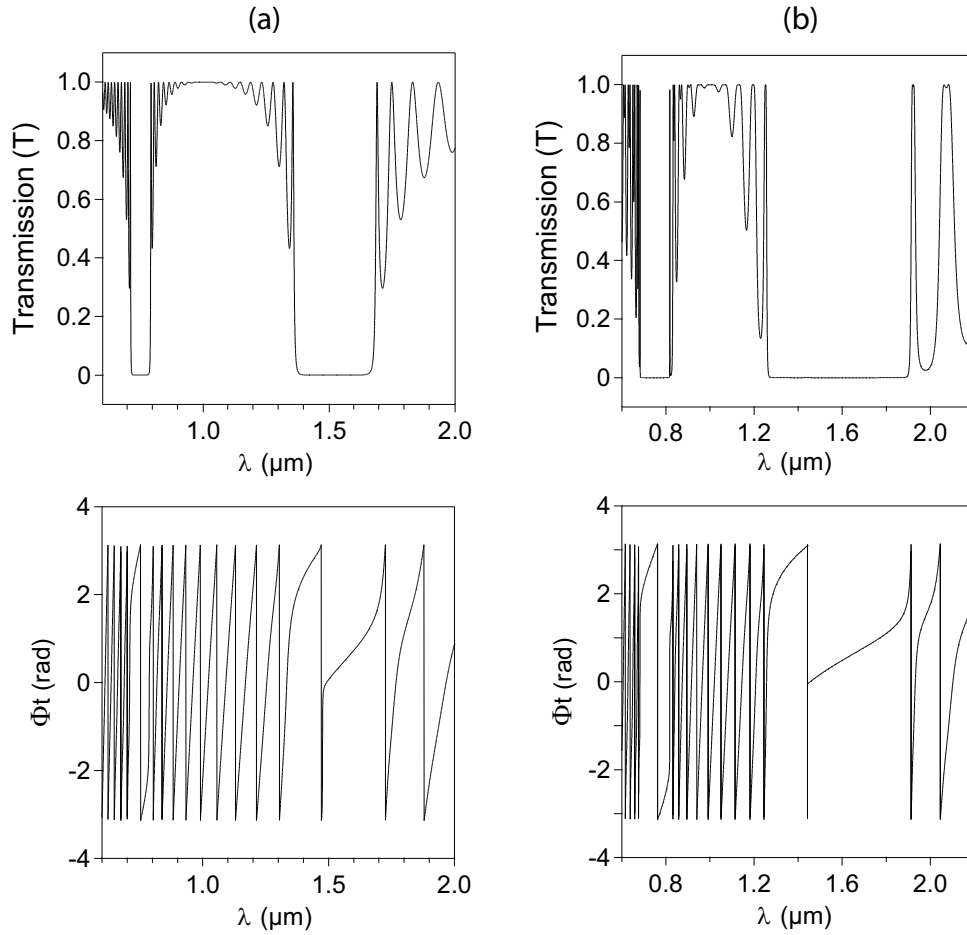
Le coefficient de transmission  $T$  et le déphasage  $\Phi_t$  modulo  $2\pi$  présentés sur la figure 2.2 ont été calculés pour un empilement de 20 paires de couches d'épaisseurs respectives  $a_1 = \lambda_0/(4n_1)$  et  $a_2 = \lambda_0/(2n_2)$  et pour deux contrastes d'indices différents. La transmission s'annule dans les zones correspondant aux bandes interdites photoniques. Lorsque le nombre de périodes est suffisamment grand, la structure peut être considérée comme un cristal photonique infini et la largeur  $\Delta\omega$  de cette bande interdite ne dépend que du contraste d'indice. Sa largeur augmente avec l'augmentation du contraste d'indices [49] :

$$\Delta\omega \cong \frac{4}{\pi} \omega_0 \sin^{-1} \left| \frac{n_1 - n_2}{n_1 + n_2} \right| \quad (2.23)$$

Entre deux bandes interdites successives la transmission oscille, le nombre d'oscillations étant directement relié au nombre de périodes de la structure : il est égal à  $N - 1$  et le maximum de transmission entre les deux premières bandes interdites se situe autour de  $\lambda_0$ . On peut remarquer que la phase varie de  $\pi$  à la traversée de la bande interdite et de  $2\pi$  entre les maxima de transmission situés de part et d'autre de la bande interdite. On donnera plus de détails sur la variation de la phase dans les courbes de transmission et son importance pour réaliser *l'accord de phase* dans les paragraphes suivants.

Sur la figure 2.3, on a étudié la variation de l'indice effectif global en fonction du nombre de paires de couches " $N$ " et en fonction du facteur de remplissage " $f$ ", défini comme le rapport de l'épaisseur du matériau de bas indice sur la période ( $a_1/\Lambda$ ).

On peut remarquer sur la figure 2.3a qu'en bord de bande interdite les extréma de l'indice effectif global sont d'autant plus marqués que le nombre de périodes est grand, et pour un



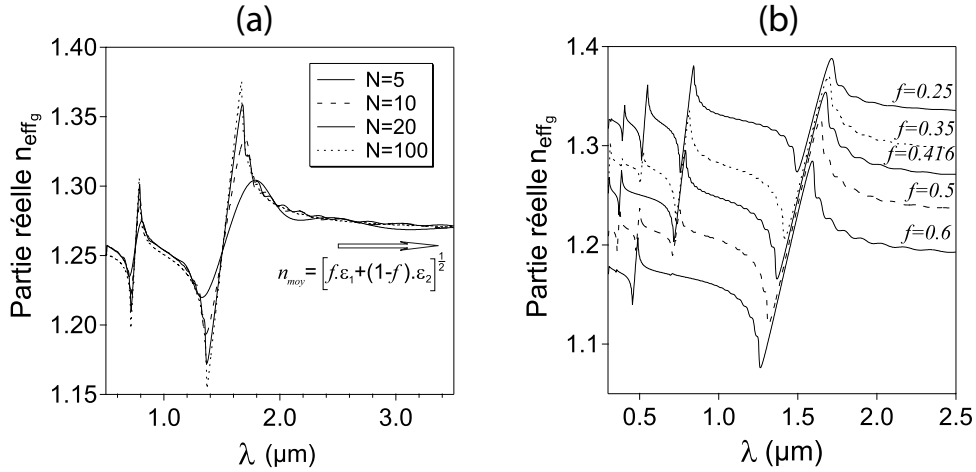
**Fig. 2.2** – Coefficient de transmission en intensité et déphasage en transmission d'un empilement de 20 paires de couches d'épaisseurs  $a_1 = \lambda_0/(4n_1)$  et  $a_2 = \lambda_0/(2n_2)$ .  $\lambda_0 = 1 \mu\text{m}$  : (a)  $\Delta n = \frac{n_2}{n_1} = 1.42$  (b)  $\Delta n = \frac{n_2}{n_1} = 2$ .  
 [Transmission coefficient in intensity and dephasage in transmission for a 20-period structure, half/quarter-wave stack. The refractive indices are  $n_1 = 1$  and  $n_2 = 1.42857$ . The layers have thicknesses  $a_1 = \lambda_0/(4n_1)$  and  $\lambda_0/(2n_2)$ .  $\lambda_0 = 1 \mu\text{m}$  : (a)  $\Delta n = \frac{n_2}{n_1} = 1.42$  (b)  $\Delta n = \frac{n_2}{n_1} = 2$ .]

nombre qui tend vers l'infini ( $N = 100$ ) aux grandes longueurs d'onde ( $\geq 3 \mu\text{m}$  dans la figure), loin de toute bande interdite la structure est équivalente à un matériau homogène d'indice effectif moyen  $n_{\text{moy}} = (\epsilon_{\text{moy}})^{1/2}$  défini en fonction du facteur de remplissage  $f$  et des indices des deux matériaux  $n_1 = \sqrt{\epsilon_1}$  et  $n_2 = \sqrt{\epsilon_2}$  pour une polarisation TE :

$$n_{\text{moy}} = [f\epsilon_1 + (1-f)\epsilon_2]^{1/2} \quad (2.24)$$

Nous allons voir dans le *chapitre 3* que cette propriété du cristal photonique de se comporter comme un matériau homogène dans la limite quasi-statique, c'est-à-dire aux grandes longueurs d'onde (quand  $\lambda \geq 3\Lambda$ ), permet d'affecter un indice moyen aux couches gravées. Cet indice moyen sera utilisé pour ajuster les courbes de transmission/réflexion des cristaux photoniques 2D.

Sur la figure 2.3b nous avons tracé la partie réelle de l'indice effectif global pour différents facteur de remplissages. Le CP est constitué de 20 paires de couches d'indices  $n_1 = 1$  et  $n_2 = 1.42857$ . Pour ce faire, nous avons tenu compte de la phase totale qui est une fonction continue et non de celle définie modulo  $2\pi$  comme c'est montré sur la Fig. 2.2. L'explication de ce calcul



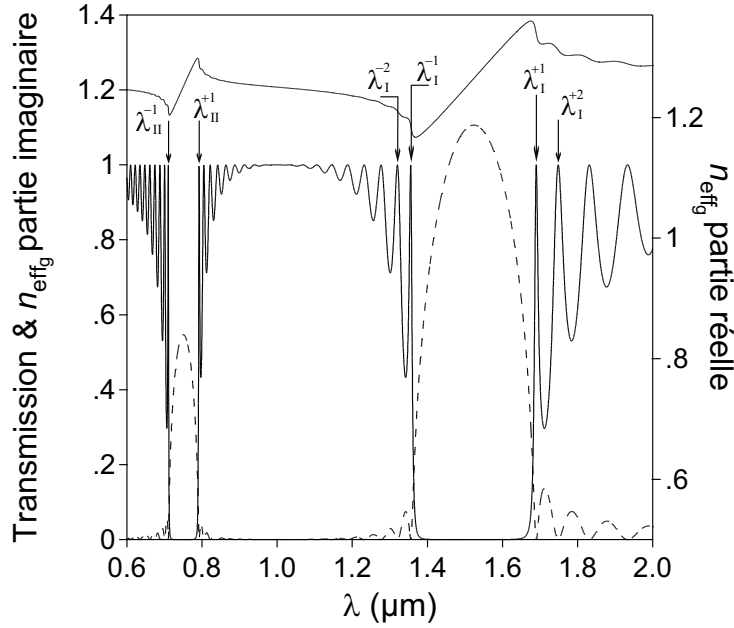
**Fig. 2.3** – (a) Partie réelle de l'indice effectif global d'un cristal photonique 1D constitué de  $N$  paires de couches d'épaisseurs optiques  $(\lambda_0/4)$  et  $(\lambda_0/2)$  et d'indices  $n_1$  et  $n_2$  respectivement.  $\lambda_0 = 1 \mu\text{m}$  et  $\Delta n = \frac{n_2}{n_1} = 1.42$  (b) Partie réelle de l'indice effectif global d'un cristal photonique 1D constitué de 20 paires de couches pour différents facteurs de remplissage et  $\Delta n = \frac{n_2}{n_1} = 1.42$ .  
 [(a) Effectif index real part of 1D photonic crystal of  $N$  periods layers with optical thickness  $(\lambda_0/4)$  and  $(\lambda_0/2)$  with indices refraction  $n_1$  et  $n_2$  respectively.  $\lambda_0 = 1 \mu\text{m}$  and  $\Delta n = \frac{n_2}{n_1} = 1.42$  (b) Global effective index real part for 1D photonic crystal of 20 period, various filling factors and  $\Delta n = \frac{n_2}{n_1} = 1.42$ .]

sera détaillé dans le paragraphe §2.4.2. On peut remarquer sur ces courbes une décroissance de l'indice effectif global quand le facteur de remplissage augmente et une atténuation des extrêmes de l'indice quand le nombre de bandes interdites diminue. Alors, en jouant sur le nombre de paires de couches ( $N$ ), le facteur de remplissage ( $f$ ) et le contraste d'indice ( $\Delta n$ ) on peut faire de l'ingénierie de bandes et réaliser l'accord de phase aux fréquences désirées. On peut également localiser le champ dans le matériau non linéaire souhaité et le maximiser comme nous allons le voir dans le paragraphe suivant.

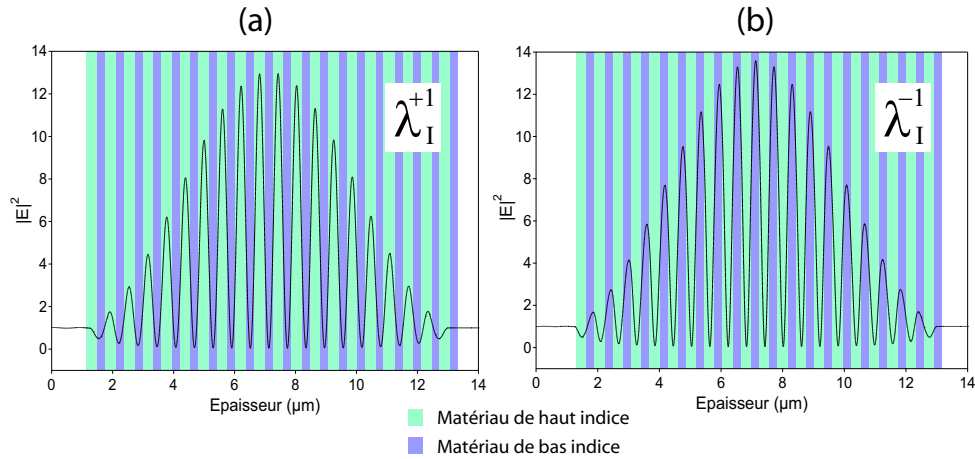
## 2.3 Localisation du champ dans les cristaux photoniques

Nous nous proposons ici de montrer l'influence des paramètres opto-géométriques des structures photoniques 1D sur la localisation du champ dans ces structures et sur la réalisation de l'accord de phase nécessaire à l'accroissement des interactions non linéaires. Examinons ce que vaut le champ local dans un cristal photonique 1D en bord de bande interdite en reprenant l'exemple de la figure 2.2a. On note  $\lambda_J^{+i}$  les longueurs d'onde (en  $\mu\text{m}$ ) correspondant au  $i^{\text{e}}$  maximum de transmission situé à droite de la bande interdite " $J$ " (côté basse fréquence) et  $\lambda_J^{-i}$  la longueur d'onde correspondant au  $i^{\text{e}}$  maximum de transmission situé à gauche de la bande interdite " $J$ " (côté haute fréquence). " $i$ " correspond au numéro du pic au voisinage de la bande interdite numéro " $J$ " (Fig. 2.4)

Sur la figure 2.5 nous avons tracé la distribution de l'intensité du champ EM au voisinage de la première bande interdite (notée I). On peut remarquer un renforcement du champ dans le matériau de haut indice pour les grandes longueurs d'onde ( $\lambda_I^{+1}$ ) et un renforcement du champ dans le matériau bas indice pour les courtes longueurs d'onde ( $\lambda_I^{-1}$ ). La figure 2.6 montre la distribution de l'intensité du champ E.M au voisinage de la deuxième bande interdite (notée II) et on peut remarquer que le champ se propage de façon similaire dans la structure que dans le premier cas, c'est-à-dire qu'on observe un renforcement du champ dans le matériau de haut



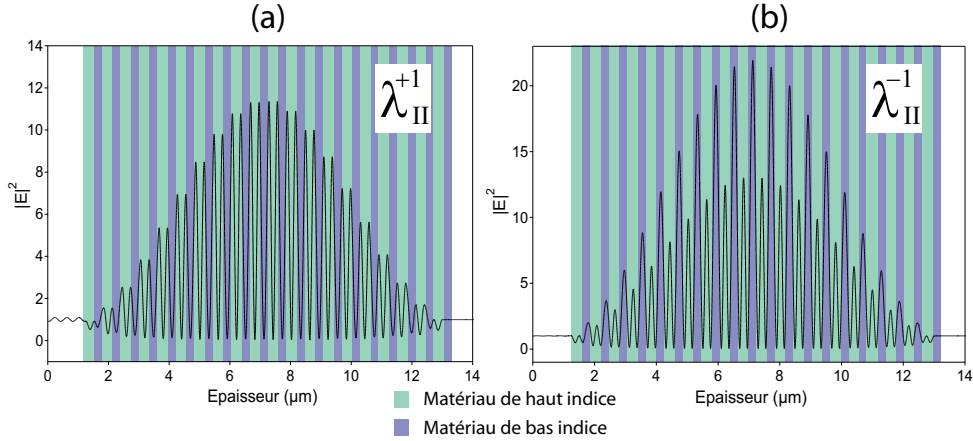
**Fig. 2.4** – Transmission (trait épais) et indice effectif global : partie réelle (trait continu) et partie imaginaire (trait discontinu) d'un cristal photonique 1D de 20 paires de couches d'épaisseurs optiques  $(\lambda_0/4)$  et  $(\lambda_0/2)$  d'indices  $n_1$  et  $n_2$  respectivement.  $\lambda_0 = 1 \mu\text{m}$  et  $\Delta n = \frac{n_2}{n_1} = 1.42857$ .  
 [Transmission (thick line) and effective global index : real part (simple line) and imaginary part (dashed line) for a 20-period structure, half/quarter-wave stack. The indices of refraction are  $n_1 = 1$  et  $n_2 = 1.42857$ . The layers have thicknesses  $a_1 = \lambda_0/(4n_1)$  and  $\lambda_0/(2n_2)$ .  $\lambda_0 = 1 \mu\text{m}$  and  $\Delta n = \frac{n_2}{n_1} = 1.42857$ .]



**Fig. 2.5** – Distribution de l'intensité du champ E.M dans un cristal photonique 1D de 20 paires de couches  $(\lambda_0/4)$  et  $(\lambda_0/2)$  au voisinage de la première bande interdite, avec  $\lambda_0 = 1 \mu\text{m}$  et  $\Delta n = \frac{n_2}{n_1} = 1.42$  : (a) Au bord de la première bande interdite côté grandes longueurs d'onde. (b) Au bord de la première bande interdite côté petites longueurs d'onde.  
 [E.M field intensity of 1D photonic crystal of 20 periods with layers  $\lambda_0/4$  and  $(\lambda_0/2)$  in the vicinity of the first band, with  $\lambda_0 = 1 \mu\text{m}$  and  $\Delta n = \frac{n_2}{n_1} = 1.42$  : (a) At the edge of the first forbidden band side large wavelengths (b) At the edge of the first forbidden band side short wavelengths]

indice pour les grandes longueurs d'onde ( $\lambda_{II}^{+1}$ ) et un renforcement du champ dans le matériau de bas indice pour les courtes longueurs d'onde ( $\lambda_{II}^{-1}$ ). On peut voir aussi que l'intensité du champ

présente une oscillation par paire de couches lorsqu'on se trouve au voisinage de la première bande interdite (Fig. 2.6), deux oscillations par paire de couches au voisinage de la deuxième bande interdite (Fig. 2.7) et ainsi de suite. Il y a une dépendance linéaire entre le numéro de la bande interdite (la première bande étant celle qui apparaît aux grandes longueurs d'onde) et le nombre d'oscillations de l'intensité du champ dans une paire de couches. Signalons qu'au voisinage de la deuxième bande interdite, pour le pic  $\lambda_{II}^{-1}$ , le champ est renforcé dans les deux matériaux mais il est plus important dans le matériau de bas indice.

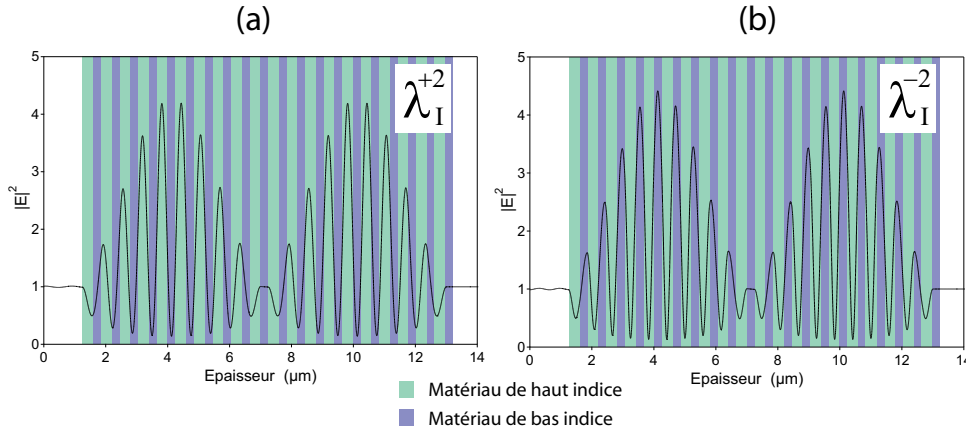


**Fig. 2.6** – Distribution de l'intensité du champ E.M dans un cristal photonique 1D de 20 paires de couches d'épaisseurs optiques  $(\lambda_0/4)$  et  $(\lambda_0/2)$  au voisinage de la deuxième bande interdite, avec  $\lambda_0 = 1 \mu\text{m}$  et  $\Delta n = \frac{n_2}{n_1} = 1.42$  : **(a)** Au bord de la première bande interdite côté grandes longueurs d'onde **(b)** Au bord de la première bande interdite côté petites longueurs d'onde. [*E.M field intensity for a 1D photonic crystal of 20 with layers  $(\lambda_0/4)$  and  $(\lambda_0/2)$  in the vicinity of the second band, with  $\lambda_0 = 1 \mu\text{m}$  and  $\Delta n = \frac{n_2}{n_1} = 1.42$  : **(a)** At the edge of the second forbidden band side large wavelengths **(b)** At the edge of the second forbidden band side short wavelengths]*

Maintenant, quand on se place cette fois non pas aux niveaux des premiers pics ( $\lambda_J^{\pm 1}$ ), mais au voisinage des pics d'ordre supérieur ( $\lambda_{I,II,\dots}^{+2}, \lambda_{I,II,\dots}^{+3}, \dots$ ) ou inférieur ( $\lambda_{I,II,\dots}^{-2}, \lambda_{I,II,\dots}^{-3}, \dots$ ), on remarque l'existence de deux oscillations de l'enveloppe de l'intensité du champ dans l'épaisseur de la structure (Fig. 2.7) alors qu'il n'y en avait qu'une seule pour les pics  $\lambda_J^{\pm 1}$  : le nombre d'oscillations du champ, là encore, est proportionnel au numéro  $i$  du pic (Fig. 2.8). Dans le cas des pics d'ordre supérieur ou inférieur, le champ est renforcé dans le matériau de haut indice pour les grandes longueurs d'onde et il est renforcé dans les deux matériaux pour les petites longueurs d'onde mais il est plus important dans le matériau de bas indice. Par ailleurs, le maximum de l'intensité du champ dans le matériau de haut indice pour  $\lambda_{II}^{+1}$  est plus grand que celui pour  $\lambda_I^{+1}$  et pour  $\lambda_{II}^{-1}$  les maxima de l'intensité du champ sont centrés dans chaque couche.

Par ailleurs, il faut noter que la valeur du champ augmente avec l'augmentation du nombre  $N$  de paires de couches en raison de l'importance croissante des interférences multiples qui font croître la valeur du champ local au milieu de la structure. De plus le contraste d'indice favorise l'efficacité des réflexions sur les différentes couches ce qui augmente également le renforcement du champ.

D'une manière générale, nous avons montré que le champ est toujours renforcé dans le matériau de haut indice pour  $\lambda_J^{+i}$  et dans le matériau de bas indice pour  $\lambda_J^{-i}$ , mais la moyenne du champ sur l'épaisseur de la structure diminue quand  $i$  augmente. Pour visualiser cet effet de renforcement du champ se produisant en bord de bande interdite, nous avons tracé sur la figure 2.9 les spectres du champ moyen se propageant à l'intérieur de la structure dans chacun des matériaux en fonction de la longueur d'onde. Le calcul a été effectué pour des structures consti-



**Fig. 2.7** – Distribution de l'intensité du champ E.M dans un cristal photonique 1D de 20 paires de couches d'épaisseurs optiques  $(\lambda_0/4)$  et  $(\lambda_0/2)$  au voisinage de la 1<sup>re</sup> bande interdite, avec  $\lambda_0 = 1 \mu\text{m}$  et  $\Delta n = \frac{n_2}{n_1} = 1.42$  : **(a)** Au 2<sup>e</sup> maximum de transmission côté grandes longueurs d'onde **(b)** Au 2<sup>e</sup> maximum de transmission côté petites longueurs d'onde.

[E.M field intensity for a 1D photonic crystal of 20 periods with layers  $(\lambda_0/4)$  and  $(\lambda_0/2)$  in the vicinity of the first forbidden band, with  $\lambda_0 = 1 \mu\text{m}$  and  $\Delta n = \frac{n_2}{n_1} = 1.42$  : **(a)** At the 2<sup>nd</sup> transmission maximum, side large wavelengths **(b)** At the 2<sup>nd</sup> transmission maximum, side short wavelengths.]

tuées de 20 paires de couches des indices  $n_1 = 1.6$  et  $n_2 = 3.5$  avec une période de  $\Lambda = 0.32 \mu\text{m}$  et pour deux facteurs de remplissage différents ( $f = \frac{a_1}{\Lambda}$  du matériau de bas indice) pour montrer l'influence du facteur de remplissage sur le renforcement du champ dans les deux matériaux.

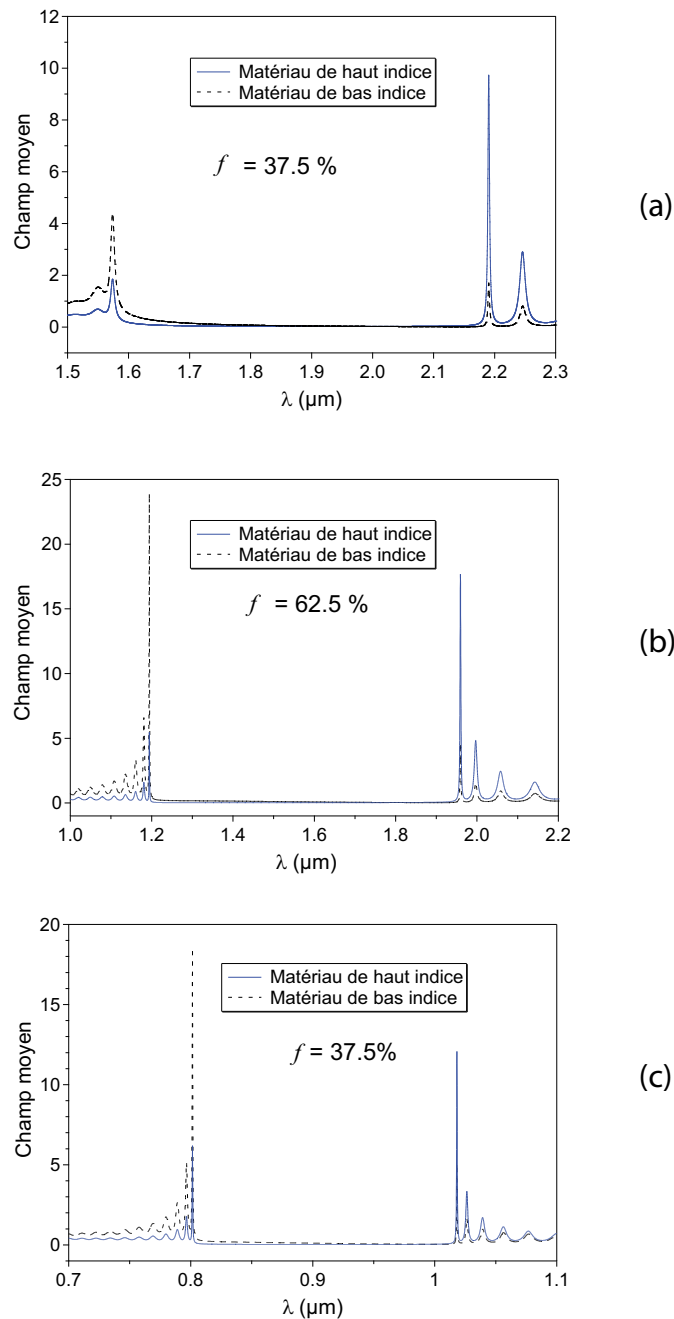
On peut remarquer une grande ressemblance de ces courbes avec les courbes donnant la densité de modes (Fig. 1.14). On observe donc un grand renforcement du champ en bord de bande interdite et au niveau des pics d'ordres supérieurs mais ce renforcement diminue quand on s'éloigne de la bande interdite. Comme on l'a vu dans le paragraphe précédent, au voisinage de la première bande interdite pour  $f = 37.5\%$  (Fig. 2.9a) côté grandes longueurs d'onde le champ dans le matériau de haut indice est plus important que dans le matériau de bas indice et il est plus important que celui présent dans le matériau de bas indice côté petites longueurs d'onde. Mais quand le facteur de remplissage augmente, par exemple pour  $f = 62.5\%$  (Fig. 2.9b) le champ moyen dans le matériau de bas indice côté petites longueurs d'onde est plus important que celui présent dans le matériau de haut indice côté grandes longueurs d'onde. En même temps, pour le même facteur de remplissage  $f = 37.5\%$  et au voisinage de la deuxième bande interdite (Fig. 2.9c), on peut noter d'une manière générale que le champ est plus renforcé qu'au voisinage de la première bande mais il est plus important dans le matériau de bas indice côté petites longueurs d'onde que dans le matériau de haut indice côté grandes longueurs d'onde.

Ce point montre que, selon le matériau non linéaire dont on dispose, on peut travailler au voisinage de la bande interdite au niveau des pics aux plus grandes longueurs d'onde lorsque le matériau non linéaire est de haut indice, ou travailler au niveau des pics aux plus petites longueurs d'onde lorsque le matériau non linéaire est de bas indice. Ceci pourrait être réalisé, comme dans cet exemple, en remplissant des traits gravés dans le silicium ( $n = 3.5$ ) par un polymère dopé ( $n = 1.6$ ) et accorder les fréquences des ondes fondamentale et harmonique des pics ( $\lambda_J^{-i}$ ).

Le facteur de remplissage, le numéro du pic de transmission et le numéro de la bande interdite déterminent d'une façon cruciale, l'efficacité du renforcement du champ et son positionnement

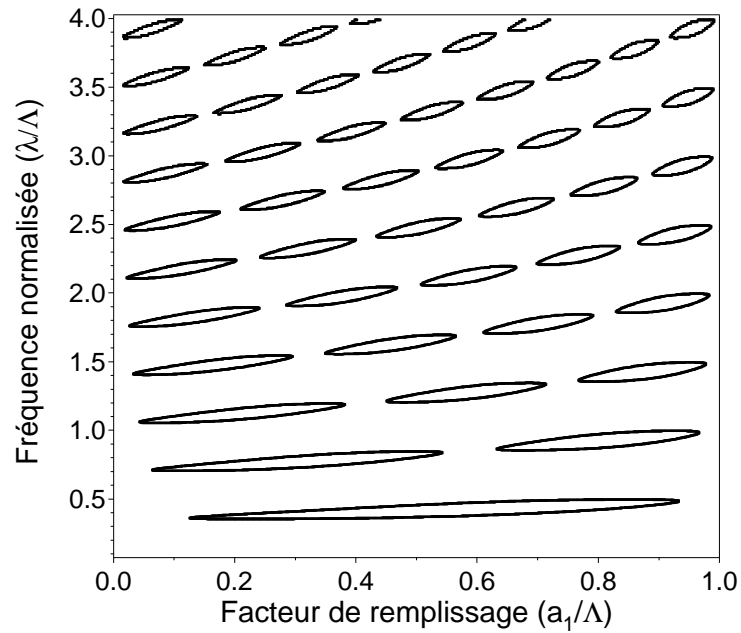






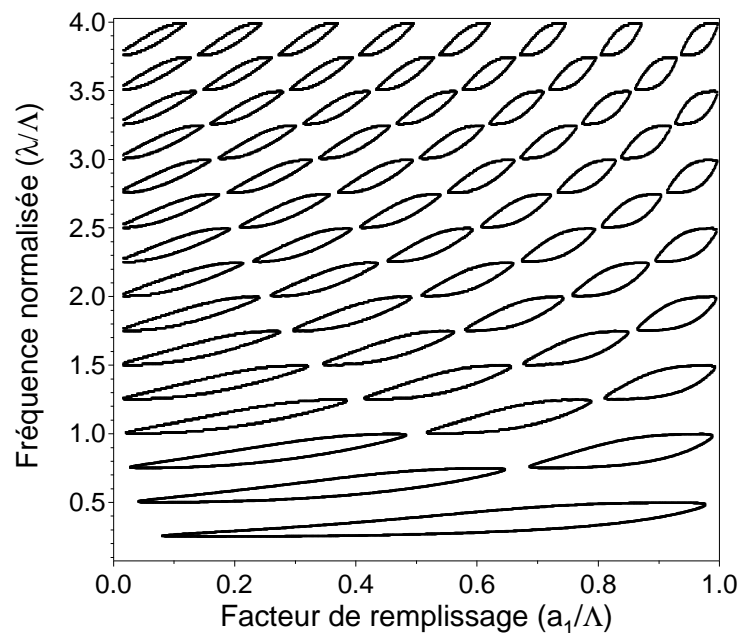
**Fig. 2.9** – Spectre de l'intensité du champ E.M moyen dans un des matériau d'un cristal photonique 1D de 20 paires de couches avec ( $n_1 = 1.6$ ) et ( $n_2 = 3.5$ ) et une période de  $\Lambda = 0.32 \mu\text{m}$  : **(a)** Au voisinage de la première bande interdite pour un facteur de remplissage du matériau de bas indice  $f = 0.37$ , **(b)** Au voisinage la première bande interdite pour un facteur de remplissage du matériau de bas indice  $f = 0.62$ , **(c)** Au voisinage la deuxième bande interdite pour un facteur de remplissage du matériau de bas indice  $f = 0.37$ .

[Mean field spectrum for 1D photonic crystal of 20 periods with layer indices ( $n_1 = 1.6$ ) and ( $n_2 = 3.5$ ) and  $\Lambda = 0.32 \mu\text{m}$  : **(a)** In the vicinity of the first band a filling factor in the low index material  $f = 0.37$ , **(b)** In the vicinity of the first band a filling factor in the low index material  $f = 0.62$ , **(c)** In the vicinity of the first band a filling factor in the low index material  $f = 0.37$ ]



**Fig. 2.10** – Carte des bandes interdites d'un cristal photonique 1D de 40 paires de couches où  $\Delta n = \frac{n_2}{n_1} = 1.42$  :  $\Lambda$  est la période et  $f$  le facteur de remplissage en matériau de bas indice.

[Map of the forbidden bands of a 1D photonic crystal of 40 periods with  $\Delta n = \frac{n_2}{n_1} = 1.42$  :  $\Lambda$  is the period and  $f$  the filling factor in the low index material.]



**Fig. 2.11** – Carte des bandes interdites d'un cristal photonique 1D de 40 paires de couches où  $\Delta n = \frac{n_2}{n_1} = 2$  :  $\Lambda$  est la période et  $f$  le facteur de remplissage en matériau de bas indice.

[Map of the forbidden bands of a 1D photonic crystal of 40 periods with  $\Delta n = \frac{n_2}{n_1} = 2$  :  $\Lambda$  is the period and  $f$  the filling factor in the low index material.]

des figures 2.10 et 2.11 la bande interdite est définie par une transmission inférieure à  $10^{-3}$  et nous avons supposé que les matériaux utilisés ont une dispersion négligeable. On voit dans la

Fig. 2.10 que pour de faibles facteurs de remplissage, il n'y a pas de bande interdite ou elle est très étroite car le système est peu perturbé. Il faut atteindre une valeur de  $f$  supérieure à 0.125 pour un  $\Delta n = 1.42$  pour voir apparaître une première bande interdite de basse énergie, celle que l'on va utiliser habituellement dans les applications. Fig. 2.11 montre par ailleurs, comme on l'a déjà évoqué dans les paragraphes précédents, que les bandes interdites s'élargissent lorsque le contraste d'indice augmente.

Ces cartes des bandes interdites sont très pratiques pour choisir des paramètres des cristaux photoniques (période, facteur de remplissage, contraste d'indice,...) en vue d'une application. Plus généralement, pour une structure donnée les paramètres :  $N$ ,  $n_1$ ,  $n_2$  sont fixés, ce sont  $f = \frac{a_1}{\Lambda}$  et  $\Lambda$  qu'on peut ajuster. C'est ce qu'on a appelé l'ingénierie de bandes. Dans les structures planaires, on peut aussi jouer sur l'épaisseur de la couche guidante donc, sur l'indice modal du guide, et également sur la polarisation des ondes, l'épaisseur limitée de la structure introduisant une biréfringence entre les polarisations.

### 2.4.2 Obtention de l'accord de phase

Pour montrer la manière dont on peut réaliser un accord de phase dans un cristal photonique 1D limité, reprenons l'expression (2.20a) du coefficient de transmission complexe défini dans le paragraphe §2.2 pour une structure à une dimension. Il peut se mettre sous la forme [125, 126] :

$$t(\omega) = \sqrt{T} \cdot e^{i\Phi_t(\omega)} = x(\omega) + iy(\omega) = \quad (2.25)$$

avec  $\Phi_t(\omega)$ , alors :

$$\Phi_t(\omega) = tg^{-1}(y/x) \pm m\pi \quad (2.26)$$

est la phase totale transmise accumulée pendant la propagation de la lumière dans la structure. La transmission  $t(\omega)$  est calculée en utilisant la méthode de la matrice de transfert décrite auparavant.  $\Phi_t$  dépend de tous les paramètres définissant le cristal photonique, comme les indices de réfraction, le nombre de paires de couches et leurs épaisseurs.  $m$  est un nombre entier. L'expression 2.26 détermine  $\Phi_t$  définie modulo  $\pi$  : il faut donc déterminer  $m$ , sachant que  $m = 0$  quand la longueur d'onde tend vers l'infinie ( $\omega \mapsto 0$ ) et que  $\Phi_t$  reste une fonction continue de  $\omega$ . C'est important si on veut que la phase totale soit une fonction continue et définir la vraie valeur de l'indice effectif global de la structure, comme on va le voir dans la suite.

Raisonnons par analogie avec la propagation d'une onde dans un milieu homogène, où la phase transmise ( $\Phi_t$ ) s'écrit :

$$\Phi_t(\omega) = k(\omega)L = \frac{\omega}{c}n(\omega) \cdot L \quad (2.27)$$

$n$  est l'indice de réfraction du milieu homogène de longueur  $L$  et  $k(\omega)$  est le vecteur d'onde défini par :

$$k(\omega) = \frac{\omega}{c}n(\omega) \quad (2.28)$$

Par ailleurs, la présence de bandes interdites dans les spectres de transmission des cristaux photoniques 1D, où la propagation de la lumière est interdite suggère, que l'on pourrait décrire le matériau par un indice complexe dont la partie imaginaire prendrait une valeur très grande à l'intérieure des bandes interdites pour décrire l'atténuation des ondes transmises. On pourrait donc écrire :  $t = e^{i\Phi} = e^{ln\sqrt{T}} e^{i\Phi_t} = x + iy$ , ainsi :

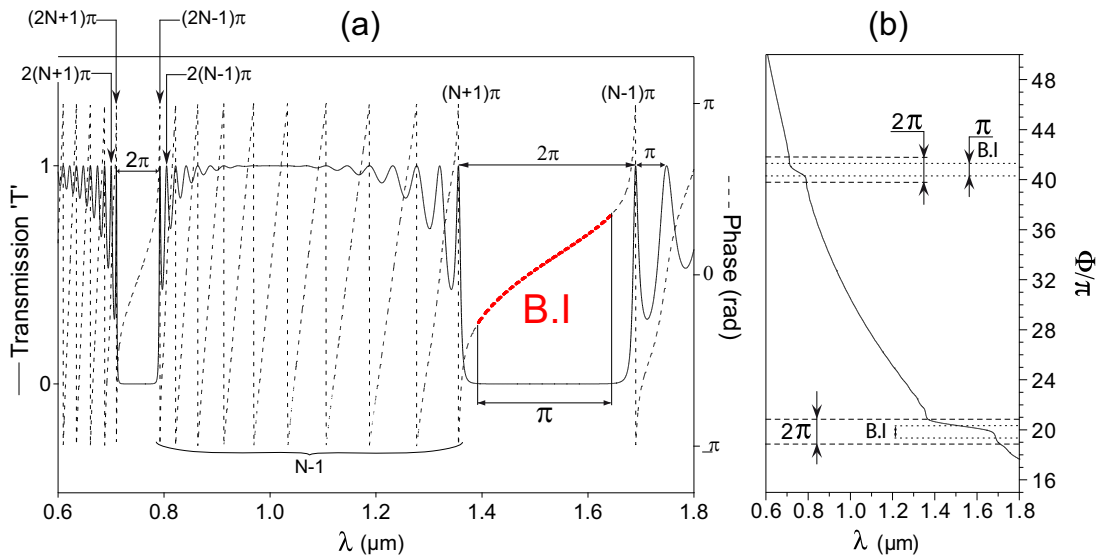
$$i\Phi = i\Phi_t + \ln\sqrt{T} = i\left(\frac{\omega}{c}n_{\text{eff}_g}L\right) \quad (2.29)$$

où l'indice effectif global peut s'exprimer de la manière suivante :

$$N_{\text{eff}_g} = n_{\text{eff}_g} + ik_{\text{eff}_g} \quad (2.30)$$

Ce sont ces quantités que nous avons reportées sur les figures. 1.13 et 2.3.

On peut remarquer dans l'équation 2.30 lorsque  $T = x^2 + y^2 = 1$  (au maximum de transmission), la partie imaginaire de l'indice est théoriquement égale à zéro. À l'intérieur de la bande interdite, quand la transmission est très faible (voir nulle) la partie imaginaire de l'indice est très grande supposant un milieu avec des pertes par absorption.



**Fig. 2.12** – (a) Transmission (trait continu) et phase transmise (pointillés) montrant la valeur de la phase modulo  $\pi$ , pour chaque pic de transmission. (b) Phase transmise calculée en prenant en considération le facteur  $m$  qui définit le déphasage total. Calcul effectué pour une structure 1D de 20 paires de couches avec  $\Delta n = \frac{n_2}{n_1} = 1.42$ .

[(a) Transmission spectrum (plaine line) and transmitted phase (dashed line) showing the reduced value phase (modulo  $\pi$ ) peak. (b) Transmitted phase properly calculated assuming  $\Phi_t$  a monotonically increasing function including the factor  $m$ .]

Pour montrer la complexité du système, nous avons utilisé la méthode des matrices de transfert pour calculer la phase transmise. Sur la figure 2.4 pour les fréquences  $\lambda_J^{\pm i}$  on trouve un maximum de transmission. Pour ces valeurs de fréquences, la phase transmise est égale à un multiple de  $\pi$  (Fig. 2.12), elle peut se mettre sous la forme :

$$\Phi_t(\lambda_J^{\pm i}) = (JN \mp i)\pi \quad (2.31)$$

La figure 2.12a montre ce que vaut la phase pour chaque pic de transmission et notamment lors du passage dans la bande interdite dans un cristal photonique 1D fini. Le calcul a été effectué pour un système de 20 paires de couches d'épaisseurs  $\lambda_0/(4n_1)$ ,  $\lambda_0/(2n_2)$  pour  $\lambda_0 = 1 \mu\text{m}$  et  $\Delta n = 1.42857$  (structure de la figure 2.4). La figure 2.12b montre la phase totale transmise calculée en valeur absolue en prenant en considération le facteur  $m$ . Ce facteur  $m$  est un nombre

entier qui n'est pas pris arbitrairement : il augmente en fonction de la fréquence car la phase entre deux résonances consécutives augmente de  $2\pi$ . On peut le déterminer en remarquant que  $m = 0$  quand la longueur d'onde tend vers l'infini ( $\omega=0$ ). C'est cette détermination de  $m$  qui nous a permis de tracer les courbes 1.13, 2.2 et 2.3.

À partir de ces courbes, on peut noter certaines propriétés de la phase dans une structure 1D comme on l'a vu au premier chapitre : premièrement, on remarque que la phase varie de  $\pi$  entre deux pics de transmission successifs. Deuxièmement, au passage de la bande interdite, on a une variation de phase de  $\pi$ , mais entre les deux pics de la bande interdite on trouve une variation de phase de  $2\pi$ . Notons également qu'on dénombre  $(N - 1)$  oscillations entre deux bandes interdites successives.

Dans la suite, nous allons appliquer ces déterminations de la phase  $\Phi_t$  et de la partie réelle  $n_{\text{eff}_g}$  de l'indice effectif global dans les interactions non linéaires pour évaluer la condition d'accord de phase pour n'importe quelle structure 1D et pour tous les phénomènes de conversion paramétrique. Nous allons voir, dans le cas du doublage de fréquence (GSH), que l'efficacité de la génération de la seconde harmonique n'est pas forcément maximale quand l'onde de la seconde harmonique est accordée au maximum de la densité de modes, probablement parce que les champs E.M n'ont pas la bonne phase ou ne se recouvrent pas. Car il a été démontré, dans le cadre de l'hypothèse de l'enveloppe lentement variable pour des champs de pompe considérés constants que la structure doit être optimisée pour que la DOM soit maximale pour les deux champs fondamental ( $F$ ) et second harmonique ( $SH$ ) interagissant [24]. Nous avons vu dans l'expression de la  $\mathbf{P}_{\text{NL}}$  pour des effets du 2<sup>e</sup> ordre (1.26). Plus précisément, dans le cas de structures multicouches d'épaisseur finie, la description des interactions non linéaires est caractérisée par la quantité :

$$d^{\text{eff}} = \frac{1}{L} \int_0^L d^{(2)}(z) |\mathbf{E}_F(\omega, z)|^2 \cdot |\mathbf{E}_{\text{SH}}(\omega, z)| dz \quad (2.32)$$

où  $d^{\text{eff}}$  est le coefficient non linéaire du couplage des champs F ( $\mathbf{E}_F$ ) et SH ( $\mathbf{E}_{\text{SH}}$ ) et  $d^{(2)}$  est équivalent à la susceptibilité non linéaire d'ordre deux  $\chi^{(2)}$  et le désaccord de phase  $\Delta k$ . L'équation 2.32 peut se mettre sous la forme :

$$d^{\text{eff}} \propto \chi^{(2)} \text{DOM}_F \sqrt{\text{DOM}_{SH}} \quad (2.33)$$

Par ailleurs, dans le cas de la génération de seconde harmonique, la réalisation de l'accord de phase dans un cristal photonique 1D est nécessaire et elle est donnée par :

$$\Phi_{2\omega} = 2\Phi_{\omega} \quad (2.34)$$

Soit :

$$n_{\text{eff}_g}(\omega) = n_{\text{eff}_g}(2\omega) \quad (2.35)$$

Nous avons vu que la densité de modes est maximale en bord de bande interdite (Fig. 2.9). Plus précisément, dans le cas d'une structure multicouche où un seul des matériaux est non linéaire, il faut que les maxima de champs soient localisés dans ce matériau. Si on considère un matériau non linéaire de haut indice, le champ est maximum dans ce matériau pour les pics correspondant à  $\lambda_j^+$ . Si on accorde l'onde à la fréquence  $\omega$  au premier pic de la bande interdite ( $\lambda_1^+$ ) là où le champ est maximum dans le matériau non linéaire, la phase transmise prend

la valeur  $\Phi_\omega = (N - 1)\pi$  (d'après 2.31). En la remplaçant dans la relation de l'ADP 2.34, on trouve :

$$\Phi_{2\omega} = 2(N - 1)\pi \quad (2.36)$$

c'est-à-dire, que l'onde à la fréquence  $2\omega$  doit être accordée au pic de transmission  $2(N - 1)$  ce qui correspond au deuxième pic de la deuxième bande interdite ( $\lambda_{II}^{+2}$ ) pour satisfaire la condition d'accord de phase dans le cas de la GSH.

Pour résumé, pour un matériau non linéaire de haut indice, la condition d'accord de phase dans le cas de la GSH est vérifiée lorsqu'on accorde l'onde à la fréquence  $\omega$  au premier pic de la bande interdite ( $\lambda_I^{+1}$ ) et l'onde à la fréquence  $2\omega$  au deuxième pic de la deuxième bande interdite ( $\lambda_{II}^{+2}$ ).

De la même manière, lorsque le matériau non linéaire est de bas indice. Pour réaliser l'ADP, l'onde à la fréquence  $\omega$  doit être accordée avec  $\lambda_I^{-1}$  et l'onde à la fréquence  $2\omega$  avec  $\lambda_{II}^{-1}$  [127, 128].

En général, nous pouvons prédire les mêmes comportements aux bords de bandes interdites aux grandes fréquences et la même approche peut être appliquée à tous les phénomènes de conversion de fréquences où la condition d'accord de phase est nécessaire lorsque la propagation des différentes ondes interagissant est colinaire. Ainsi, on peut raisonner de la même manière si on veut par exemple générer la troisième harmonique (GTH), la condition d'accord de phase s'écrit dans ce cas :

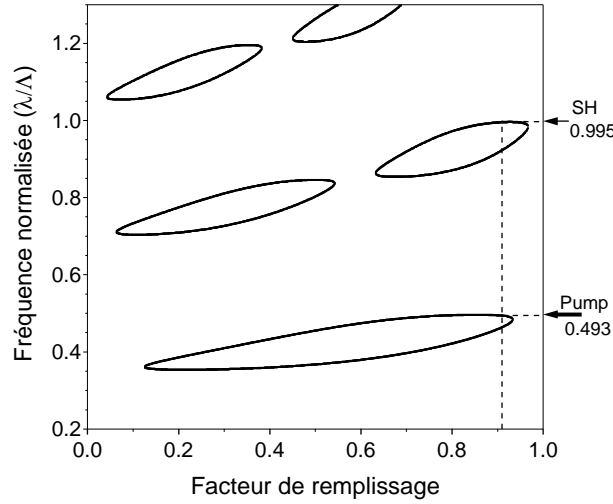
$$\begin{aligned} \Phi_{3\omega} &= 3\Phi_\omega \\ n_{eff}(\omega) &= n_{eff}(3\omega) \end{aligned} \quad (2.37)$$

Dans ce cas, on accorde l'onde à la fréquence  $\omega$  au premier pic de la bande interdite ( $\lambda_I^{+1}$ ) et l'onde à la fréquence  $3\omega$  au troisième pic de la troisième bande interdite ( $\lambda_{III}^{+3}$ ) pour un matériau non linéaire de haut indice ou,  $\lambda_I^{-1}$  avec  $\lambda_{III}^{-3}$  pour un matériau non linéaire de bas indice.

### 2.4.3 Exemple d'accord de phase pour la GSH dans un CP où le matériau non linéaire est de bas indice

Considérons une structure où les indices de réfraction ont les mêmes valeurs que dans la section précédente,  $n_1(\omega, 2\omega)=1$  et  $n_2(\omega, 2\omega)=1.42857$ . Pour simplifier, nous considérons que les matériaux ne sont pas dispersifs. Si les épaisseurs des couches sont choisies de telle sorte que l'épaisseur de la couche du matériau de bas indice est  $a_1 = 0.65\lambda_0/n_1$  (le matériau de bas indice est celui qui est considéré comme le matériau actif), et l'épaisseur du matériau de haut indice est  $a_2 = 0.089\lambda_0/n_2$  [129]. Ces épaisseurs sont choisies de telle façon à avoir  $\omega$  au premier pic de la première bande interdite et  $2\omega$  au deuxième pic de la deuxième bande interdite. La carte de bandes de cette structure est représentée sur la figure 2.13, la fréquence normalisée ( $\lambda/\Lambda$ ) en fonction du facteur de remplissage en matériau de bas indice ( $a_1/\Lambda$ ), le trait vertical en pointillés détermine le facteur de remplissage choisi à partir des épaisseurs des couches ( $f = \frac{a_1}{a_1+a_2} = \frac{a_1}{\Lambda} = 91.25\%$ ). L'intersection de cette droite avec les ellipses donne les limites de la bande interdite qui est définie à  $T = 10^{-3}$ .

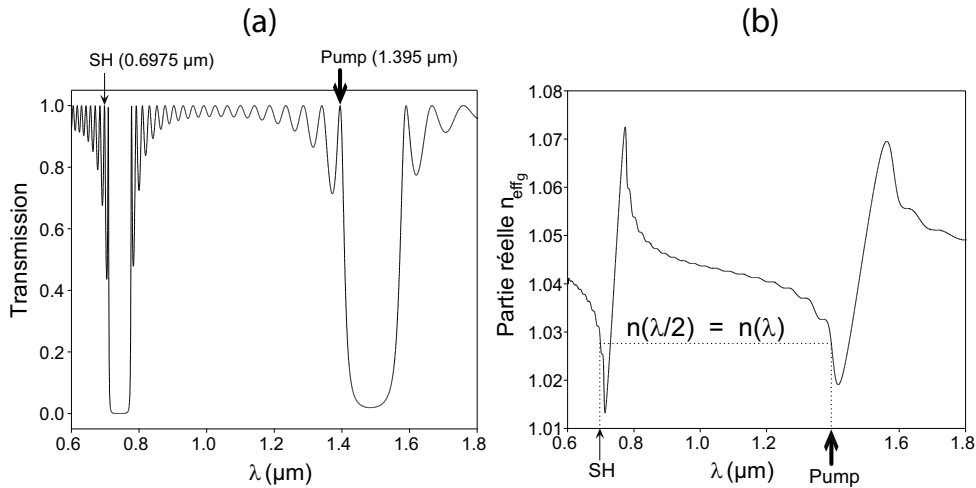
La figure 2.14 montre le spectre de transmission (a) et l'indice effectif global (b) de la structure définie à partir de la carte de bandes de la figure 2.13 pour le facteur de remplissage  $f = 91.25\%$ . Maintenant, accorder l'onde pompe à la première résonance de la 1<sup>re</sup> bande du côté des aux petites longueurs d'onde ( $\omega_{pompe} = \lambda_I^{-1} = 1.395 \mu\text{m}$ ) amène le signal de la SH à être accordé au 2<sup>e</sup> pic du côté des petites longueurs d'onde au voisinage de la deuxième bande interdite ( $\omega_{SH} = \lambda_{II}^{-2} = 0.6975 \mu\text{m}$ ), par analogie avec ce qu'on a démontré dans la section



**Fig. 2.13** – Carte des bandes interdites d'un cristal photonique 1D de 20 paires de couches où  $\Delta n = \frac{n_2}{n_1} = 1.42$  :  $\Lambda$  est la période et  $f$  le facteur de remplissage du matériau de bas indice.

[Map of the forbidden bands of a 1D photonic crystal of 40 periods with  $\Delta n = \frac{n_2}{n_1} = 1.42$  :  $\Lambda$  is the period and  $f$  the filling factor in the low index material.]

précédente. Dans la figure 2.14b, on a obtenu un accord de phase parfait entre l'onde pompe et la SH,  $n_{\text{eff}_g}(\lambda) = n_{\text{eff}_g}(\lambda/2) = 1.0282$ . Cet accord de phase réalisé dans une structure 1D finie où le matériau non linéaire est celui de bas indice, va augmenter considérablement l'efficacité de la conversion de fréquence.



**Fig. 2.14** – Transmission (a) et indice effectif global (b) où la condition d'ADP est réalisée. Le cristal photonique 1D est composé de 20 paires de couches avec  $n_1 = 1$  et  $n_2 = 1.42857$  d'épaisseurs  $a = 0.65\lambda_0/n_1$  et  $b = 0.089\lambda_0/n_2$  respectivement pour  $\lambda_0 = 1 \mu\text{m}$ .

[Transmission (a) and effective index (b) where the phase matching condition is achieved. The 1D photonic crystal is composed of 20 periods with layers indices  $n_1 = 1$  and  $n_2 = 1.42857$  and thicknesses  $a_1 = 0.65\lambda_0/n_1$  and  $a_2 = 0.089\lambda_0/n_2$  respectively for  $\lambda_0 = 1 \mu\text{m}$ .]

Notons également que des efficacités de conversion élevées peuvent être facilement réalisées par une augmentation de l'intensité de l'onde pompe, ou par une augmentation de la taille de la structure. Un simple calcul analytique utilisant l'approximation des modes couplés indique que



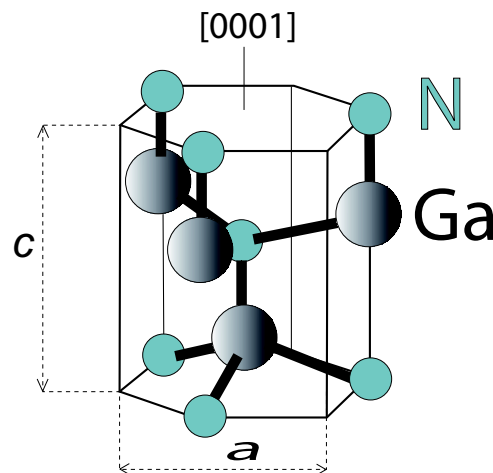
le maximum du champ EM dans une structure 1D de longueur  $L$  est proportionnel à sa longueur  $L$  [130], donc, le maximum de l'intensité est proportionnelle à  $L^2$ . L'efficacité de la GSH lorsque l'ADP est satisfait, augmente en  $L^2$  et il est quadratique à l'intensité du fondamental, ce qui implique que la GSH avec un bon ADP dans une structure 1D devrait être proportionnelle à la puissance 6 de la longueur de la structure [128]. Cette gigantesque augmentation de l'intensité de la GSH, par rapport à celle obtenue dans un matériau massif qui augmente seulement en  $L^2$ , est produite parce que le maximum de la densité de modes augmente proportionnellement à  $N^2$  [60], où  $N$  est le nombre de paires de couches.

## 2.5 Le nitrure de gallium pour la génération de la seconde harmonique

Dans ce paragraphe nous allons décrire quelques propriétés du nitrure de gallium et les raisons pour lesquelles nous l'avons sélectionné comme candidat pour la fabrication de cristaux photoniques unidimensionnels pour la GSH.

### 2.5.1 Structure cristalline de GaN

Le nitrure de gallium se présente sous trois formes cristallines : des structures de type wurtzite, blende et NaCl. Celle de type wurtzite est la plus stable thermodynamiquement. Celle de type NaCl est la variété de GaN stable à haute pression. Sur la figure 2.15 nous avons représenté la maille élémentaire du GaN wurtzite qui a été utilisée pour la gravure des CPs.



**Fig. 2.15** – Arrangement des atomes de Ga et N dans la structure wurtzite de GaN.  
[ Atom arrangement of Gallium and nitrogen in the wurtzite structure of GaN.]

Les propriétés physico-chimiques du nitrure de gallium (GaN) font de lui un matériau intéressant en vue d'applications en opto et en microélectronique. Le GaN est un semi-conducteur à large gap (3.4eV) qui correspond à une longueur d'onde dans le bleu, à la limite de l'ultraviolet. De plus, son gap est direct, ce qui augmente la probabilité de transition optique. Dans le tableau 2.1 sont rapportées les largeurs de bande interdite des composés de nitrure d'éléments III (Al, Ga, In)N à basse température et à température ambiante ainsi que les masses effectives des électrons et des trous et les constantes diélectriques de ces composés.

	GaN	AlN	InN
Gap à 300K	3.42eV	6.20eV	-
Gap à 2K	3.502eV	6.28eV	0.69eV
$dE_g/dT$ (sur $Al_2O_3$ )	$-6 \cdot 10^{-4} \text{eV/K}$	-	$-1.8 \cdot 10^{-4} \text{eV/K}$
$\epsilon$	$9.5\epsilon_0$	$8.5\epsilon_0$	$14.6\epsilon_0$
$m_e$ (électrons)	$0.22m_0$	$0.32m_0$	$0.042m_0$
$m_{hh}$ (trous lourds)	$1.76m_0$	$3.53m_0$	$1.67m_0$
$m_{lh}$ (trous légers)	$0.8m_0$	$3.53m_0$	$1.67m_0$

**Tab. 2.1** – [Gaps, constantes diélectriques et masses effectives des électrons et des trous de GaN, AlN et InN[131, 132, 133, 134].  
[Gaps, dielectric constants and effective masses of GaN, AlN and InN]

## 2.5.2 Potentialités du nitrure de gallium

Dans le paragraphe suivant nous allons définir un certains nombre de paramètres non linéaires qui peuvent être sources de limitation pour la conversion de fréquence. Le matériau idéal pour les effets non linéaires du second ordre serait bien sûr celui qui permettrait la réalisation de l'accord de phase avec un coefficient non linéaire le plus élevé possible, qui aurait un seuil de dommage élevé et serait transparent dans un large domaine spectral. Nous allons justifier notre choix du nitrure de gallium par une comparaison de ses propriétés avec celles des matériaux les plus utilisés dans le domaine de la conversion de fréquences.

### 2.5.2.1 Valeurs élevées des susceptibilités non linéaires

La structure wurtzite du GaN, non centrosymétrique du fait de son appartenance au groupe de symétrie de la classe 6mm, permet l'observation de phénomènes non linéaires du second ordre tels que la génération de seconde harmonique. Dans le cas particulier de la génération de seconde harmonique, la polarisation non linéaire peut se mettre sous la forme suivante :

$$\mathbf{P}(2\omega) = \epsilon_0 \chi^{(2)}(-2\omega; \omega, \omega) : \mathbf{E}(\omega) \mathbf{E}(\omega)$$

$$\text{ou : } P_i(2\omega) = \sum_{j,k} \frac{\epsilon_0}{2} \chi_{ijk}^{(2)}(-2\omega; \omega, \omega) E_j(\omega) E_k(\omega) \quad (2.38)$$

On définit le coefficient non linéaire  $d$  par un tenseur, tel que :

$$d_{ijk} = \begin{cases} \chi_{ijk}^{(2)}(\omega, \omega) & si : j = k \\ \frac{1}{2} [\chi_{ijk}^{(2)}(\omega, \omega) + \chi_{ikj}^{(2)}(\omega, \omega)] & si : j \neq k \end{cases} \quad (2.39)$$

C'est cette quantité qui définit le coefficient non linéaire effectif  $d$ . Il caractérise donc l'importance de la non linéarité. La notation contractée suivante est utilisée pour le tenseur  $d_{ijk}$  :

jk	11	22	33	23,32	31,13	12,21
	1	2	3	4	5	6

Les composantes de la polarisation non linéaire de pulsation  $2\omega$  dans le repère cartésien  $(x, y, z)$  peuvent alors s'écrire sous la forme :

$$\begin{bmatrix} P_x(2\omega) \\ P_y(2\omega) \\ P_z(2\omega) \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} d_{11} & d_{12} & d_{13} & d_{14} & d_{15} & d_{16} \\ d_{21} & d_{22} & d_{23} & d_{24} & d_{25} & d_{26} \\ d_{31} & d_{32} & d_{33} & d_{34} & d_{35} & d_{36} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} E_x^2(\omega) \\ E_y^2(\omega) \\ E_z^2(\omega) \\ 2E_y(\omega)E_z(\omega) \\ 2E_x(\omega)E_z(\omega) \\ 2E_x(\omega)E_y(\omega) \end{bmatrix} \quad (2.40)$$

Dans le tableau 2.2 nous avons comparé les éléments ayant les valeurs les plus élevées des tenseurs de susceptibilité du second ordre du GaN avec ceux des matériaux de référence de l'optique non linéaire comme le niobate de lithium ( $\text{LiNbO}_3$ ), le KDP ( $\text{KH}_2\text{PO}_4$ ), le KTP ( $\text{KTiOPO}_4$ ) ou le beta-borate de barium BBO ( $\beta\text{-BaB}_2\text{O}_4$ )..., et avec ceux des matériaux souvent utilisés dans la fabrication de cristaux photoniques comme le GaAs. Nous voyons que le GaN présente des coefficients non linéaires du même ordre que ceux des matériaux usuels de l'optique non linéaire.

Cristal	Groupe ponctuel	$d_{jk}(pm/v)$	Références
GaN	$C_{6v} = 6mm$	$d_{33} = -11.07$ $d_{31} = 5.45$ $d_{15} = 5.48$	[135, 136, 137, 32]
AlN	$C_{6v} = 6mm$	$d_{33} = 1.0$	[137, 138]
InN	$C_{6v} = 6mm$	$d_{33} = -8.93$	[137]
GaAs	$T_d = 43 m$	$d_{36} = 170$	[139]
$\text{LiNbO}_3$	$C_{3v} = 3m$	$d_{36} = 41.05$	[32]
$\text{BaTiO}_3$	$C_{4v} = 4mm$	$d_{31} = -18.01$	[32]
KDP	$D_{2d} = 42 m$	$d_{36} = 0.51$	[140]
KTP	$C_{3v} = 3m$	$d_{33} = 16.6$	[139]
Quartz	$D_3 = 32$	$d_{11} = 0.40$	[32]
$\text{SiO}_2$	$D_3 = 32$	$d_{11} = 16$	[141, 142]
LBO	$D_3 = 32$	$d_{11} = 16$	[137]
BBO	$R3c$	$d_{22} = 2.3$	[139]

**Tab. 2.2** – Comparaison des coefficients non linéaires du GaN et de différents matériaux de référence de l'optique non linéaire.

[Comparison of GaN nonlinear coefficients with those of various materials used in nonlinear optics.]

### 2.5.2.2 Le GaN sur substrat de saphir

Une des principales difficultés dans la croissance de GaN est le manque de substrats ayant un paramètre de maille adapté. Les paramètres de maille et les coefficients d'expansion thermique des nitrures sont en fort désaccord avec les caractéristiques des substrats commerciaux. A l'heure actuelle, le saphir ( $\text{Al}_2\text{O}_3$ ) est le substrat le plus couramment utilisé pour l'hétéroépitaxie des nitrures grâce à sa grande disponibilité, sa transparence, son faible coût et surtout sa forte stabilité à haute température.

Les couches de nitrure de gallium (GaN) que nous avons étudiées ont la structure cristalline wurtzite. Elles ont été épitaxiées sur la face [0001] d'un substrat saphir. La structure wurtzite possède une symétrie hexagonale dont le groupe d'espace est  $\mathbf{C}_{6v}^4$  (6mm). Elle est définie par les paramètres de maille  $a$  (dans le plan  $x, y$ ) et  $c$  (dans la direction  $z$ ). Pour cette structure (Fig. 2.15), une maille élémentaire hexagonale est constituée de deux sous réseaux de type hexagonal compact décalés le long de l'axe  $c$  d'une valeur égale à  $3c/8$ . Chaque atome d'une espèce

est entouré de quatre atomes de l'autre espèce disposés aux sommets d'un tétraèdre.

Dans le cas général des phénomènes mettant en jeu une non linéarité d'ordre 2 ( $\chi^{(2)}$ ), 324 coefficients sont à déterminer pour caractériser entièrement le phénomène. Fort heureusement plusieurs considérations permettent de réduire ce nombre. En premier lieu, ces coefficients sont réels donc il n'y en a que 162 indépendants. Des considérations physiques permettent de diminuer ce nombre à 27. Dans le cas de la GSH ce nombre se réduit encore à 18. Les considérations de symétrie de Kleinman<sup>1</sup> réduisent ce nombre à 10 termes indépendants. Toute condition de symétrie supplémentaire, liée aux 21 classes cristallines non centrosymétriques, réduira encore le nombre de coefficients indépendants.

Dans le cas du GaN, la structure hexagonale de classe 6mm conduit à la forme suivante pour le tenseur de susceptibilité du second ordre :

$$d = \begin{bmatrix} 0 & 0 & 0 & 0 & d_{15} & 0 \\ 0 & 0 & 0 & d_{15} & 0 & 0 \\ d_{31} & d_{31} & d_{33} & 0 & 0 & 0 \end{bmatrix} \quad (2.41)$$

L'expression de la polarisation non linéaire à la fréquence  $2\omega$  (2.38) se réécrit :

$$\begin{cases} P_x(2\omega) = 2\epsilon_0 d_{15} E_x(\omega) E_z(\omega) \\ P_y(2\omega) = 2\epsilon_0 d_{15} E_y(\omega) E_z(\omega) \\ P_z(2\omega) = \epsilon_0 d_{31} [E_x^2(\omega) + E_y^2(\omega)] + \epsilon_0 d_{33} E_z^2(\omega) \end{cases} \quad (2.42)$$

### 2.5.2.3 Fenêtre de transparence

Elle doit être la plus étendue possible (le domaine de fréquences des télécoms) et importante (transmission élevée). En effet, le matériau doit être transparent aux longueurs d'onde incidentes mais aussi à celles générées par les phénomènes non linéaires dans le visible et le proche infrarouge. Par ailleurs toute absorption, aussi faible soit-elle peut conduire à des phénomènes thermiques non négligeables du fait des flux utilisés en optique non linéaire.

Le GaN est un matériau à large gap, la bande interdite électronique est de 3.42eV qui correspond à une longueur d'onde de 363 nm, sa fenêtre de transparence s'étend de 13.5  $\mu\text{m}$  au proche U.V (364 nm). Le tableau 2.3 montre une comparaison de la fenêtre de transparence du GaN avec celle des matériaux le plus souvent utilisés en optique non linéaire. On peut remarquer que la gamme de transparence du GaN recouvre celles du LiNbO<sub>3</sub> (0.35 à 5  $\mu\text{m}$ ) et de GaAs (0.87 à 13  $\mu\text{m}$ ) réunis d'où son avantage considérable malgré son coefficient non linéaire plus faible que celui de ces deux matériaux.

### 2.5.2.4 Seuil de dommage optique

Il est caractérisé par le flux lumineux que peut supporter le matériau à une longueur d'onde donnée, sans endommagement de la surface qui pourrait conduire à une rupture. Ce paramètre est important car les phénomènes non linéaires impliquent l'utilisation de flux lumineux intenses (avec ou sans focalisation). D'une manière générale, le seuil de dommage est plus élevé dans le domaine de l'infrarouge que dans le visible et l'ultraviolet.

<sup>1</sup>Les fréquences optiques utilisées sont beaucoup plus faibles que la plus basse fréquence de résonance du matériau. En conséquence la susceptibilité non linéaire est essentiellement indépendante de la fréquence.

Cristal	Fenêtre de transparence ( $\mu\text{m}$ )
GaN	0.364 $\rightarrow$ 13.5
LBO	0.16 $\rightarrow$ 2.6
BBO	0.19 $\rightarrow$ 2.5
KDP	0.18 $\rightarrow$ 1.5
KTP	0.35 $\rightarrow$ 4.5
LiNbO <sub>3</sub>	0.42 $\rightarrow$ 5.2
GaAs	0.87 $\rightarrow$ 13

**Tab. 2.3** – Comparaison de la fenêtre de transparence du GaN et de différents matériaux.  
[Comparison of GaN transparency window with that of various NL materials.]

Le GaN est très intéressant puisqu'il possède un seuil de dommage optique élevé 5.4 J/cm<sup>2</sup> mesuré à une longueur d'onde de 400 nm pour des impulsions de 150 fs [143]. Le seuil de dommage optique est défini généralement comme l'énergie par pulse ou LIDT (*Laser Induced Damage Threshold*) que peut supporter un matériau non linéaire. Le LIDT d'une couche de GaN de 220 nm déposée sur substrat de saphir a été mesurée égale à 34 nJ/pulse [143]. Le tableau 2.4 compare les valeurs de LIDT pour différents matériaux.

Matériau	LIDT (nJ)
SiO <sub>2</sub> <sup>1</sup>	710
BBO <sup>1</sup>	315
GaN <sup>1</sup>	34
KTP <sup>2</sup>	33
LiNbO <sub>3</sub> <sup>3</sup>	6.3

**Tab. 2.4** – Comparaison des valeurs de LIDT pour différents matériaux.  
[Comparison of various material.]

## 2.6 Détermination d'une structure optimisée pour la génération de la seconde harmonique

Nous cherchons à réaliser des cristaux photoniques 1D planaires en gravant un réseau de traits dans une couche de GaN déposée sur un substrat de saphir (Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub>). Dans ce paragraphe nous allons définir les paramètres à optimiser pour réaliser l'accord de phase nécessaire pour accroître l'efficacité de la GSH qui sera, par la suite, comparée à la GSH que l'on peut obtenir avec une structure non gravée. Les paramètres sont : l'épaisseur de la couche du GaN, la période et le facteur de remplissage. Il vont être optimisés par l'ingénierie de bandes (carte des bandes) discutée dans les paragraphes précédents.

Dans le GaN massif, l'accord de phase entre les à  $\omega$  et  $2\omega$  et ne peut être satisfait en raison de la dispersion des indices de réfraction [144]. Les techniques usuelles d'accord de phase par biréfringence ne peuvent être utilisés pour compenser la forte dispersion chromatique naturelle.

<sup>1</sup>voir référence [143]

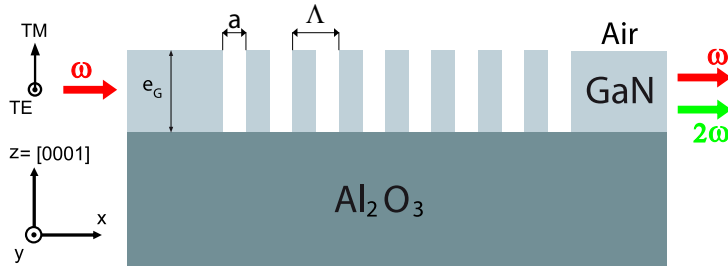
<sup>2</sup>d'après le site : <http://www.impex-hightech.de/>

<sup>3</sup>d'après le site : <http://www.castech-us.com/caslbo.htm>

Cependant, on peut réaliser un *accord de phase modal* entre les indices de réfraction effectifs des modes TE et TM dans un guide de GaN [145]. Une autre manière de réaliser l'accord de phase dans ces matériaux est de les structurer [18]. Cette idée a été déjà utilisée pour réaliser l'accord de phase dans des guides de AlGaAs [122].

Pour optimiser des structures pour la GSH, nous avons joué sur les paramètres suivants : l'épaisseur du guide, la période et le facteur de remplissage : D'une part, c'est l'épaisseur du guide de GaN qui détermine les indices effectifs, car pour une épaisseur choisie le nombre de cartes de bandes est fonction du nombre de modes que peut supporter le guide. Pour que le guide soit monomode et pour faciliter les calculs, nous avons choisi l'épaisseur du guide pour qu'il soit monomode (pour chacune des polarisations) pour la longueur d'onde  $1.55 \mu\text{m}$ .

Dans le cas de cristaux photoniques constitués de multicouches les bandes correspondant aux ondes se propageant dans la direction de périodicité peuvent être séparées en deux ensembles indépendants TE et TM (Fig. 2.16). Ce n'est plus vrai dans le cas de structures membranaires. Les interfaces (*Air/GaN*, *GaN/Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub>*) jouent un rôle perturbateur par rapport à un système parfaitement bidimensionnel. Cette perturbation se traduit par un mélange des deux polarisations qui ne peuvent plus être considérées comme indépendantes l'une de l'autre. Dans ce cas, la théorie des matrices de transfert valable pour les structures 1D doit être modifiée car on a affaire à une structure guidante et l'invariance suivant  $z$  (Fig. 2.16) disparaît. Si on considère les propriétés suivant  $x$ , il y a maintenant un indice effectif pour chaque mode de la couche non structurée et pour chaque polarisation. Cette anisotropie TE/TM est fonction de l'épaisseur du guide  $e_G$ .



**Fig. 2.16** – Représentation schématique d'un CP 1D gravé dans un guide de GaN.  $e_G$  est l'épaisseur du guide.  
[ *Schematic representation of the CP 1D etched in a nitride gallium slab.* ]

### 2.6.1 Dispersion de l'indice de réfraction

Le GaN épitaxié sur un substrat de saphir [0001] est uniaxe, son axe optique est dans la direction  $z$  (Fig 2.16). Les indices de GaN que nous utiliseront dans les simulations obéissent à une loi de Sellmeier de type 3 [146] :

$$n(\lambda_0)^2 = 1 + \frac{A_0 \lambda^2}{\lambda^2 - \lambda_0^2} \quad (2.43)$$

cette relation est valable pour chacun des indices ordinaire  $n_o$  et extraordinaire  $n_e$ .  
avec

$$A_0(E_g) = B_0 + B_1 E_g + B_2 E_g^2 \quad (2.44)$$

et

$$\lambda_0(E_g) = C_0 + C_1 E_g + C_2 E_g^2 \quad (2.45)$$

où la largeur de gap ( $E_g$ ) est donnée par :

$$\begin{aligned}
E_g(\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}) &= 6.13x + 3.42(1-x) - 1.08(1-x)x \\
E_g(\text{GaN}) &= 3.42\text{eV}
\end{aligned}
\tag{2.46}$$

Coefficients	$n_o$	$n_e$
$B_0$	6.626	7.042
$B_1$	-0.934	-1.054
$B_2$	0.00598	0.0733
$C_0$	396.8	381.2
$C_1$	-84.12	-76.68
$C_2$	6.758	6.068

**Tab. 2.5** – Coefficients de la loi de Sellmier pour la dispersion des indices ordinaire et extraordinaire du GaN selon [146].

[*Sellmier coefficients for ordinary and extraordinary indices of nitride gallium according to [146].*]

Les coefficients  $B_0$ ,  $B_1$ ,  $B_2$ ,  $C_0$ ,  $C_1$  et  $C_2$  sont donnés dans le tableau 2.5, ce qui va nous donner pour l'indice ordinaire ( $n_o$ ) :

$$\begin{aligned}
A_0(n_o) &= 3.5017 \\
\lambda_0(n_o) &= 188.1539 \\
n_o(\lambda) &= \left[ 1 + \frac{3.5017\lambda^2}{\lambda^2 - (188.1539)^2} \right]^{\frac{1}{2}}
\end{aligned}
\tag{2.47}$$

et pour l'indice extraordinaire ( $n_e$ ) :

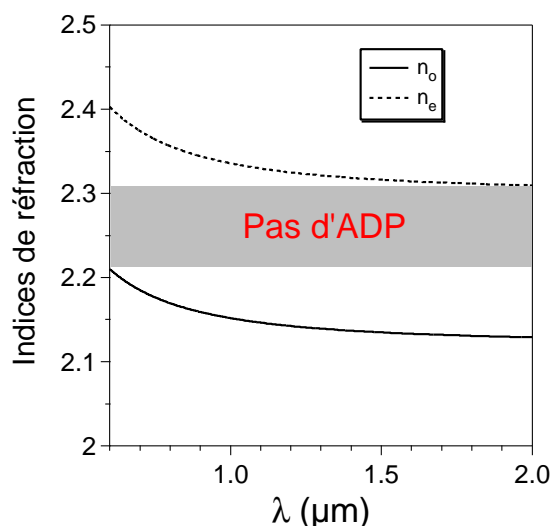
$$\begin{aligned}
A_0(n_e) &= 4.2947 \\
\lambda_0(n_e) &= 189.9282 \\
n_e(\lambda) &= \left[ 1 + \frac{4.2947\lambda^2}{\lambda^2 - (189.9282)^2} \right]^{\frac{1}{2}}
\end{aligned}
\tag{2.48}$$

$\lambda$  est donnée en nanomètre (nm).

La figure 2.17 montre la dispersion des indices de réfraction ordinaire et extraordinaire obtenus à partir des équations 2.47, 2.48. Ce sont les indices qui ont été utilisés dans la conception de structures 1D. Les dispersions des indices sont valables dans la gamme de longueurs d'onde de 0.6 à 2  $\mu\text{m}$ . On remarque dans cette gamme que l'accord de phase entre les ondes ordinaire et extraordinaire principale ne peut être satisfait.

## 2.6.2 Structure optimisée en optique guidée pour la GSH

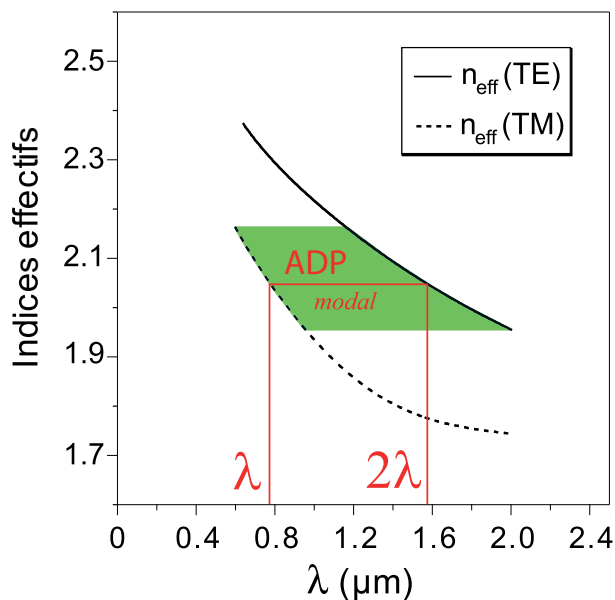
Sur la figure 2.18, nous avons tracé la dispersion des indices effectifs pour les deux polarisations (TE et TM) pour un guide de GaN de 325 nm d'épaisseur déposé sur un substrat de  $\text{Al}_2\text{O}_3$ . La polarisation TE est définie quand le vecteur champ électrique est parallèle au plan des couches et la polarisation TM quand le vecteur champ magnétique est parallèle au plan des couches. Notons qu'avec cette structure guidante, on peut avoir un accord de phase modale. La dispersion des indices effectifs des modes guidés dans une telle structure peut être



**Fig. 2.17** – Dispersion des indices de réfraction ordinaire et extraordinaire du GaN.

[*Ordinary and extraordinary refraction indices dispersion of nitride gallium.*]

diminuée lorsqu'on augmente l'épaisseur du guide de GaN, ce qui donne des indices effectifs plus grands. Ainsi, augmenter l'épaisseur de la couche guidante permet d'accroître le confinement du mode fondamental dans la couche guidante et donc de diminuer les pertes par propagation. Par contre, la structure devient multimode, ce qui rend le calcul des cartes de bandes très délicat, car pour chaque mode supporté par le guide il existe une carte de bandes interdites associée.



**Fig. 2.18** – Dispersion des indices effectifs TE et TM pour une épaisseur du guide de GaN de 325 nm sur substrat de saphir.

[*TE and TM effective refractive index dispersion for a nitride gallium slab of 325 nm thickness on saphir.*]

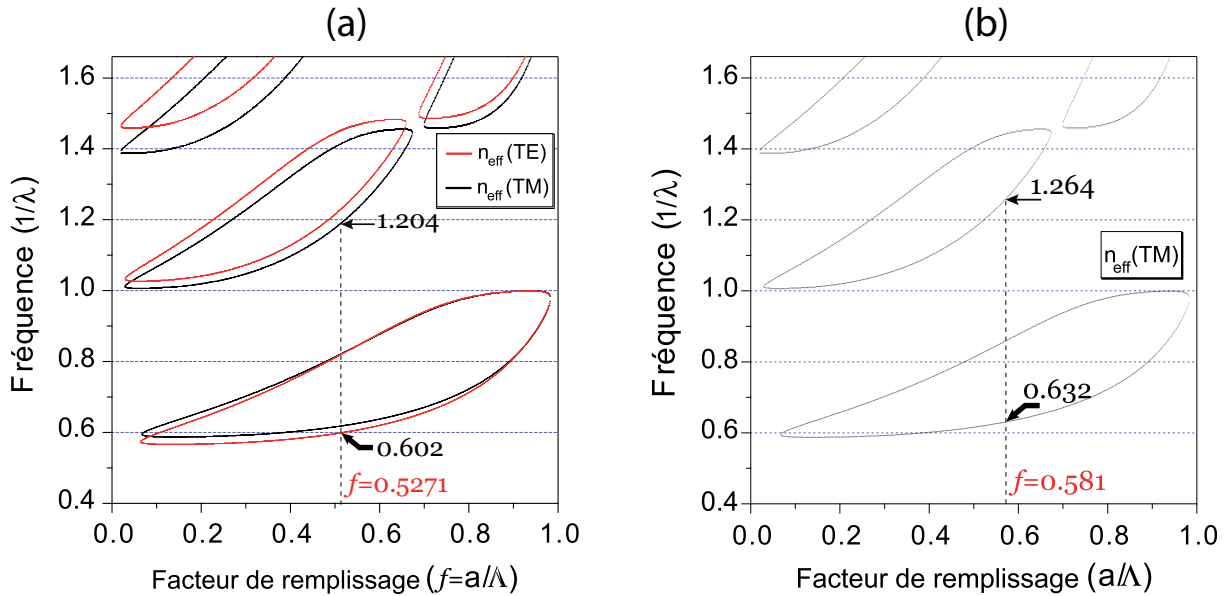
Regardons maintenant le cas d'une couche de GaN structurée 1D : Nous avons utilisé la méthode de la matrice de transfert pour faire de l'ingénierie de bandes sur une couche de GaN déposée sur saphir. Dans ce cas la structure est toujours considérée infinie dans la direction  $z$  des couches, mais les indices du GaN sont remplacés par les indices effectifs reportés sur la figure



2.18. Le calcul est alors approximatif et les corrections à apporter ont été étudiées en détail par H. Benisty [147, 148]. L'indice de réfraction du saphir utilisé dans le calcul est pris constant et égal à 1.75.

Nous avons tracé (Fig. 2.19) les cartes des bandes pour les deux polarisations TE et TM en prenant en considération la dispersion des indices effectifs de la couche de GaN. Sur ces cartes, il fallait déterminer d'une part, le facteur de remplissage pour lequel on observait des bords de bandes à  $\frac{1}{\lambda}$  et  $\frac{2}{\lambda}$  et d'autre part, il fallait déterminer la période  $\Lambda$  pour positionner la longueur d'onde (pompe ou SH) de fonctionnement de la structure. Sur ces courbes, la ligne verticale coupant l'axe des abscisses nous donne les valeurs du facteur de remplissage pour lesquels on est en bord de bande. Or, au voisinage du bord de bande, la structure est très dispersive il peut y avoir ajustement des vitesse de phase et donc accord de phase.

Sur les figures 2.19 le calcul a été effectué en utilisant la méthode de la matrice de transfert pour une période  $\Lambda = 0.5 \mu\text{m}$ . Par ailleurs, on veut un accord de phase entre l'onde à la fréquence  $\omega$  et  $2\omega$ , on a vu (Fig. 2.2) qu'au voisinage des bords de bandes l'indice effectif global ( $n_{\text{eff}_g}$ ) variait très rapidement. Donc si on reste au voisinage des bords de bandes l'accord de phase se réalisera. Sachant que l'onde à la fréquence  $\omega$  et  $2\omega$  sont accordées respectivement, au voisinage du premier pic de la première bande interdite et le deuxième pic de la deuxième bande interdite et les cartes des bandes tracés sont approximatives. En effet, il faut prendre en considération que les cartes des bandes sont tracés à  $10^{-3}\text{T}$  et les pics au voisinage du bord de bande interdite sont légèrement décalés en fréquence par rapport à ceux tracés dans la carte des bandes.



**Fig. 2.19** – (a) Carte des bandes pour un CP1D constitué d'un matériau ayant pour indices les indices effectifs d'un guide de GaN de 325 nm sur saphir et de l'air pour les deux polarisations. (b) Carte des bandes pour un CP1D constitué d'un matériau ayant pour indices les indices effectifs pour la polarisation TM d'un guide de GaN de 325 nm sur saphir et de l'air.  $\Lambda = 0.5 \mu\text{m}$ .  $f_{TE, TM} = 0.5271$  et  $f_{TM} = 0.581$  sont les facteurs de remplissage satisfaisant le doublage de fréquence en bord de bande interdite. [(a) Gap maps for CP1D made of effective index of 325 nm thickness of GaN and void for both polarizations. (b) Gap maps for CP1D made of effective extraordinary index of 325 nm thickness of GaN and void.  $f_{TE, TM} = 0.5271$  and  $f_{TM} = 0.581$  are the filling factors who satisfies the frequency doubling at band edges.]

Pour une étude en optique guidée par l'utilisation de la matrice de transfert et à partir de

l'équation 2.42, on peut avoir plusieurs possibilités pour faire de la GSH selon la polarisation de l'onde à la fréquence  $\omega$  et selon le coefficient non linéaire ( $d$ ) qu'on veut mettre à profit. Donc, les polarisations possibles de  $\mathbf{E}_\omega$  sont :

- $\mathbf{E}_\omega$  polarisée suivant l'axe  $y \Rightarrow \mathbf{E}_y$  est quasi-TE. Donc, d'après 2.42 la polarisation NL à la fréquence  $2\omega$  prend la valeur :  $P_z(2\omega) = \epsilon_0 d_{31} E_y^2(\omega)$ . Dans ce cas, c'est le coefficient  $d_{31}$  qui sera utilisé et l'onde à la fréquence  $2\omega$  sera polarisée suivant l'axe  $z$ , elle est quasi-TM. Pour optimiser une structure, on utilise les deux cartes des bandes superposées TE et TM (Fig. 2.19a) et on déduit  $\Lambda$  et  $f$  par ajustements successifs de telle sorte que  $\omega$  soit en bord de bande de la polarisation TE côté basse fréquence et  $2\omega$  soit en bord de bande de la polarisation TM côté basse fréquences. Alors, les champs électromagnétiques à  $\omega$  et  $2\omega$  sont maximaux et se trouvent localisés dans le matériau non linéaire (GaN). Le facteur de remplissage qui vérifie cette condition est trouvé égal à :  $f = 0.5271$ .
- $\mathbf{E}_\omega$  polarisée suivant l'axe  $z \Rightarrow \mathbf{E}_z$  est quasi-TM. Donc, d'après 2.42 la polarisation NL à la fréquence  $2\omega$  prend la valeur :  $P_z(2\omega) = \epsilon_0 d_{33} E_z^2(\omega)$ . Les deux ondes à la fréquence  $\omega$  et  $2\omega$  sont polarisées suivant l'axe  $z$ . Elles sont toutes les deux quasi-TM. Cette configuration est la plus intéressante parce que le coefficient NL qui entre en jeu ( $d_{33}$ ) a la valeur la plus élevée. Dans ce cas, c'est la carte des bandes TM tracé sur la figure 2.19b qui sera utilisée pour avoir pour le même  $f$  un bord de bande TM pour  $\omega$  et  $2\omega$ .

## 2.7 Réalisation et caractérisation

### 2.7.1 Gravure par faisceau d'ions focalisé

La méthode employée pour graver des réseaux de traits dans des couches de nitrure de gallium est la gravure par faisceau d'ions focalisé (ou FIB : Focused Ion Beam) : un faisceau d'ions bombarde un échantillon dont les atomes sont alors pulvérisés. Les ions ( $\text{Ga}^+$ ) proviennent d'un film de métal liquide qui mouille une pointe de tungstène. L'extraction est réalisée par application d'un potentiel au bout de la pointe. Une première lentille électrostatique permet de condenser le faisceau, une seconde de le focaliser sur la surface de l'échantillon (à 20 mm environ de la source). Des systèmes d'électrodes permettent de défléchir le faisceau au-dessus de l'échantillon. Le diamètre du spot est compris entre 40 et 100 nm au niveau du foyer où en place l'échantillon. L'énergie des ions est de l'ordre de 25 keV [149].

Le courant d'ions et la vitesse de balayage du faisceau arrivant sur l'échantillon sont les paramètres accessibles à l'expérimentateur afin de graver le motif voulu. Pour régler le courant, un diaphragme de taille variable est placé sur le trajet du faisceau.

Une image de la surface de l'échantillon est obtenue en collectant les électrons secondaires issus de l'interaction des ions avec la matière. L'imagerie est donc destructive car elle correspond à une gravure.

Un point à souligner est que, globalement, le faisceau reste stable pendant une durée de l'ordre de l'heure. Il est ensuite nécessaire de procéder à de nouveaux réglages. L'instabilité provient essentiellement de la source. D'autres éléments interviennent qui sont plutôt des perturbations, comme les variations de la tension de déflexion et la stabilité mécanique de l'échantillon.

#### 2.7.1.1 Métallisation des échantillons

Les ions incidents pénètrent dans le matériau. Si ce dernier est isolant, les charges ainsi créées ne peuvent pas être évacuées ; le substrat se charge, le faisceau incident est défocalisé et la gravure est rendue impossible. C'est le cas avec le substrat de saphir que nous utilisons. Afin d'améliorer l'évacuation des charges, nous avons été amenés à métalliser la surface de l'échantillon.

Nous avons réalisé des essais avec de l'aluminium et de l'or. Ce dernier s'est avéré meilleur pour la gravure FIB. De plus, le dépôt en est aisé; il consiste en un flash et est réalisé dans un petit bâti servant à la métallisation des échantillons avant une observation au MEB (Microscope Electronique à Balayage). Notons que les échantillons non métallisés qu'il était impossible de graver n'étaient pas non plus observables au MEB.

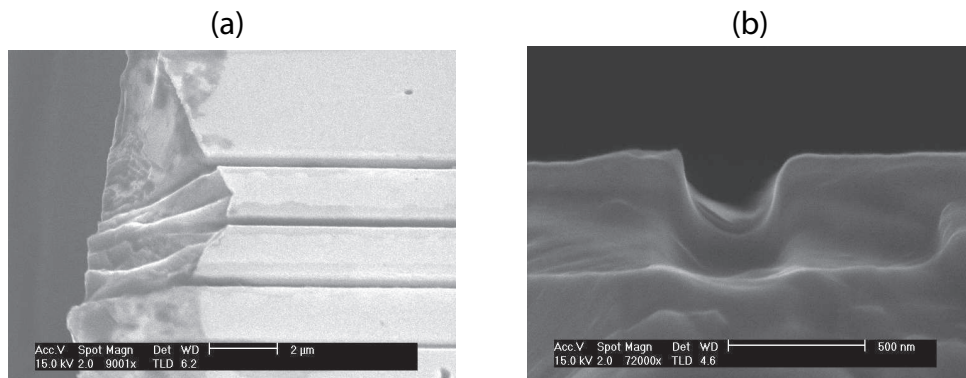
Pour les caractérisations optiques, l'or est retiré facilement à l'aide d'une solution de gravure chimique à base de  $KI + I_2$  très réactive sur l'or et inerte vis-à-vis des matériaux constituant l'échantillon.

### 2.7.1.2 Premières réalisations

Les premières réalisations ont été effectuées par K. Wang du Laboratoire de Physique des Solides (LPS). La figure 2.20 montre les traits gravés dans un échantillon de 320 nm de GaN sur saphir. L'observation au MEB des premiers essais de gravure a révélé une bonne verticalité des flancs des sillons.

Cependant, la période des sillons des échantillons test n'a pas été particulièrement adaptée à la condition d'accord de phase. Cela n'a pas rendu possible la réalisation des expériences de génération de second harmonique. Néanmoins, les résultats de cette première gravure semble prometteuse pour la poursuite des efforts dans cette direction.

Une autre approche pour la structuration du GaN pourrait être la gravure ionique réactive profonde qui a également montrée des bons résultats [150].



**Fig. 2.20** – Premiers essais de gravure par FIB sur GaN déposé sur substrat de saphir  
(a) sur le bord (b) et dans le profil.  
[*first test etching in GaN with FIB.*]

Dans ce chapitre, en utilisant l'exemple simple d'une structuration périodique à une dimension, nous avons démontré, à l'aide de calculs analytiques, l'intérêt d'une structuration de la matière à l'échelle de la longueur d'onde pour l'optique non linéaire. Dans des dispositifs d'épaisseur finie, nous avons étudié la localisation du champ électromagnétique et défini un indice effectif global, quantités qui jouent un rôle déterminant sur l'amplitude des effets non linéaires du second ordre et les conditions d'accord de phase. Nous avons étudié l'influence sur ces grandeurs de différents paramètres tels que la période de la structuration ou le facteur de remplissage et avons ainsi montré la possibilité de faire de l'ingénierie de bandes, qui permet de positionner en fréquence les bords de bandes et les régions de dispersion anormale de ces structures. Cette structuration permet d'accroître l'efficacité des expériences de conversion de fréquences dans des matériaux présentant des susceptibilités non linéaires du deuxième ordre. Nous avons appliqué et généralisé cette étude à une structure guidante à base de GaN, matériau anisotrope prometteur pour l'optique non linéaire, que nous avons dimensionnée pour la génération de seconde harmonique.

# Caractérisation de structures planaires en matériaux non optiquement actifs par des techniques de couplage par la surface aux grandes longueurs d'ondes

## 3.1 Objectifs et motivations

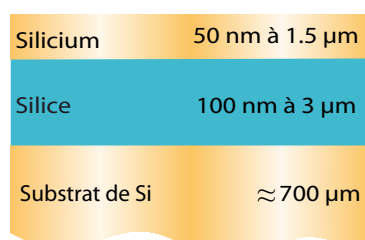
Comme nous l'avons vu dans le premier chapitre (§), plusieurs méthodes mathématiques ont été développées et ont été largement utilisées pour calculer la structure de bandes des cristaux photoniques planaires. Mais, dans le cas de cristaux photoniques membranaires (à fort contraste d'indice), ce calcul reste toujours très délicat et spécialement lorsqu'il s'agit de déterminer les bandes situées au dessus du cône de lumière. Cela nécessite un calcul 3D et exige des moyens de calcul et des mémoires informatiques importantes. L'autre problème des CPs est la mesure des spectres de transmission afin de déterminer leurs caractéristiques et propriétés à partir des mesures en optique guidée, car on a accès seulement à l'amplitude mais pas à la phase de l'onde transmise. Par ailleurs, comme les caractéristiques effectives des CPs sont le plus souvent différentes des nominales, il est intéressant de les déterminer expérimentalement par l'utilisation de méthodes non destructives [151, 152].

En optique guidée, les pertes de couplage et les pertes par diffraction hors du plan, peuvent dégrader les mesures de transmission ou de réflexion [153, 154]. Une solution qui a été développée dans les semiconducteurs III-V est l'utilisation de la méthode de la source interne [90, 155]. Elle permet de déterminer les bandes interdites via des mesures de transmission mais on ne détermine pas ainsi les courbes de dispersion dans leur totalité. Pour des matériaux *optiquement non-actifs* des techniques similaires peuvent être utilisées faisant appel à une source externe [156].

La plus grande difficulté dans l'étude des CPs est leur fabrication et leur caractérisation. Bien que les CPs 3D offrent un grand potentiel d'applications, tel que le guidage parfait et tridimensionnel sans pertes, la fabrication de telles structures dans le domaine de l'optique reste un grand défi. D'autre part, les CPs 2D ont vu leur intérêt s'accroître considérablement s'inscrivant dans le développement de l'optique intégrée planaire, puisque leurs techniques de fabrication sont plus faciles et utilisent des technologies existantes dans le domaine des semi-conducteurs.

Dans ce travail, nous nous sommes concentrés sur la caractérisation de structures membranaires sur SOI qui présentent d'importantes potentialités pour nous :

Le Silicium Sur Isolant (en anglais : *SOI ou Silicon On Insulator*), historiquement développé pour l'industrie microélectronique est une structure constituée d'un empilement d'une couche de silicium (de 50 nm à quelques  $\mu\text{m}$  d'épaisseur) sur une couche d'isolant [157, 97]. Cet isolant peut être du saphir (Silicon-On-Sapphire), de l'air (Silicium-On-Nothing) ou du dioxyde de silicium ( $\text{SiO}_2$ ) dans notre cas (Fig. 3.1). D'un point de vue purement microélectronique, l'utilisation du SOI présente un certain nombre d'avantages par rapport aux technologies sur substrat silicium [158, 159, 160].



**Fig. 3.1** – Représentation schématique des différentes couches d'un substrat SOI.  
[ *Schematic representation of the various layers of SOI substrate* ]

Outre leur intérêt pour la microélectronique, les substrats SOI présentent des avantages pour le développement de la microphotonique sur silicium. La grande différence d'indices de réfraction entre la silice et le silicium permet un confinement vertical de la lumière et un guidage de la lumière dans la couche de silicium monocristallin qui est transparent aux longueurs d'ondes de télécommunications optiques ( $> 1.1 \mu\text{m}$ ).

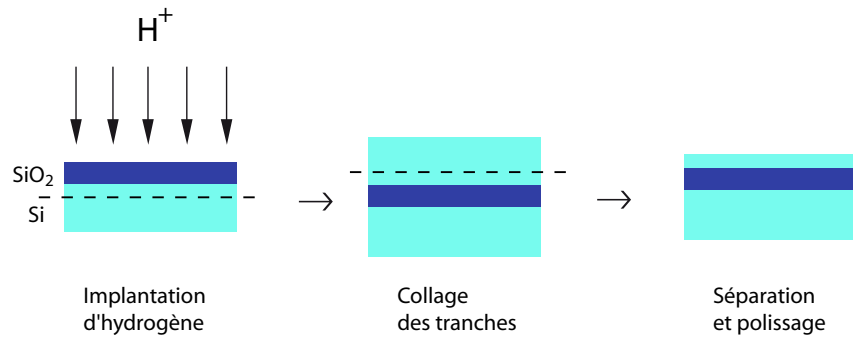
La grande différence d'indice ( $\Delta n \simeq 2$ ) entre silicium et silice permet, par ailleurs la réalisation de guides d'ondes de dimensions latérales inférieures au micron, avec de très faibles pertes de propagation. Une condition impérative est cependant que les substrats SOI aient une épaisseur de silice enterrée suffisante pour que la lumière guidée ne fuie pas vers le substrat au travers de cette couche.

## 3.2 Les substrats en SOI

Avant de décrire les substrats utilisés dans ce travail, rappelons d'abord les techniques de fabrication des substrats standard en SOI. Il existe différentes technologies permettant de réaliser des substrats SOI. Les deux principaux procédés sont : la séparation par implantation d'oxygène (SIMOX) et le collage de deux substrats oxydés suivi d'un amincissement (BEFSOI) dont une technique dérivée est la technologie *SmartCut<sup>TM</sup>* de la société **Soitec** d'où nos substrats proviennent<sup>1</sup>.

Les étapes de fabrication du substrat sont résumées sur la figure 3.2 [161]. L'oxydation de la couche superficielle d'une tranche de silicium est suivie d'une implantation d'hydrogène à une profondeur déterminée. Cette tranche est ensuite nettoyée, retournée, puis mise en contact avec une seconde tranche de silicium. Cette mise en contact permet le collage des plaques par adhésion moléculaire (*wafer bonding*). Enfin, l'ensemble subit un traitement thermique qui introduit une fracture au niveau de la couche d'hydrogène implanté qui fragilise localement le matériau. La tranche initialement oxydée peut alors être réutilisée. Les substrats commercialisés par Soitec sont caractérisés par une épaisseur de l'oxyde enterré comprise entre 100 nm et 3  $\mu\text{m}$  et une épaisseur de silicium superficiel comprise entre 50 nm et 100  $\mu\text{m}$ . Pour la réalisation de microguides SOI monomodes aux longueurs d'ondes des télécommunications, l'épaisseur requise

<sup>1</sup><http://www.soitec.com/fr/recherche-developpement/smart-cut.php>



**Fig. 3.2** – Étapes de fabrication du SOI par le procédé d'élaboration de Unibond®.  
 [ *Stages of manufacture of SOI by the process of Unibond®.* ]

du film de silicium est inférieure à 400 nm.

La présence du substrat de silicium sous la couche de silice entraîne l'existence de modes à fuites, la lumière initialement guidée dans le film superficiel de silicium étant perdue vers le substrat. Pour minimiser ces pertes, il est nécessaire d'utiliser une couche de silice enterrée d'épaisseur suffisante. Dans les substrat SOI utilisés dans cette étude cette couche a été choisie égale à  $2 \mu\text{m}$  et la couche guidante de silicium est de  $0.3 \mu\text{m}$ , la structure est ensuite recouverte d'une couche de silice de  $0.1 \mu\text{m}$  d'épaisseur servant de protection.

### 3.2.1 Cristaux photoniques planaires sur substrat SOI

Nous avons étudié des cristaux photoniques (CPs) planaires fabriqués par le LETI (CEA/DRT-LETI) dans le cadre du projet ACI LAMBDACONNECT. Les CPs sont fabriqués dans des substrats de SOI constitués d'une couche de silicium de  $0.3 \mu\text{m}$  d'épaisseur, sur une couche de  $2 \mu\text{m}$  de silice enterrée et recouverte d'une couche protectrice de  $0.1 \mu\text{m}$  de silice (Fig. 3.3a). 4 cristaux photoniques 2D de  $1 \times 1 \text{ mm}^2$  de surface ont été fabriqués dans le même substrat et ils sont constitués de réseaux triangulaires de trous d'air ( $\text{CP}_i, i = 1, \dots, 4$ ), tous de même période ( $\Lambda = 0.5 \mu\text{m}$ ) mais présentant différents facteurs de remplissage  $f$ . Le facteur de remplissage en matériau de bas indice (l'air dans notre cas), défini comme le rapport entre le volume occupé par ce matériau (l'air) dans la cellule élémentaire du cristal et le volume de cette cellule, et qui donne :  $f = \frac{2\pi}{\sqrt{3}} \left(\frac{r}{\Lambda}\right)^2$ , où  $r$  est le rayon des trous.

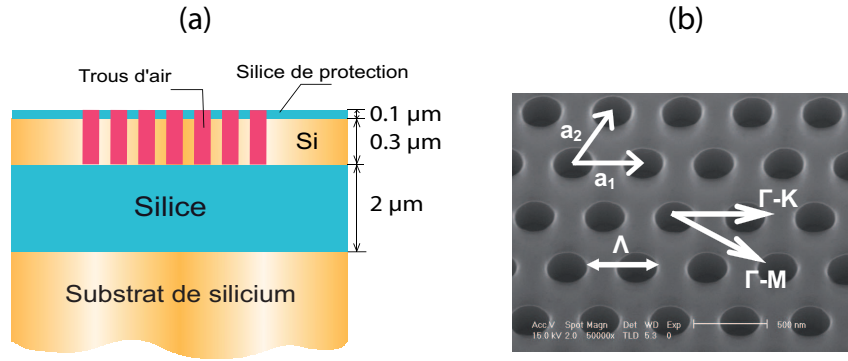
Ces CPs ont été réalisés en utilisant une lithographie électronique puis une étape de gravure ionique réactive (RIE). Les différents CPs correspondent à des doses d'insolation différentes. La figure 3.3b montre une photographie que nous avons réalisée sur la structure  $\text{CP}_1$  par microscopie électronique à balayage (MEB) avec inclinaison de l'échantillon<sup>2</sup>. Sur la photographie, nous avons représenté la période  $\Lambda$  du cristal photonique, les deux directions de haute symétrie du cristal  $\Gamma\text{M}$  et  $\Gamma\text{K}$  et les deux vecteurs de base du réseau réel ( $\vec{a}_1, \vec{a}_2$ ).

La figure 3.4 montre des photographies de microscope électronique à balayage (MEB) réalisés sur la structure  $\text{CP}_2$  (Fig. 3.4a) et sur la structure  $\text{CP}_3$  (Fig. 3.4b) respectivement avec deux agrandissements différents ( $\times 50000$ ) et ( $\times 9000$ ). Elle permet de voir l'uniformité et la qualité de la gravure.

Sur le tableau 3.1, nous avons reporté la valeur du diamètre des trous des cristaux photoniques donnée par le fabricant et la valeur du facteur de remplissage ( $f$ ) correspondant, pour chaque structure ( $\text{CP}_i$ ). Ces valeurs ont été déduites par étalonnage en fonction de la dose d'insolation lors des process de gravure.

<sup>2</sup>Les photographies ont été réalisées sur le microscope *FEI FEG XL30S* de La Centrale de Technologie Universitaire (CTU) IEF-MINERVE; <http://old-www.u-psud.fr/IEF/IEF.nsf/CTU%5Cequipement6.html!OpenPage>



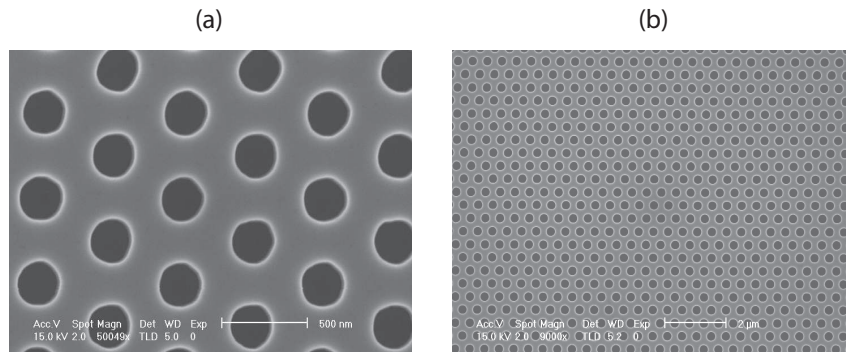


**Fig. 3.3** – (a) Schéma d'une coupe dans le substrat SOI gravé. CPs de même période  $\Lambda$ , gravés dans le même substrat, présentant 4 facteurs de remplissage différents  $f = \frac{2\pi}{\sqrt{3}} \left(\frac{r}{\Lambda}\right)^2$ . (b) Photographie par microscopie électronique à balayage (MEB) du cristal photonique  $CP_1$  fabriqué au LETI par Lithographie électronique et gravure ionique réactive (RIE).  $\Gamma - K$  et  $\Gamma - M$  sont les directions de haute symétrie du cristal.  $a_1$  et  $a_2$  sont les deux vecteurs de base du réseau réel.

[(a) Schematic diagram of the etched SOI wafer. The photonic crystals exhibit the same periode  $\Lambda$ , but variuos air-filling factors  $f = \frac{2\pi}{\sqrt{3}} \left(\frac{r}{\Lambda}\right)^2$ . (b) Scanning electron micrograph of 2D triangular photonic crystal of air holes for  $CP_1$  fabricated by LETI with Electron beam lithography and reaktif ion etching.  $\Gamma - K$  and  $\Gamma - M$  are the crystal high symmetry directions.  $a_1$  and  $a_2$  are the lattice parameters.]

$CP_i$	$CP_1$	$CP_2$	$CP_3$	$CP_4$
Diamètre nominal des trous ( $2r$ en nm)	346	299	291	286
Facteur de remplissage ( $f = \frac{2\pi}{\sqrt{3}} \left(\frac{r}{\Lambda}\right)^2$ )	0.434	0.324	0.307	0.296

**Tab. 3.1** – Valeurs nominales des diamètres des trous et facteurs de remplissage correspondant pour les 4 cristaux photoniques.  
[Nominal holes diameters and filling factor of photonic crystals]



**Fig. 3.4** – Photographies par microscopie électronique à balayage (MEB) sur la structure  $CP_2$  avec un agrandissement de  $\times 50000$  (a) et sur la structure  $CP_3$  avec un agrandissement de  $\times 9000$  (b).

[ Scanning electron micrograph of sample  $CP_2$  (a) with magnitude of  $\times 50000$  and of the sample  $CP_3$  with magnitude of  $\times 9000$  (b).]



### 3.3 Moyens de caractérisation

#### 3.3.1 Ellipsométrie spectroscopique

Par définition "l'ellipsométrie est une technique optique d'analyse de surface fondée sur la mesure du changement de l'état de polarisation de la lumière après réflexion sur une surface plane". Le principe de l'ellipsométrie, qui a été découvert il y a plus d'un siècle par l'allemand Paul Drude, a trouvé un essor récent grâce à l'utilisation des micro-ordinateurs et de la commande électronique de moteurs, permettant l'automatisation et l'optimisation des mesures, ainsi que leur exploitation de plus en plus complexe [162, 163, 164, 165]. Les points forts de l'ellipsométrie sont : son caractère non destructif, sa large gamme de mesure (mesure d'épaisseur depuis une fraction de couche monoatomique jusqu'à quelques micromètres), sa possibilité de contrôle in situ permettant la mesure d'épaisseur de couches pendant leur croissance en temps réel.

Contrairement à la plupart des techniques de caractérisation, l'ellipsométrie ne donne que des informations indirectes. La démarche de l'analyse ellipsométrique est : on fait l'hypothèse d'une structure dont on calcule la réponse ellipsométrique afin de la comparer aux mesures. De ce fait, on peut apporter une information quantitative mais dans une structure qualitativement définie par d'autres méthodes. C'est dans le seul cas d'un échantillon massif, c'est à dire dans l'hypothèse où la lumière est réfléchi par la surface d'un milieu semi-infini, que l'ellipsométrie permet d'obtenir directement à partir des grandeurs mesurées la valeur de l'indice de réfraction  $n$  et du coefficient d'extinction  $k$ .

Nous avons utilisé l'ellipsométrie spectroscopique, qui permet d'effectuer des mesures sur tout un spectre et qui permet d'interpréter des structures complexes (multicouche, rugosité d'interface, homogénéité, etc.) pour déterminer le facteur de remplissage des cristaux photoniques et comme nous le verrons au chapitre suivant pour tracer les courbes de dispersion de ces cristaux.

##### 3.3.1.1 Principe de la mesure

Dans ce paragraphe, nous allons décrire de manière générale le principe des mesures. Considérons une onde plane arrivant sur une surface plane. Une partie de l'onde est transmise ou absorbée, une autre partie est réfléchi par cette surface (Fig. 3.5). L'état de polarisation du faisceau réfléchi dépend à la fois des propriétés de l'échantillon, de l'angle d'incidence du faisceau incident, et de la longueur d'onde de mesure. La relation entre cet état de polarisation et ces paramètres se déduit des équations de Fresnel [166, 167].

Le champ électrique  $\vec{E}_i$  de l'onde incidente peut être décomposé suivant deux axes :

- l'un :  $\vec{E}_{pi}$ , parallèle au plan d'incidence
- l'autre :  $\vec{E}_{si}$ , perpendiculaire au plan d'incidence ;

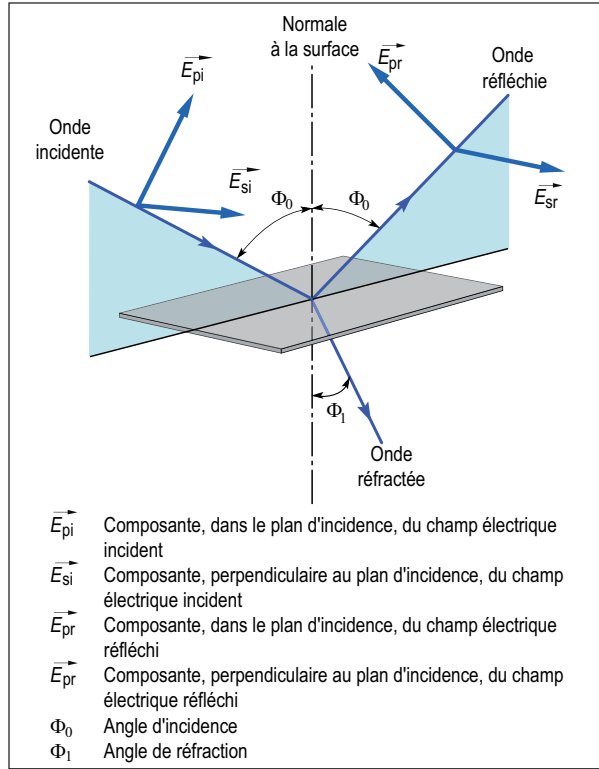
avec les indices :  $p$  pour parallèle,  $s$  pour perpendiculaire (de l'allemand *senkrecht*),  $i$  pour incident.

La modification du champ électrique après réflexion sur l'échantillon (devenu champ  $\vec{E}_r$ ) peut être représentée par deux coefficients agissant sur chacune des composantes du champ :

- le **coefficient de réflexion** de l'échantillon pour une polarisation **parallèle** au plan d'incidence est :

$$r_p = \frac{E_{pr}}{E_{pi}} = |r_p| \exp(j\delta_p) \quad (3.1)$$

- le **coefficient de réflexion** de l'échantillon pour une polarisation **perpendiculaire** au



**Fig. 3.5** – Réflexion des axes de polarisation à la surface de l'échantillon.  
 [Reflection of the polarization axes on the sample surface.]

plan d'incidence est :

$$r_s = \frac{E_{sr}}{E_{si}} = |r_s| \exp(j\delta_s) \quad (3.2)$$

Les deux coefficients  $r_p$  et  $r_s$  sont complexes<sup>3</sup>. Leur module  $|r_p|$ ,  $|r_s|$  représente la modification apportée à l'amplitude de la composante du champ, et leur phase,  $\delta_p$  et  $\delta_s$ , le déphasage introduit par la réflexion. En pratique, la quantité mesurée est le rapport de ces deux coefficients, qui s'exprime sous la forme :

$$\frac{r_p}{r_s} = \text{tg}\Psi \exp(j\Delta) = \rho \quad (3.3)$$

"tgΨ" est le rapport des modules (équation 3.4a) et "Δ" le déphasage entre les composantes de polarisation  $p$  et  $s$  (équation 3.4b) introduit par la réflexion :

$$\text{tg}\Psi = \frac{|r_p|}{|r_s|} \quad (3.4a)$$

$$\Delta = |\delta_p - \delta_s| \quad (3.4b)$$

### Cas du matériau isotrope

Considérons le cas le plus répandu en ellipsométrie où une onde polarisée est réfléchi, ou transmise, par une couche fine (1) déposée sur un substrat (2) (Fig. 3.6). La couche d'indice  $N_1$

<sup>3</sup>Pour un certain angle d'incidence la polarisation  $p$  de la lumière n'est pas réfléchi sur la surface, c'est *l'angle de Brewster*

et d'épaisseur  $d$  est entourée de deux milieux semi infinis  $N_0$  et  $N_2$  sont tous considérés comme matériaux isotropes homogènes. Les angles de réfraction  $\Phi_1$  et  $\Phi_2$  complexes sont donnés par la loi de Snell-Descartes :

$$N_0 \sin \Phi_0 = N_1 \sin \Phi_1 = N_2 \sin \Phi_2 \quad (3.5)$$

avec,  $N_0$  indice du milieu extérieur (pour l'air  $N_0 = 1$ ) et  $N_1 = n_1 + jk_1$ ,  $N_2 = n_2 + jk_2$  indices complexes respectivement de la couche et du substrat, où  $n_1(n_2)$  partie réelle de l'indice et  $k_1(k_2)$  partie imaginaire (coefficient d'extinction) et  $\Phi_0$  l'angle d'incidence.

Pour une longueur d'onde donnée  $\lambda$ , la phase  $\beta$  induite par les multiples réflexions de l'onde incidente à l'intérieur de la couche est donnée par :

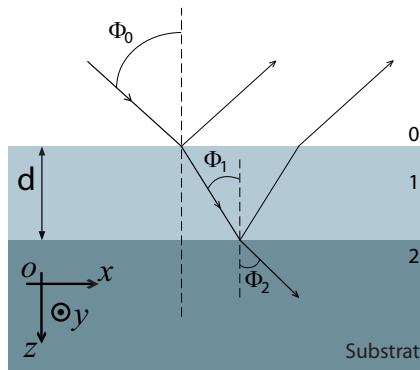
$$\beta = \frac{2\pi d}{\lambda} N_1 \cos \Phi_1 = \frac{2\pi d}{\lambda} (N_1^2 - N_0^2 \sin^2 \Phi_0)^{\frac{1}{2}} \quad (3.6)$$

C'est la loi de Snell-Descartes et elle est valable quand l'onde incidente est polarisée linéairement soit parallèle ( $p$ ) soit perpendiculaire ( $s$ ) au plan d'incidence. Cependant, les coefficients de réflexion complexes pour les deux polarisations s'écrivent :

$$R_p = \frac{r_{01p} + r_{12p}e^{-2j\beta}}{1 + r_{01p}r_{12p}e^{-2j\beta}} \quad (3.7a)$$

$$R_s = \frac{r_{01s} + r_{12s}e^{-2j\beta}}{1 + r_{01s}r_{12s}e^{-2j\beta}} \quad (3.7b)$$

où  $\beta$  prend la même valeur pour les deux polarisations, donnée par l'équation 3.6



**Fig. 3.6** – Réflexion et transmission d'une onde plane dans un milieu isotrope homogène (1) entouré de deux couches semi infinies d'air (0) et substrat (2).  $d$  est l'épaisseur de la couche isotrope,  $\Phi_0$  l'angle d'incidence et  $\Phi_1$ ,  $\Phi_2$  sont les angles de réfraction respectivement dans la couche et dans le substrat. [Reflection and transmission plane wave by isotropic film (1) sandwiched between semi-infinite ambient void (0) and substrate media (2).  $d$  is the film thickness.  $\Phi_0$  is the angle of incidence and  $\Phi_1$ ,  $\Phi_2$  are the angle of refraction in the film and in the substrate, respectively.]

Les coefficients de réflexion de Fresnel ( $r_p, r_s$ ) peuvent être déduits de la continuité des composantes tangentielles des champs électrique  $\mathbf{E}$  et magnétique  $\mathbf{H}$  au niveau des interfaces [168] :

$$r_{01p} = \frac{N_1 \cos \Phi_0 - N_0 \cos \Phi_1}{N_1 \cos \Phi_0 + N_0 \cos \Phi_1} \quad (3.8a)$$

$$r_{12p} = \frac{N_2 \cos \Phi_1 - N_1 \cos \Phi_2}{N_2 \cos \Phi_1 + N_1 \cos \Phi_2} \quad (3.8b)$$

$$r_{01s} = \frac{N_0 \cos \Phi_0 - N_1 \cos \Phi_1}{N_0 \cos \Phi_0 + N_1 \cos \Phi_1} \quad (3.8c)$$

$$r_{12s} = \frac{N_1 \cos \Phi_1 - N_2 \cos \Phi_2}{N_1 \cos \Phi_1 + N_2 \cos \Phi_2} \quad (3.8d)$$

Ces coefficients ne dépendent que de l'angle d'incidence  $\Phi_0$  et des indices des milieux 0, 1 et 2, lesquels varient avec la longueur d'onde. Les calculs de ces coefficients pour une structure multicouche sont effectués en utilisant des produits matriciels décrits dans le paragraphe 1.2.5.4.

Pratiquement, la mesure de  $\rho$  conduit à l'identification de deux quantités ( $\Psi$  et  $\Delta$ , ou  $\text{tg}\Psi$  et  $\cos\Delta$ ). Une mesure effectuée à un angle d'incidence  $\Phi_0$  et à une longueur d'onde donnée ( $\lambda_0$ ) permettra le calcul de deux paramètres de l'échantillon qui pourront être :

- les indices  $n$  et  $k$  d'un substrat ou d'une couche d'épaisseur connue,
- ou l'indice  $n$  et l'épaisseur d'une couche connaissant son coefficient d'extinction  $k$ .

C'est le type d'exploitation d'un *ellipsomètre à une seule longueur d'onde* où les angles ellipsométriques  $\Psi$  et  $\Delta$  ne dépendent que des paramètres du système  $\Phi_0$  et des indices des milieux ( $N_0, N_1, N_2$ ), ils peuvent être exprimés avec une fonction comme suit :

$$\text{tg}\Psi e^{i\Delta} = \rho(N_0, N_1, N_2, d, \Phi_0, \lambda_0) \quad (3.9)$$

où  $\Psi$  et  $\Delta$  sont le module et l'argument (angle), respectivement de la fonction complexe  $\rho$  :

$$\begin{cases} \Psi = \text{tg}^{-1} |\rho(N_0, N_1, N_2, d, \Phi_0, \lambda_0)| \\ \Delta = \text{arg} [\rho(N_0, N_1, N_2, d, \Phi_0, \lambda_0)] \end{cases} \quad (3.10)$$

Pour l'analyse d'un échantillon composé d'une superposition de couches, le nombre total d'inconnues sera chaque fois l'épaisseur, les parties réelle et imaginaire de l'indice de chaque couche, les parties réelle et imaginaire de l'indice du substrat. La détermination de ces inconnues s'effectue alors par ajustement des résultats expérimentaux avec un modèle théorique, ce qui revient à la minimiser une fonction non linéaire de plusieurs variables.

On dispose du spectre ellipsométrique spectroscopique d'un échantillon. Supposons qu'il soit constitué de  $N$  couples ( $\Psi_{exp}, \Delta_{exp}$ ). Soit  $\mathbf{X}$  le nombre d'inconnues à déterminer sur l'échantillon : indices optiques, épaisseurs, fractions volumiques... Par ailleurs, on suppose connus certains paramètres  $\mathbf{Y}$  de l'échantillon. Les modèles permettent, à partir des données  $\mathbf{X}$  et  $\mathbf{Y}$ , de déterminer le spectre théorique de l'échantillon, constitué de  $N$  couples ( $\Psi_{th}, \Delta_{th}$ ). Le programme de minimisation est censé converger vers la solution  $\mathbf{X}$  qui minimise l'expression suivante :

$$\nu^2 = \sum_{i=1}^{i=N} \left[ \frac{(\Psi_{th} - \Psi_{exp})^2}{\sigma_{\Psi,i}} + \frac{(\Delta_{th} - \Delta_{exp})^2}{\sigma_{\Delta,i}} \right] \quad (3.11)$$

$\sigma$  représente l'erreur expérimentale sur les angles ellipsométriques.

Notons que pour une simple couche l'indice peut être déduit directement à partir de  $\Psi$  et  $\Delta$  selon la formule [163, 169] :

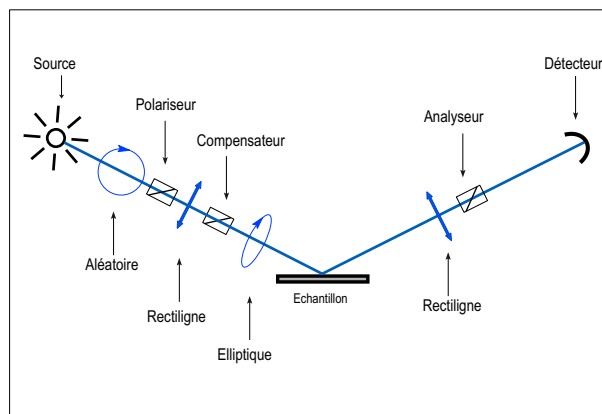
$$n_{\text{eff}} = \text{Re} \left\{ \text{tg} \Phi_0 \sqrt{1 - \frac{4\rho \sin^2 \Phi_0}{(\rho + 1)^2}} \right\} \quad (3.12)$$

### 3.3.1.2 Description des différentes techniques

Outre les ellipsomètres et polarimètres adaptés aux mesures photométriques des fibres optiques, à la saccharimétrie, à la dichroïmétrie ou à la photoélasticimétrie... on trouve actuellement sur le marché plusieurs types d'ellipsomètre pour mesurer les indices de matériaux massifs qui correspondent à des stratégies de mesure différentes. Dans toutes les techniques, on mesure les coefficients de réflexion en fonction de la polarisation des ondes incidente et réfléchie ; on utilise donc un polariseur d'entrée (polariseur) et un polariseur de sortie (analyseur). Ce sont les constituants de base auxquels peuvent être ajoutés différents éléments comme des modulateurs, un compensateur, etc.

#### La méthode de zéro

Le principe de la méthode de zéro est d'obtenir l'extinction du signal réfléchi par rotation des polariseur et analyseur [162]. Les ellipsomètres à méthode de zéro (*Null Ellipsometer*) utilisent un polariseur suivi d'une lame quart d'onde dont la ligne neutre est à quarante cinq degrés du plan d'incidence ; le polariseur et l'analyseur sont tournés alternativement jusqu'à extinction de la lumière émergente. L'orientation du polariseur et de l'analyseur pour différentes configurations donne  $\Psi$  et  $\Delta$  [170].



**Fig. 3.7** – Principe de l'ellipsomètre à extinction.

[Principle of the extinction ellipsometer.]

L'ellipsomètre à extinction permet d'acquérir directement les angles ellipsométriques  $\Psi$  et  $\Delta$  pour une seule longueur d'onde donnée. Par contre, il permet difficilement d'obtenir des angles ellipsométriques pour d'autres longueurs d'onde. La méthode est lente à cause de la rotation des éléments. Sa précision dépend du bruit de fond du détecteur car il s'agit toujours de trouver le minimum d'un signal.

#### La méthode à modulation de phase

Dans un ellipsomètre à modulation de phase, un faisceau incident voit le déphasage entre les polarisations  $p$  et  $s$  modulé par une différence de phase générée entre deux axes propres d'un

modulateur de phase, qui est un modulateur photo élastique qui module la polarisation sans aucun mouvement mécanique.

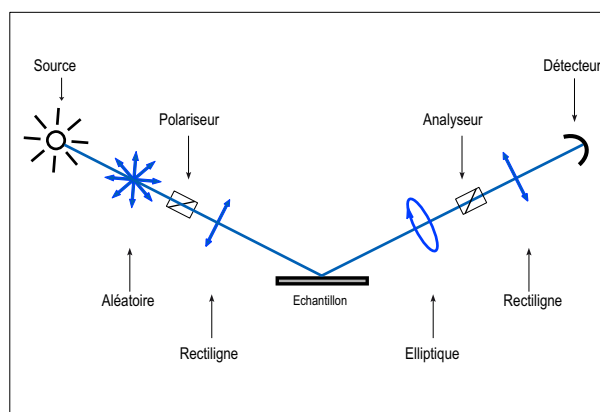
Le modulateur photo élastique consiste en un barreau de quartz soumis à une contrainte produite par un transducteur piezoélectrique oscillant à une fréquence  $F_m$ . La contrainte crée une anisotropie optique dans le barreau. La lumière polarisée linéairement qui passe à travers le modulateur est donc affectée par la biréfringence modulée, d'où un retard de phase entre les deux composantes du champ. Le déphasage varie à la fréquence de modulation  $F_m$ . Dans un ellipsomètre à modulation de phase, les variations temporelles de l'intensité du faisceau lumineux réfléchi par un échantillon permettent d'en déduire, les modifications de l'état de polarisation du faisceau lumineux à la réflexion.

La technique à modulation de phase ne requiert aucune caractéristique particulière au niveau de la polarisation pour la source et le détecteur. Le montage optique reprend les mêmes éléments que précédemment (source, polariseur, analyseur, détecteur) et inclut un modulateur après le polariseur [171].

Cette méthode a un grand avantage, car elle ne nécessite pas un alignement très précis (en théorie il n'y a pas d'éléments en rotation). Son utilisation requiert toutefois une électronique performante, capable d'assurer la saisie du signal réfléchi et son traitement à une fréquence compatible avec la fréquence de modulation  $F_m$ . Le modulateur devra être étalonné en fonction de la longueur d'onde, et la tension d'excitation asservie à celle-ci [172].

### La méthode par éléments tournants

Le principe de la méthode par éléments tournants est de mesurer l'intensité sur le détecteur pour différents angles de rotation de l'élément tournant [173]. Cet élément peut être le polariseur, l'analyseur ou le compensateur. La configuration la plus répandue est celle du polariseur tournant (voir la figure 3.8).



**Fig. 3.8** – Principe de l'ellipsomètre à modulation par élément tournant.  
[ *Principle of the ellipsometer with modulation by rotating element.* ]

Ce type d'ellipsomètre est facile à mettre en oeuvre. La technique donne une très bonne précision des angles ellipsométriques. Il n'y a pas de problèmes d'achromaticité. Par contre, l'alignement du faisceau et des composants optiques doit atteindre un bon niveau de précision. C'est ce type d'ellipsomètre qui a été utilisé dans cette thèse, son principe de fonctionnement est décrit dans le paragraphe suivant.

#### 3.3.1.3 Description du montage utilisé

Dans le cadre de ce travail, nous avons utilisé un *ellipsomètre spectroscopique SOPRA GESP5* à polariseur tournant, utilisant une lampe Xénon qui fonctionne dans la gamme spec-

trale :  $0.2\text{-}2 \mu\text{m}$  et donne une puissance  $P = 75 \text{ watts}$ . Son schéma est représenté sur la figure 3.8; le faisceau incident traverse un polariseur tournant avec une pulsation de  $\omega = 3\text{Hz}$ . Nous avons utilisé des microspots qui donnent un col (*waist*) du faisceau elliptique entre  $0.21 \times 0.3 \text{ mm}^2$  dans l'UV et le visible, et  $0.4 \times 0.5 \text{ mm}^2$  dans l'IR en incidence normale. Le col est placé au niveau de l'échantillon. Après l'échantillon, l'analyseur étant fixe, il n'est pas nécessaire d'avoir un détecteur insensible à la polarisation. Cela permet de placer le spectromètre (qui modifie la polarisation du faisceau) entre l'analyseur et le détecteur. La détection est effectuée par photomultiplicateur pour l'UV et le visible (résolution  $2\text{nm}$ ) et par photodiode pour l'I.R. (résolution  $4\text{nm}$ ).

### Principe de la mesure

L'état de polarisation du faisceau peut être décrit à l'aide du système de Jones [174]. L'action de chaque élément est représentée par une matrice  $2 \times 2$  à coefficients complexes :

- **polariseur, analyseur** :  $\mathbf{P} = \mathbf{A} = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & 1 \end{pmatrix}$  (dans le système des axes propres du polariseur ou de l'analyseur) ;
- **échantillon** :  $\mathbf{E} = \begin{pmatrix} r_p & 0 \\ 0 & r_s \end{pmatrix}$
- **rotation** :  $\mathbf{R}(\theta) = \begin{pmatrix} \cos \theta & -\sin \theta \\ \sin \theta & \cos \theta \end{pmatrix}$  avec  $\theta$  l'angle de rotation de l'analyseur (A) ou du polariseur (P). Pour le polariseur :  $\theta = \omega t$ .
- **lampe isotrope** :  $\mathbf{L} = \begin{pmatrix} E_0 \\ E_0 \end{pmatrix}$

Le vecteur champ électrique au niveau du détecteurs'écrit [166] :

$$\mathbf{E}_d = \mathbf{A} \cdot \mathbf{R}(A) \cdot \mathbf{E} \cdot \mathbf{R}(P) \cdot \mathbf{P} \cdot \mathbf{L} \quad (3.13)$$

Ce qui donne pour 3.14 en intensité :

$$I = (|r_p|^2 \cos^2 A \cos^2 P + |r_s|^2 \sin^2 A \sin^2 P + (r_p r_s^* + r_p^* r_s) \cos A \sin A \cos P \sin P) |\vec{E}_0|^2 \quad (3.14)$$

en notant  $r_p^*$  et  $r_s^*$  respectivement les complexes conjugués de  $r_p$  et  $r_s$ .

Ce qui peut encore s'écrire sous une forme générale :

$$I = I_0 (\alpha \cos 2P + \beta \sin 2P + 1) \quad (3.15)$$

avec :

$$\alpha = \frac{\text{tg}^2 \Psi - \text{tg}^2 A}{\text{tg}^2 \Psi + \text{tg}^2 A} \quad (3.16a)$$

$$\beta = 2 \cos \Delta \frac{\text{tg} \Psi \text{tg} A}{\text{tg}^2 \Psi + \text{tg}^2 A} \quad (3.16b)$$

$$I_0 = \frac{|r_s|^2 |E_0|^2}{2} \cos^2 A (\text{tg}^2 \Psi + \text{tg}^2 A) \quad (3.16c)$$

À partir de  $\alpha$ ,  $\beta$  et  $A$ , on exprime aisément  $\text{tg}\Psi$  et  $\cos\Delta$  :

$$\text{tg}\Psi = \sqrt{\frac{1+\alpha}{1-\alpha}} \text{tg}A \quad (3.17a)$$

$$\cos\Delta = \frac{\beta}{\sqrt{1-\alpha^2}} \quad (3.17b)$$

Pratiquement, on intègre le signal sur une période de rotation de l'élément tournant à l'aide de la photodiode ou le photomultiplicateur et les paramètres  $\alpha$ ,  $\beta$  et  $I_0$  des équations 3.16 sont calculés sur une période du signal par la méthode d'intégration d'*Hadamard*.

### 3.3.2 Spectrométrie à transformée de Fourier

La *spectrométrie*, également appelée *spectroscopie*, est l'étude du spectre d'un phénomène, c'est-à-dire l'étude de la répartition de l'intensité d'un faisceau lumineux ou de particules en fonction de la fréquence ou de l'énergie.

Dans un spectromètre la variable mesurée est le plus souvent l'intensité de la lumière en fonction de la longueur d'onde mais pourrait être également, par exemple, l'état de polarisation. Ces longueurs d'ondes peuvent s'étaler sur une large gamme, des rayons gamma et des rayons X jusqu'à l'infrarouge. Différents types de spectromètres sont employés :

- Spectromètre de masse ;
- Spectromètre électromagnétique (Spectromètre infrarouge, spectrofluorimètre, spectromètre à rayons X).

La spectrométrie infrarouge à transformée de Fourier (ou FTIR : *Fourier Transformed InfraRed spectroscopy*) est une technique appartenant à la deuxième catégorie de spectrométrie électromagnétique, elle ne décrit pas directement les raies d'un spectre, mais les fréquences spatiales qui transcrivent ces raies, dans un interférogramme. Le spectromètre réalise physiquement une opération équivalente à une transformation de Fourier ; l'interférogramme donne ensuite la mesure du spectre par une transformation de Fourier inverse, calculée.

#### 3.3.2.1 Principe de la mesure

L'interférogramme dans un FTIR est réalisé par un interféromètre de Michelson utilisé en lumière en parallèle (Fig. 3.9). C'est un dispositif composé de deux miroirs dont un mobile et d'une séparatrice. La position du miroir mobile va modifier la différence des trajets optiques entre le faisceau réfléchi et le faisceau transmis par la séparatrice.

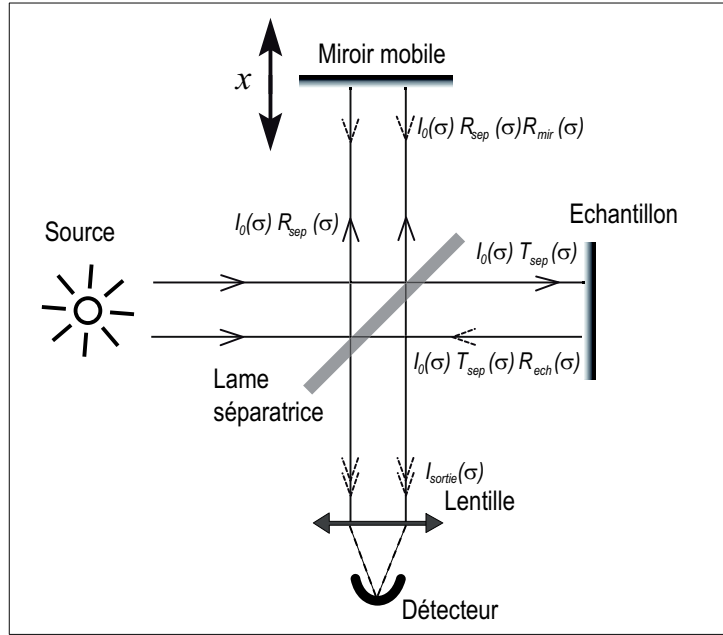
La lumière d'une source blanche est envoyée, au moyen d'une lame séparatrice, dans deux directions perpendiculaires vers deux miroirs sous incidence normale. Les faisceaux réfléchis par ces deux miroirs interfèrent après leur superposition assurée par la lame semi-transparente. La différence de phase entre les deux ondes est liée aux positions respectives (distances par rapport à la lame séparatrice) des deux miroirs. L'un des deux miroirs est mobile et l'état d'interférence est lié à sa position.

Si  $I_0$  est l'intensité de l'onde incidente, l'intensité de l'onde recombinaison résultante à la sortie de l'interféromètre  $I_{\text{sortie}}$  dépend de  $I_1$  et  $I_2$ . Dans le cas du montage utilisé (Fig. 3.9), ces intensités s'écrivent comme suit :

$$I_1 = I_0(\sigma)R_{\text{sep}}(\sigma)R_{\text{mir}}(\sigma)T_{\text{sep}}(\sigma) \quad (3.18a)$$

$$I_2 = I_0(\sigma)T_{\text{sep}}(\sigma)R_{\text{ech}}(\sigma)R_{\text{sep}}(\sigma) \quad (3.18b)$$





**Fig. 3.9** – Principe de fonctionnement d'un interféromètre de Michelson. La lame séparatrice produit un faisceau réfléchi et un faisceau transmis. La recombinaison des deux faisceaux donne lieu à des interférences.  
*[Principle of operating of Michelson interferometer.]*

où  $I_0(\sigma)$  est l'intensité délivrée par la source,  
 $T_{sep}(\sigma)$  est le coefficient de transmission de la lame séparatrice,  
et  $R_{sep}(\sigma)$ ,  $R_{mir}(\sigma)$ ,  $R_{ech}(\sigma)$  sont les coefficients de réflexion respectifs de la lame séparatrice, du miroir et de l'échantillon, et  $\sigma = \frac{1}{\lambda}$  est le nombre d'onde de la raie considérée.  
Alors,

$$I_{sortie}(\lambda, x) = (I_1 + I_2) \left[ 1 + \xi \cos \left( 2\pi \frac{x}{\lambda} \right) \right] \quad (3.19)$$

Soit,

$$I_{sortie}(\lambda, x) = I_0 R_{sep}(\sigma) T_{sep}(\sigma) (R_{ech}(\sigma) + R_{mir}(\sigma)) \left[ 1 + \xi \cos \left( 2\pi \frac{x}{\lambda} \right) \right] \quad (3.20)$$

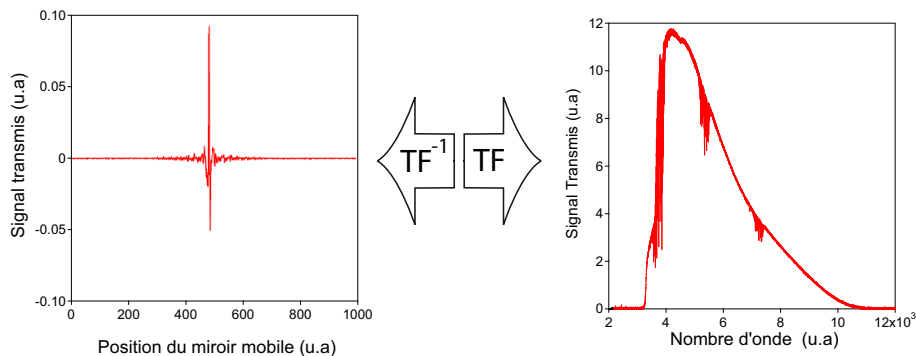
avec :

$$\xi = \frac{2\sqrt{R_{mir}(\sigma)R_{ech}(\sigma)}}{R_{mir}(\sigma) + R_{ech}(\sigma)} \quad (3.21)$$

où  $\xi$  est le contraste des interférences et vaut :  $\xi = \frac{2\sqrt{I_1 I_2}}{I_1 + I_2}$   
et  $x$  est le déplacement du miroir mobile par rapport au 0 de l'interféromètre. On définit la position du 0 de l'interféromètre par l'égalité entre les chemins optiques des deux bras (transmis et réfléchi). A cette position, toutes les longueurs d'onde donnent lieu à des interférences constructives. La position du miroir est déterminée par un laser He-Ne et chaque pas du miroir correspond à une frange d'interférence du laser (632 nm) qui limite la valeur maximale du nombre d'onde à  $15822 \text{ cm}^{-1}$ . L'intensité totale de la lumière recombinaisonnée  $I_{sortie}(x)$ , est l'intégrale sur toutes les longueurs d'onde de l'expression 3.20.

$I_{sortie}(\lambda, x)$  est une fonction de la position du miroir. La transformée de Fourier de ce signal (Fig. 3.10) permet d'avoir la transmission du spectromètre en fonction du nombre d'onde :

$$I(k) = \alpha \int I(x) e^{-ik \cdot x} dx \quad (3.22)$$



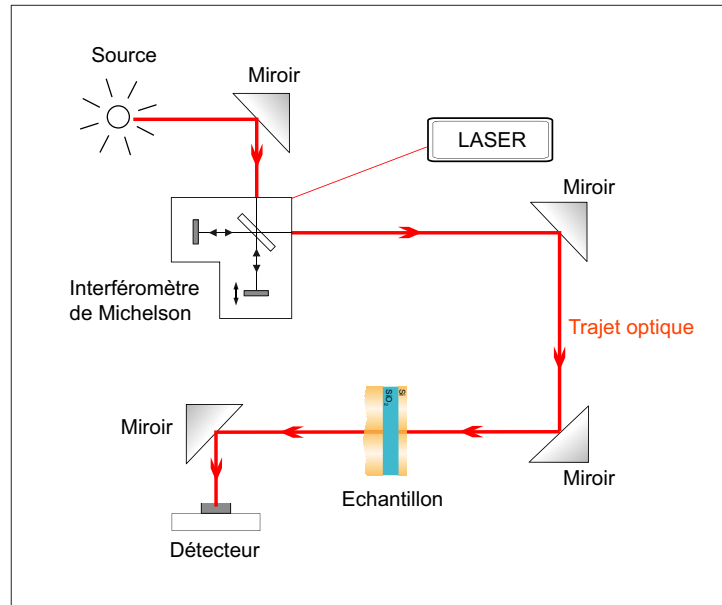
**Fig. 3.10** – Le spectre  $I(k)$  et la transformée de Fourier du signal  $I(x)$ .  
 [ $I(x)$  and its Fourier transform  $I(k)$ .]

### 3.3.2.2 Montage expérimental

Le FTIR est l'outil principal d'analyse spectrale dans l'infrarouge et le proche infrarouge. Pendant cette étude, nous avons utilisé un spectromètre à transformée de Fourier (**s-FTIR**) de la gamme : **Nicolet Nexus 870**. Il présente deux modes de fonctionnement :

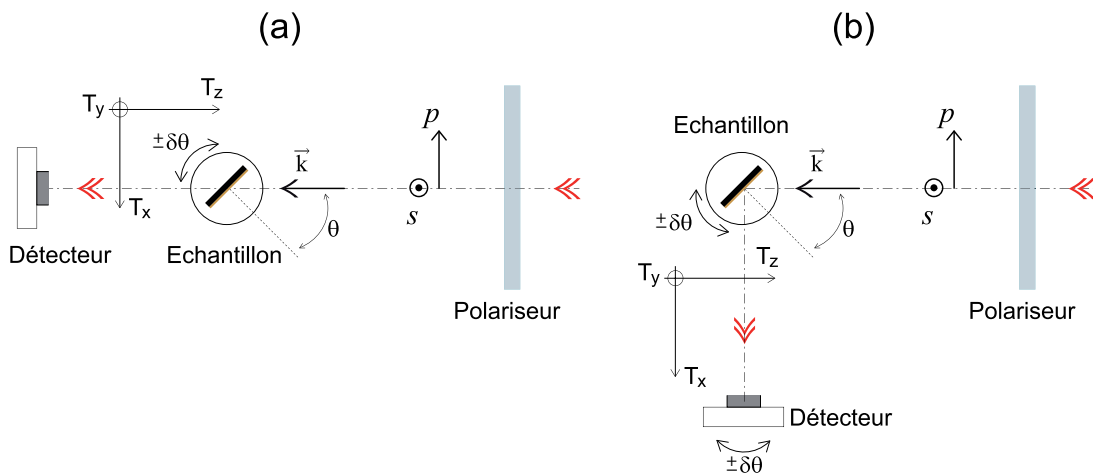
- **Le mode pas-à-pas** (step scan) qui est utilisé pour la spectroscopie des états excités (spectroscopie d'émission, absorption photoinduite). Cette technique offre la possibilité de détecter de petits signaux synchrones. Le miroir se déplace d'une position à une autre après être resté immobile pendant le temps d'acquisition fixé. Le temps d'acquisition dépend en général du rapport signal sur bruit et varie généralement de 100 ms à 10 s par pas du miroir. Dans ces expériences, le faisceau infrarouge à la sortie du FTIR est modulé par une émission de l'échantillon ou une excitation de l'échantillon par un faisceau synchronisé. Dans tous ces cas, le faisceau détecté varie à une fréquence constante. Les expériences en mode step-scan requièrent l'emploi d'une détection synchrone pour réinjecter le signal démodulé vers le spectromètre. Ce signal est ensuite donné comme une fonction de la position du miroir (retard optique).
- **En mode balayage** (rapid-scan), le miroir de l'interféromètre se translate rapidement. L'acquisition de tous les points est effectuée en un passage. Ce qui veut dire que le temps de mesure pour chaque point est très court et cela génère du bruit sur le spectre. Afin d'améliorer le rapport signal sur bruit, la coaddition de plusieurs spectres est prise en compte. Le mode balayage est utilisé pour les mesures de transmission. Il permet d'éliminer les signaux parasites de basses fréquences (dérive de la détectivité du détecteur, vibration mécanique, fluctuation de la source,...) et permet des acquisitions rapides (quelques minutes). C'est ce mode que nous avons utilisé.

En collaboration avec le département **Opto-GaN**, nous avons développé deux montages expérimentaux avec le s-FTIR, un en transmission (Fig. 3.12a) et un autre en réflexion (Fig. 3.12b). Lors des mesures en transmission l'échantillon est placé à l'intérieur de l'appareil s-FTIR juste à la sortie de l'interféromètre (Fig. 3.11). Il est monté sur des tables de translation ( $x, y, z$ ) et de rotation ( $\theta$ ). Pour la réflexion l'échantillon est hors spectromètre et on mesure l'ordre zéro de la réflexion diffractée. Il est alors nécessaire de déplacer le détecteur pour chaque



**Fig. 3.11** – Principe du spectromètre FTIR (Nicolet Nexus 870).  
 [Spectrometer FTIR principle (Nicolet Nexus 870).]

angle d'incidence  $\theta$  et pour chaque échantillon. Il faut noter que les mesures en réflexion ont été effectuées à l'extérieur de l'appareil et que le faisceau est focalisé sur les CPs utilisant un système de collimation. Il est polarisé "p" ou "s" avant l'interaction avec l'échantillon mais nous n'avons pas placé d'analyseur après traversée de l'échantillon.



**Fig. 3.12** – Géométrie expérimentale pour les mesures en transmission (a) et en réflexion (b). Dans le montage en transmission le détecteur est fixe tandis que dans le montage en réflexion le détecteur est déplacé suivant l'angle d'incidence ( $\theta$ ).

[Experimental Geometry of the transmission (a) and reflection (b) measurements. In the transmission configuration the sensor is fixed but in the reflection configuration the sensor is moved and it depends of the incidence angle  $\theta$ .]

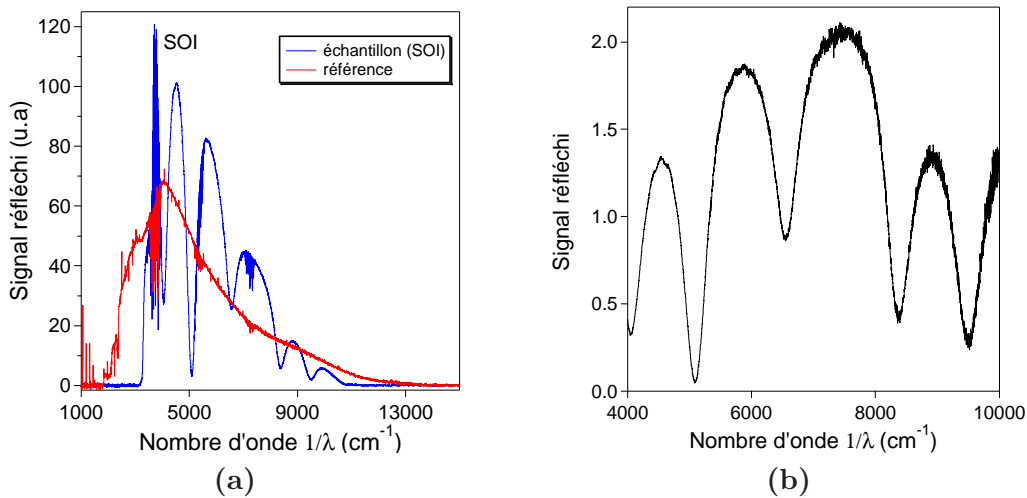
La mesure de l'intensité du faisceau de sortie de l'interféromètre est assurée par un photodétecteur InAs pour les mesures en réflexion. Parce que dans les mesures en transmission on est limité par l'absorption du substrat de silicium en dessous de  $\simeq 1 \mu\text{m}$  on a utilisé un photodétecteur InSb. Les deux détecteurs sont refroidis par azote liquide. Les accessoires utilisés pour

l'enregistrement des spectres dans le domaine  $4000\text{ cm}^{-1} - 15000\text{ cm}^{-1}$  sont : une source halogène, une séparatrice  $\text{CaF}_2$  (Fig. 3.11). La lumière de la source est polarisée avec un polariseur à grille fonctionnant dans le domaine spectral entre  $0.5$  et  $10\ \mu\text{m}$ . On notera que :

- **Polarisation  $p$**  : la polarisation de la lumière incidente est dans le plan d'incidence.
- **Polarisation  $s$**  : la polarisation est perpendiculaire au plan d'incidence

Le faisceau incident est quasi-parallèle et diaphragmé de telle sorte que le *waist* du faisceau est dans le plan de l'échantillon et son diamètre est du même ordre la surface de la zone gravée des CPs.

Pour normaliser les spectres, on réalise un spectre de références obtenu en l'absence de l'échantillon dans la même géométrie et avec la même précision des spectres obtenus avec échantillon puis on divise les spectres mesurés avec échantillon par ce spectre de référence. Cette normalisation permet de se libérer des réponses spectrales des optiques placées sur le trajet du faisceau IR. Pour être rigoureux, la référence doit contenir les mêmes éléments optiques et doit utiliser le même trajet optique des spectres des échantillons. Très rigoureusement, il fallait faire la référence pour chaque angle de réflexion, parce que dans le montage en réflexion le détecteur est déplacé pour chaque angle d'incidence.



**Fig. 3.13** – (a) : La division d'un spectre brut avec échantillon (SOI) par un spectre de référence donne (b) le spectre de réflexion de l'échantillon.

*[(a) : The division of reflection spectrum for SOI sample by a reference spectrum gives (b) reflection spectrum of the SOI sample.]*

La figure (3.13a) montre un spectre de réflexion obtenu avec et sans échantillon. L'échantillon est un substrat de SOI constitué de  $300\text{ nm}$  de silicium sur  $2\ \mu\text{m}$  de silice enterrée sur un substrat de  $300\ \mu\text{m}$  de silicium et recouvert d'une couche de  $100\text{ nm}$  de silice de passivation (protectrice). L'onde incidente est polarisée  $s$  pour un angle d'incidence  $\theta = 60^\circ$ . Le spectre sans échantillon (référence) a été obtenu en utilisant le même montage mais en remplaçant l'échantillon par un miroir en or<sup>4</sup>. La figure (3.13b) montre le spectre obtenu après normalisation par le spectre de référence. La normalisation consiste à diviser le spectre avec échantillon par le spectre de référence (sans échantillon).

La division du spectre brut par le spectre de référence permet de supprimer les franges parasites dues aux absorptions extérieures à l'échantillon. On observe alors des oscillations de

<sup>4</sup>Les références pour les spectres en transmission sont plus faciles à produire, il suffit d'ôter l'échantillon de la trajectoire du faisceau IR.

grande période dues aux interférences sur les faces du SOI. On voit sur la figure (3.13b) qu'après la division, les franges d'absorption visibles sur le spectre brut de l'échantillon, sont fortement atténuées. Généralement, ces absorptions sont dues à la vapeur d'eau ou au gaz carbonique ( $2400\text{ cm}^{-1}$  et  $1500\text{ cm}^{-1}$ ) se trouvant dans la pièce. Elles sont plus accentuées dans le montage en réflexion, puisque dans le montage en transmission le trajet lumineux est plus court et se fait dans le spectro FTIR sous atmosphère d'azote.

Dans tout les spectres obtenus avec les deux configurations (transmission et réflexion) la sensibilité de mesures est prise égale à  $1\text{ cm}^{-1}$ . La rapidité avec laquelle on peut obtenir un spectre permet d'effectuer plusieurs enregistrement successifs (pratiquement 100 mesures) et, par calcul de la moyenne, on peut également améliorer le rapport signal sur bruit de la mesure.

### 3.4 Caractérisations en ellipsométrie spectroscopique des structures CPs

Dans les paragraphes suivants, nous allons caractériser les structures en SOI par les méthodes non destructives de couplage par la surface précédemment décrites [175], et voir que ces techniques utilisées aux grandes longueurs d'onde, permettent l'exploration surfacique des zones gravées et l'étalonnage des différents facteurs de remplissage à optimiser lors du process de fabrication.

#### 3.4.1 Caractérisation en E.S des couches non structurées

Premièrement, nous avons caractérisé les structures dans la région non gravée des substrats afin de déterminer les épaisseurs et les indices des différentes couches du substrat SOI utilisé.

Sur la figure 3.14 nous reportons les spectres de  $\text{tg}\Psi$  et  $\cos\Delta$  obtenus par spectroscopie ellipsométrique (traits continus) pour deux angles d'incidence différents  $75^\circ$  (Fig. 3.14a) et  $60^\circ$  (Fig. 3.14b). La résolution spectrales des mesures effectuées est de  $1\text{ nm}$ . Elle détermine le nombre de points mesurés sur la gamme de longueur d'onde de  $0.8$  à  $2\ \mu\text{m}$  et elle est limitée par la résolution du détecteur. En pointillés, nous avons reporté les spectres calculés utilisant le logiciel (*WINELLI*<sup>5</sup>) fournis avec l'ellipsomètre *SOPRA*. Les indices des matériaux massifs du silicium cristallin et de la silice utilisés sont tirés de la référence [176].

Les épaisseurs ajustées sur les deux spectres pour les deux angles d'incidence  $75^\circ$  et  $60^\circ$  sont en très bon accord elles sont données par :

épaisseur de la silice protectrice	$0.1038 \pm 10^{-4}\ (\mu\text{m})$
épaisseur du guide de silicium	$0.2929 \pm 10^{-4}\ (\mu\text{m})$
épaisseur de la silice enterrée	$1.9988 \pm 10^{-4}\ (\mu\text{m})$

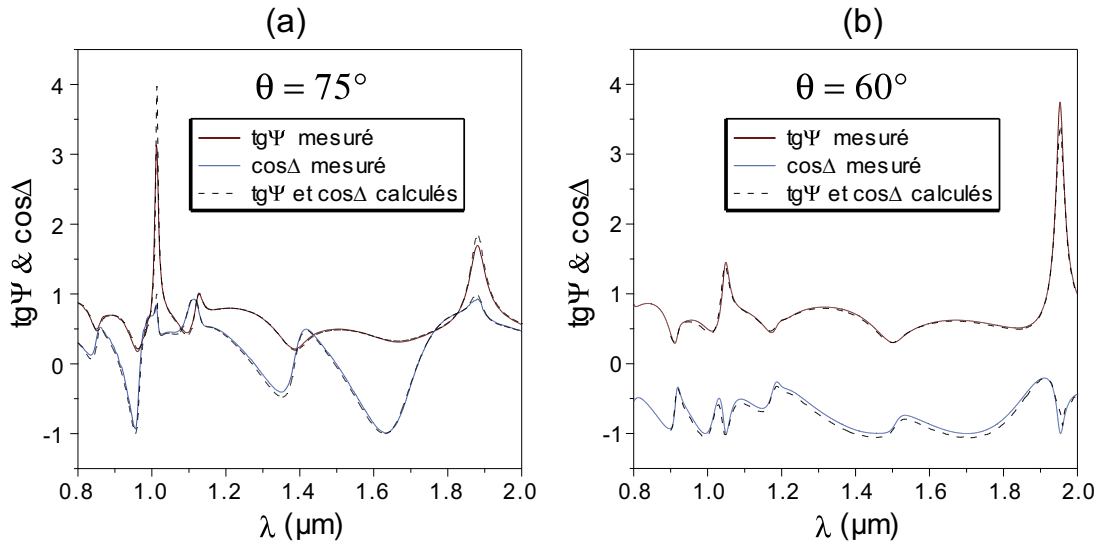
Dans la suite des simulations, nous allons utiliser ces épaisseurs ajustées dans la gamme de longueur d'onde qui s'étend de  $0.8\ \mu\text{m}$  à  $2\ \mu\text{m}$  où la dispersion des indices (complexe) du silicium cristallin et de la silice utilisés on été ajusté par ces lois :

$$n_{Si} = 3.34 + \frac{0.168}{\lambda - 0.324} \quad (3.23a)$$

$$k_{Si} = \frac{1.9 \cdot 10^{-3}}{(\lambda - 0.345)^2 + 0.002} \quad (3.23b)$$

$$n_{SiO_2} = 1.439 + \frac{8.73 \cdot 10^{-3}}{\lambda - 0.1226} \quad (3.23c)$$

<sup>5</sup><http://www.sopra-sa.com/winelli-2-pdt-4-26.php>



**Fig. 3.14** –  $\text{tg}\Psi$  et  $\text{cos}\Delta$  de la région non gravée mesurés par ellipsométrie spectroscopique (trait continu) comparés avec un calcul (pointillés) pour déterminer les épaisseurs des couches du SOI. (a) l'angle d'incidence  $\theta = 75^\circ$ , (b) angle d'incidence  $\theta = 60^\circ$ .

[*tgPsi and cosDelta spectra measured in the unetched region by spectroscopic ellipsometry (plain line) and compared with the calculated ones (dotted) allow the determination of the thicknesses of the SOI wafer layers.*]

où  $n_{Si}$  et  $k_{Si}$  sont respectivement, les parties réelle et imaginaire de l'indice de silicium, avec :  $N_{Si} = n_{Si} + i.k_{Si}$ .

### 3.4.2 Caractérisation des cristaux photoniques

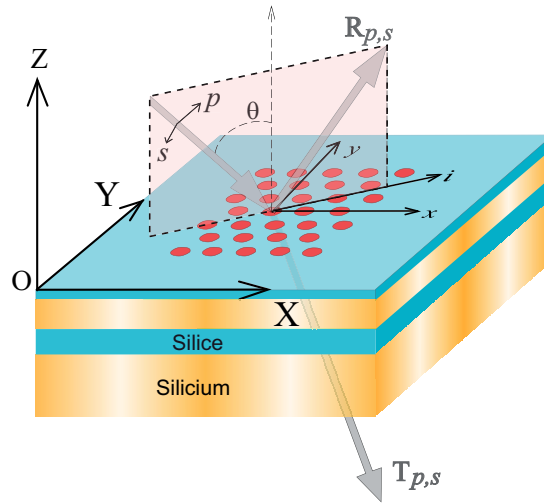
#### 3.4.2.1 Mesures

Nous avons caractérisé les CPs utilisant l'ellipsométrie spectroscopique [177] aux grandes longueurs d'ondes<sup>6</sup> où  $\lambda \geq 3\Lambda$  et dans les deux directions de haute symétrie du cristal  $\Gamma M$  et  $\Gamma K$ . La figure 3.15 décrit la géométrie du cristal photonique utilisée dans les deux montages en transmission et en réflexion du s-FTIR. Le cristal photonique est dans le plan  $(X, Y)$ . Le vecteur d'onde incident  $\mathbf{k}(\omega)$  et l'axe  $Z$  normal à la surface du cristal photonique définissent le plan d'incidence.  $\mathbf{x}$  et  $\mathbf{y}$  définissent les directions de haute symétrie du cristal. Le plan d'incidence coupe le plan  $(\mathbf{X}, \mathbf{Y})$  selon la direction  $\mathbf{i}$  et on appelle  $\varphi = (\mathbf{x}, \mathbf{i})$  : pour  $\Gamma K$   $\varphi = 0^\circ$  et pour  $\Gamma M$  pour  $\varphi = 90^\circ$ .  $\theta$  est l'angle d'incidence défini entre le faisceau infrarouge incident et l'axe perpendiculaire aux plan couches.

Sur la figure 3.16, nous avons présenté les mesures obtenues sur les 4 CPs par ellipsométrie spectroscopique pour  $2\Lambda \leq \lambda < 4\Lambda$  avec un angle d'incidence  $\theta = 75^\circ$  et quand le plan d'incidence est orienté dans la direction  $\Gamma K$  du CP ( $\varphi = 0^\circ$ ). Aux grandes longueurs d'ondes (à partir de  $\lambda \geq 3\Lambda$ , c'est-à-dire  $1.5 \mu\text{m}$ ), on observe sur  $\text{tg}\Psi = ft(\lambda)$  un maximum autour de  $1.7 \mu\text{m}$  qui se décale avec la longueur d'onde dans les différents échantillons de CPs.

Le pic observé autour de  $1.7 \mu\text{m}$  était déjà visible sur le substrat non gravé mais à des longueurs d'ondes plus grandes. Un calcul théorique de  $\text{tg}\Psi$  pour le substrat du SOI utilisé montre que ce pic est très sensible à l'épaisseur optique de la couche de haut indice. Pour une couche d'épaisseur donnée on peut attribuer un indice effectif à cette couche. La position de ce pic nous

<sup>6</sup> $\Lambda$  est la période de nos cristaux photonique. Dans la gamme de  $1.5 < \lambda < 2 \mu\text{m}$  le cristal photonique est considéré comme un matériau homogène décrit par un indice effectif, comme on l'a bien vu dans le premier chapitre (Fig. 2.3)



**Fig. 3.15** – Description de la géométrie du cristal photonique utilisée en E.S et spectrométrie FTIR. Le cristal photonique est dans le plan  $(X, Y)$ . Le vecteur d'onde incident  $k(\omega)$  et l'axe  $Z$  normal à la surface du cristal photonique définissent le plan d'incidence.

[Geometry of the surface coupling experiments. The photonic crystal is in the plane  $(X, Y)$ . The incident wavevector  $k(\omega)$  and the normal axis  $Z$  on the photonic crystal surface's define the incidence plane.]

permet donc d'associer à chaque CP un indice effectif de la couche guidante du silicium gravée. On peut remarquer que le pic se déplace régulièrement d'un CP à un autre avec la variation du facteur de remplissage pour chaque échantillon donné dans le tableau 3.1.

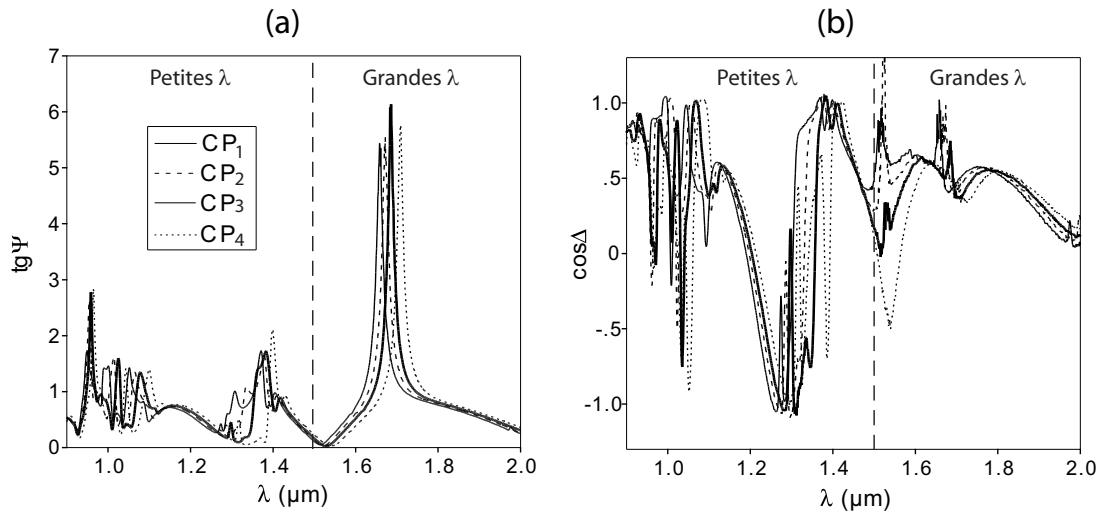
A des longueurs d'ondes plus courtes ( $< 1.5 \mu\text{m}$ ), d'autres particularités spectrales sont visibles que nous attribuons à des phénomènes de diffraction du cristal photonique. Un pic autour de  $2 \mu\text{m}$  est également visible (bien apparent dans la courbe de  $\cos \Delta$ ) dont nous expliquerons l'origine au chapitre suivant.

Par ailleurs, en comparant à des grandes longueurs d'onde les résultats obtenus dans la direction  $\Gamma K$  avec ceux obtenus dans la direction  $\Gamma M$  (Fig. 3.17) pour les quatre CPs et pour un angle d'incidence  $\theta = 75^\circ$  nous avons observé que les courbes  $\text{tg}\Psi$  et  $\cos \Delta$  étaient indépendantes de la direction cristallographique. Dans cette gamme de longueurs d'onde, le cristal photonique est vu comme un matériau *isotrope* dans le plan des couches  $(xoy)$ . Il se comporte de la même manière pour les deux directions de haute symétrie  $\Gamma M$  et  $\Gamma K$ .

Sur la figure 3.17 nous avons reporté les mesures obtenues dans la région non gravée (Fig. 3.14a) avec les mesures sur les CPs pour un angle d'incidence de  $75^\circ$ . Nous pouvons constater que le pic qui apparaît dans les spectres de  $\text{tg}\Psi$  pour les 4 échantillons de CPs est à des longueurs d'onde plus petites que le pic observé dans la région non gravée. Ce décalage vers des longueurs d'onde plus courtes correspond à un indice effectif plus faible.

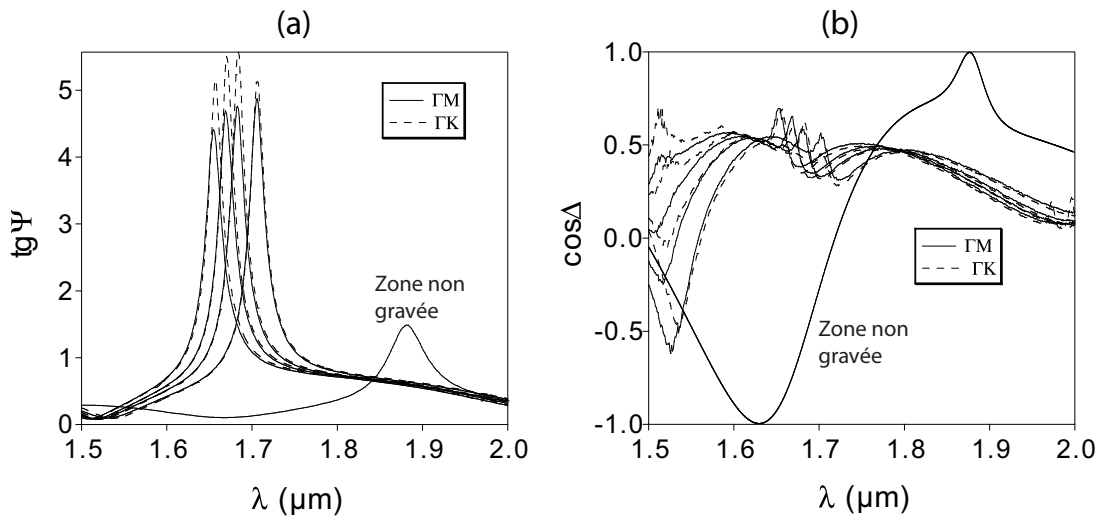
Dans la suite de cette étude sur les CPs utilisant les angles ellipsométriques  $\text{tg}\Psi$  et  $\cos \Delta$ , nous n'allons travailler pratiquement qu'avec les spectres de la  $\text{tg}\Psi$ , parce que théoriquement la  $\text{tg}\Psi$  varie entre 0 et  $+\infty$  et dans le cas d'un grand contraste d'indice (entre le silicium et la silice) le pic aux grandes longueurs d'onde est bien marqué sur la courbe de  $\text{tg}\Psi$ . On a plus de sensibilité à ajuster ces courbes par rapport à la courbe de  $\cos \Delta$  qui elle varie uniquement entre  $-1$  et  $+1$ .

Par ailleurs, nous avons également réalisé des mesures en spectrométrie FTIR en réflexion pour deux angles d'incidence  $\theta = 60^\circ$  et  $75^\circ$ . À partir des mesures en réflexion obtenus par s-



**Fig. 3.16** – Mesures ellipsométriques  $tg\Psi$  (a) et  $\cos\Delta$  (b) effectuées de 0.9 à 2  $\mu\text{m}$  sur 4 CPs gravés dans un même substrat pour  $\theta = 75^\circ$  et dans la direction  $\Gamma K$ .

[Ellipsometrics measurements  $tg\Psi$  (a) and  $\cos\Delta$  (b) between 0.9 to 2  $\mu\text{m}$  within the 4 CPs etched on the same substrate for  $\theta = 75^\circ$  and  $\Gamma K$  is lying in the incidence plane]



**Fig. 3.17** – Mesures ellipsométriques  $tg\Psi$  (a) et  $\cos\Delta$  (b) effectuées sur 4 CPs gravés dans un même substrat pour  $\theta = 75^\circ$  et dans les 2 directions de haut symétrie du cristal  $\Gamma M$  (traits plains) et  $\Gamma K$  (pointillés).

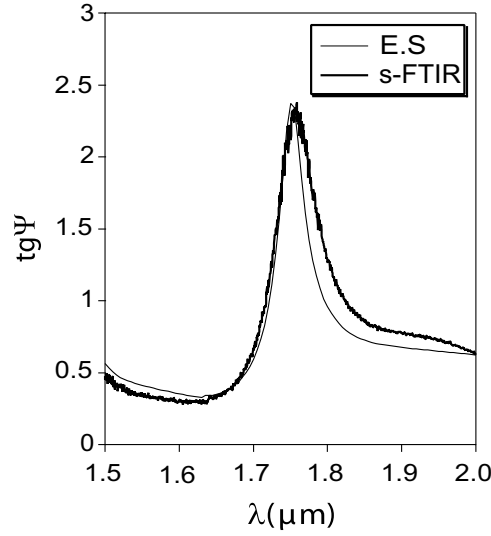
[Ellipsometrics measurements  $tg\Psi$  (a) and  $\cos\Delta$  (b) within the 4 CPs etched on the same substrate for  $\theta = 75^\circ$  and for the 2 high symmetry crystal  $\Gamma K$  (plain line) and  $\Gamma M$  (dotted line).]

FTIR, on peut déduire  $tg\Psi$  en faisant le rapport des intensités mesurées sur les deux polarisations comme c'est indiqué dans l'équation 3.4a ( $tg\Psi = \left| \frac{r_p}{r_s} \right|$ ).

Sur la figure 3.18, nous avons tracé les valeurs de  $tg\Psi$  déduites des mesures de s-FTIR en réflexion pour les deux polarisations ( $p$  et  $s$ ) et celles obtenues par ellipsométrie spectroscopique sur l'échantillon  $CP_3$  pour un plan d'incidence contenant la même direction de haute symétrie du cristal  $\Gamma M$  et pour le même angle d'incidence  $\theta = 60^\circ$ . On peut voir une bonne convergence entre les deux méthodes de mesure. Il faut noter que pour les mesures s-FTIR en réflexion, la normalisation des spectres de réflexion par une référence (voir Fig. 3.13) et la précision des me-



sures sont cruciales pour que le rapport  $\frac{|r_p|}{|r_s|}$  soit fiable et comparable aux mesures d'ellipsométrie spectroscopique.



**Fig. 3.18** – Mesures E.S (trait fin) et s-FTIR (trait large) aux grandes longueurs d'onde effectué sur le CP<sub>3</sub> pour  $\theta = 60^\circ$  et dans la direction  $\Gamma M$ .  
[*S.E measurements (thin line) and s-FTIR measurements (thick line) at large wavelength of CP<sub>3</sub> for  $\theta = 60^\circ$  and  $\Gamma M$  lying in the incidence plane.*]

### 3.4.2.2 L'approximation de l'indice effectif

Aux grandes longueurs d'ondes ( $\lambda \geq 3\Lambda$ ), là où on a vérifié que le matériau se comportait comme un matériau *isotrope* dans le plan *xy*. On peut décrire les CPs en utilisant l'approximation de l'indice effectif dans la limite quasi-statique. Nous avons donc supposé que les CPs se comportaient comme des matériaux *homogènes* décrits par des indices effectifs [178, 179, 180, 181, 182]. Les couches gravées du substrat SOI (le guide de silicium et la couche de silice protectrice) sont remplacées par des matériaux avec des indices effectifs fonctions du facteur de remplissage et des indices des matériaux (Air/Si ou Air/SiO<sub>2</sub>) :

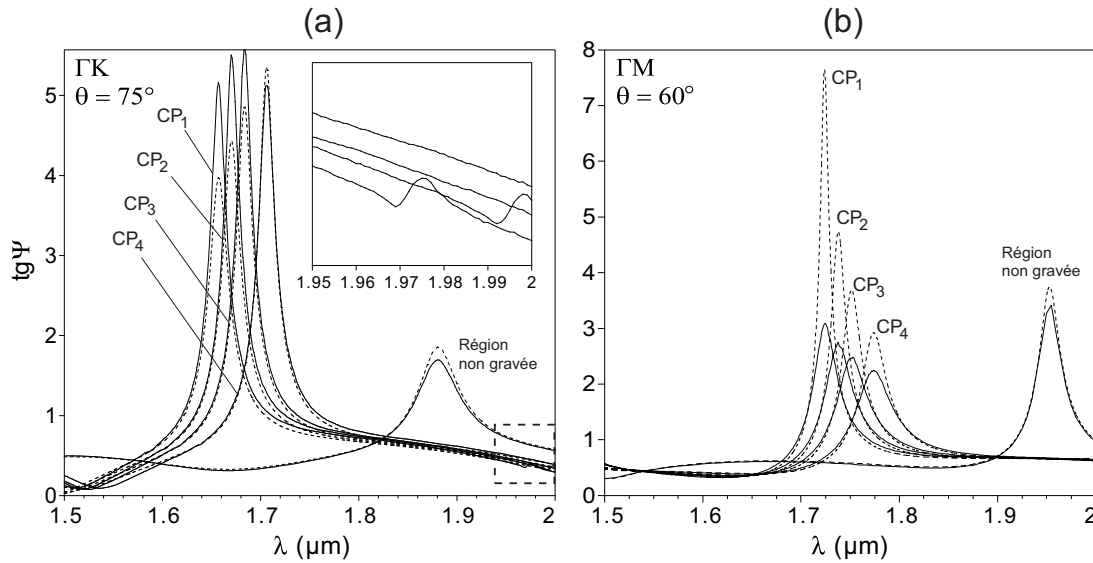
$$\epsilon_{eff_{Si},0} = \epsilon_{Si}(1 - f) + \epsilon_{Air}f \quad (3.24a)$$

$$\epsilon_{eff_{SiO_2},0} = \epsilon_{SiO_2}(1 - f) + \epsilon_{Air}f \quad (3.24b)$$

où  $(\epsilon_{Si})^{\frac{1}{2}} = N_{Si}$  et  $(\epsilon_{SiO_2})^{\frac{1}{2}} = N_{SiO_2}$  sont les indices (partie réelle et imaginaire) de la structure<sup>7</sup>, et  $f = \frac{2\pi}{\sqrt{3}}\left(\frac{r}{\Lambda}\right)^2$  le facteur de remplissage des trous en air. Cette approche est appelée l'approximation de l'indice effectif d'ordre zéro (EMT0, pour *Zero<sup>th</sup> Order Effective Medium Theory*)[183].

Sur la figure 3.19 nous avons représenté les résultats obtenus par ellipsométrie spectroscopique pour la  $tg\Psi$  sur les quatre CPs et ceux calculés avec des facteurs de remplissage  $f$  ajustés à partir de l'approximation EMT0 pour un angle d'incidence  $\theta = 75^\circ$  et dans la direction de haute symétrie  $\Gamma K$  (Fig. 3.19a) et pour un angle d'incidence  $\theta = 60^\circ$  dans la direction de haute symétrie  $\Gamma M$  (Fig. 3.19b). Le calcul a été effectué en utilisant la méthode de la matrice de transfert décrite précédemment dans le premier chapitre et les indices de la couche de silicium et de la couche

<sup>7</sup>Nous parlerons parfois de la *permittivité diélectrique*  $\epsilon$  à la place de l'indice  $n$ . C'est strictement équivalent puisque  $n = \sqrt{\epsilon}$



**Fig. 3.19** – Angle ellipsométrique  $tg\Psi$  (**Trait continu**) mesuré par ellipsométrie spectroscopique (E.S) sur les 4 CPs et dans la région non gravée pour  $\theta = 75^\circ$  dans la direction  $\Gamma K$  (**a**) et pour  $\theta = 60^\circ$  dans la direction  $\Gamma M$  (**b**); **Pointillés** : calculs avec un facteur de remplissage  $f$  ajusté dans l'approximation de l'indice effectif d'ordre zéro.

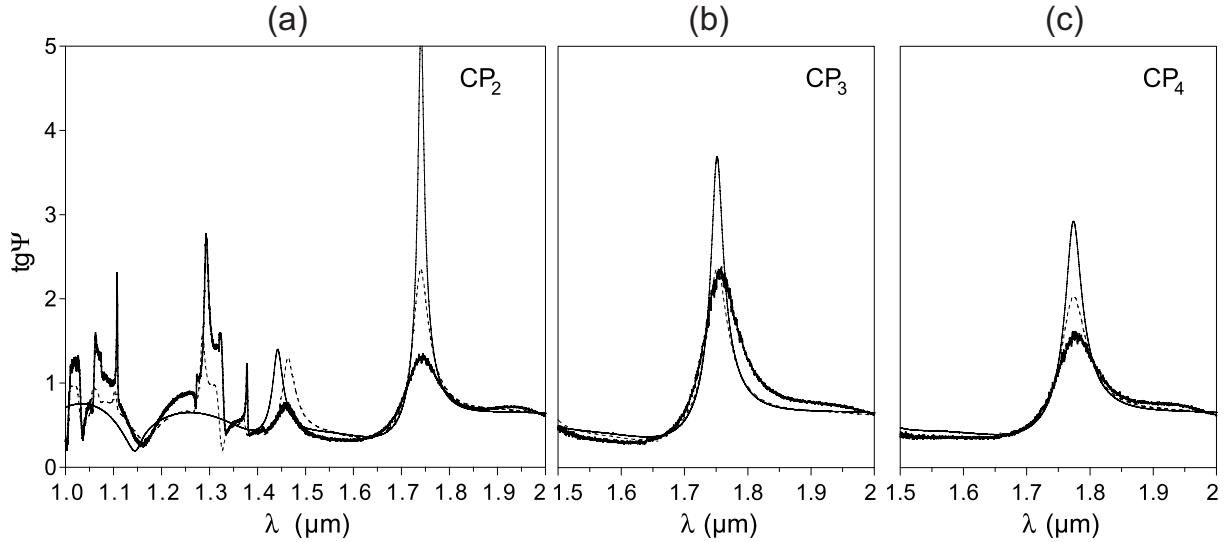
[*Ellipsometric angle  $tg\Psi$  measured by spectroscopic ellipsometry (S.E) within the 4 CPs and in the unetched region for  $\theta = 75^\circ$  and  $\Gamma K$  lying in the incidence plane (a) and for  $\theta = 60^\circ$  and  $\Gamma M$  lying in the incidence plane (b). Plain line : S.E measurements; Dotted line : calculations with optimized air-fill factors  $f$  by Zero<sup>th</sup> Order Effectif Medium Theory.*]

de silice gravées ont été remplacées à partir des équations 3.24 par des indices effectifs calculés où la dispersion des matériaux est prise en compte. Dans l'insertion de la figure 3.19a pour les longueurs d'ondes  $\lambda \simeq 4\Lambda$ , nous avons observé des pics de résonance, appelés "résonances de Fano"<sup>8</sup>, nous démontrons dans le chapitre suivant qu'ils sont associés à des phénomènes de diffraction et à l'excitation de modes guidés dans le cristal photonique.

Les valeurs du facteur de remplissage  $f$  ajusté en utilisant l'approximation de l'indice effectif d'ordre zéro sont reportées dans le tableau 3.2. On note un bon accord entre les valeurs nominales pour les facteurs de remplissages et celles obtenues à partir des résultats expérimentaux. On peut donc déduire que les CPs se comportent comme des matériaux *homogènes isotropes* dans le plan des couches aux grandes longueurs d'ondes ( $\lambda \geq 3\Lambda$ ). Le fait que les mesures à  $60^\circ$  et  $75^\circ$  d'angle d'incidence donnent des facteurs de remplissage un peu différents, peut s'expliquer par une éventuelle *anisotropie* à cause des contraintes mécaniques dans les couches. La variation de  $f$ , lorsque  $\theta$  varie de  $60^\circ$  à  $75^\circ$  étant de l'ordre de  $\simeq 1.5\%$ , nous n'avons pas tenu compte dans la suite des simulations, de cette anisotropie.

Sur la figure 3.20 nous avons comparé le spectre ellipsométrique  $tg\Psi$  déduit à partir des mesures s-FTIR en réflexion (trait large) et celui obtenu par des mesures d'ellipsométrie spectroscopique (pointillés) sur les échantillons CP<sub>2</sub>, CP<sub>3</sub> et CP<sub>4</sub> à  $60^\circ$  aux grandes longueurs d'onde avec celui calculé pour une couche Si homogène avec un indice effectif déterminé en utilisant les facteurs de remplissages ajustés (trait fin) à  $60^\circ$  qui sont donnés dans le tableau 3.2. Nous pouvons constater une bonne convergence entre les mesures s-FTIR et les mesures d'E.S d'une part, et d'autre part à des grandes longueurs d'onde les résultats expérimentaux sont en bon accord avec le modèle d'une couche avec un indice effectif. Pour les longueurs d'onde  $< 1.5 \mu\text{m}$  cette concordance entre les mesures et le calcul disparaît à cause des effets de diffraction propres

<sup>8</sup>Par analogie avec les premiers travaux réalisés dans [117] sur les plasmons de surface entre le couplage de niveaux discret d'énergie (modes photoniques) avec un continuum (modes radiatifs)



**Fig. 3.20** – Spectre ellipsométrique  $tg\Psi$  mesuré par E.S (pointillés) et celui obtenu par des mesures de réflexion par s-FTIR (trait large) aux grandes longueurs d’onde effectué sur  $CP_2$ ,  $CP_3$  et  $CP_4$  pour  $\theta = 60^\circ$  et dans la direction  $\Gamma K$ . Courbes théoriques (trait fin) pour des facteurs de remplissage ajustés sur les CPs donnés dans le tableau 3.2.

[*Ellipsometric angle  $tg\Psi$  measured by S.E (dotted line) and by reflection s-FTIR measurements (thick line) at large wavelength of  $CP_2$ ,  $CP_3$  and  $CP_4$  for  $\theta = 60^\circ$  and  $\Gamma K$  lying in the incidence plane. Calculated curves (thin line) with optimized air-fill factors indicated in table 3.2.*]

$CP_i$	$CP_1$	$CP_2$	$CP_3$	$CP_4$
$f$ nominal	0.434	0.324	0.307	0.296
$f$ ajusté avec EMT0 à $75^\circ$	0.38	0.357	0.332	0.297
$f$ ajusté avec EMT0 à $60^\circ$	0.388	0.363	0.338	0.299

**Tab. 3.2** – Valeurs nominales et ajustées du facteur de remplissage pour les 4 CPs avec l’approximation de l’indice effectif d’ordre zéro à  $75^\circ$  et à  $60^\circ$ .

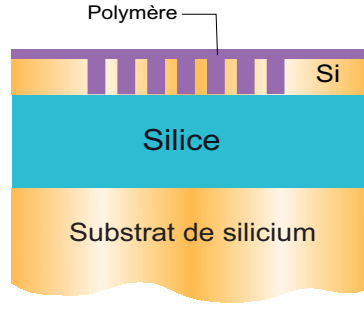
[*Nominal filling factor and adjusted ones of photonic crystals taking into account the Zero<sup>th</sup> Order Effectif Medium Theory at  $75^\circ$  and  $75^\circ$ .*]

au CP.

### 3.4.3 Applications possibles : trous remplis

Les méthodes de couplage optique par la surface aux grandes longueurs d’ondes utilisant l’approximation de l’indice effectif semblent bien adaptées à la caractérisation non destructive de cristaux photoniques planaires par l’observation d’une résonance aux grande longueur d’ondes dont la position est très sensible à l’indice effectif du matériau. Elles nous ont permis de déterminer avec une grande précision le facteur de remplissage en air des trous d’un cristal photonique. Elles doivent permettre de caractériser l’efficacité du remplissage des trous par tout autre matériau transparent.

En effet, si nous remplaçons les trous d’air par un matériau organique (*Polymère p. ex.*) comme c’est indiqué dans la figure 3.21. Connaissant l’indice du polymère, on peut facilement en utilisant l’approximation de l’indice effectif dans la limite quasi-statique (d’ordre zéro) décrite par les équations 3.24, ajuster le taux de remplissage en polymère ( $F_{poly}$ ).



**Fig. 3.21** – Coupe d'un CP gravé sur un substrat SOI rempli par un polymère.  
[ Schematic diagram of the photonic crystal made in SOI substrate filled of a polymer.]

3.24 devient :

$$\langle \epsilon \rangle_{effSi} = \epsilon_{Si}(1 - f) + \epsilon_{trou}f \quad (3.25)$$

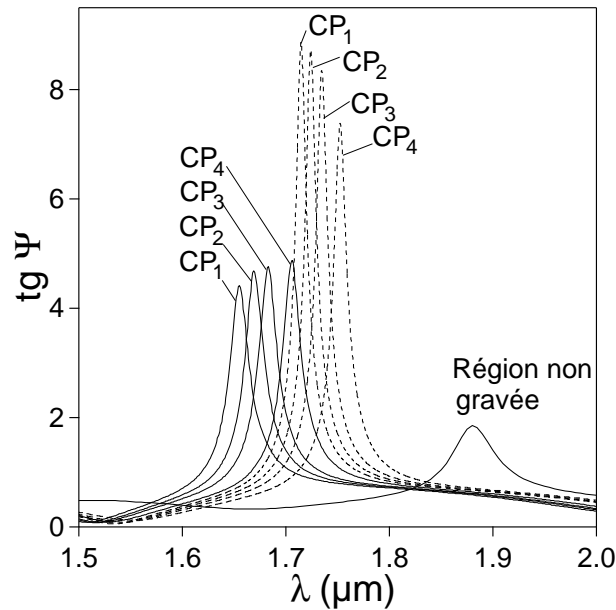
La mesure hors région gravée doit nous permettre de déterminer l'épaisseur  $e_{poly}$  et l'indice complexe  $\epsilon_{poly}$  de la couche polymère déposée. Dans la région gravée dont on connaît le facteur de remplissage des trous par l'air, on peut déduire un indice effectif du matériau dont les trous sont remplis par un polymère et donc en déduire la fraction  $F_{poly}$  du trou rempli de polymère.  $F_{poly}$  sera calculée comme suit :

$$\langle \epsilon \rangle_{trou} = \epsilon_{Air}(1 - F_{poly}) + \epsilon_{poly}F_{poly} \quad (3.26)$$

$$(3.27)$$

Sur la figure 3.22 est tracé le spectre de la  $tg\Psi$  mesurée par E.S sur les 4 CPs pour  $\theta = 75^\circ$  dans la direction  $\Gamma K$ , ainsi que dans la région non gravée (trait continu). En pointillés, nous avons tracé les spectres de  $tg\Psi$  calculés avec l'approximation de l'indice effectif d'ordre zéro (équations 3.25) en utilisant les facteurs de remplissage ajustés auparavant (Tab. 3.2), et en supposant que les trous d'air sont entièrement remplis ( $F = 1$ ) par un matériau polymère de constante diélectrique  $\epsilon_{poly} = 2.56$ . On peut remarquer un déplacement du pic vers les grandes longueurs d'onde qui s'approche du pic de la région non gravée (qu'on obtiendrait pour des trous remplis de silicium), du à l'augmentation de l'indice effectif des couches gravées.

Cette méthode est applicable aux grandes longueurs d'ondes : il faut toujours vérifier que dans la gamme des longueurs d'onde utilisée  $tg\Psi$  et  $\cos\Delta$  sont identiques quelle que soit la direction du plan d'incidence et que la structure à étudier (CP remplis par un polymère) se comporte comme un matériau *homogène* et *isotrope* dans le plan des couches.



**Fig. 3.22** – spectres ellipsométriques  $tg\Psi$  mesuré sur les 4 CPs et dans la région non gravée (trait continu) comparé au calcul (pointillés) avec l’approximation de l’indice effectif dans le cas où les trous sont remplis par un matériau polymère de constante diélectrique  $\epsilon = 2.56$ . L’angle d’incidence  $\theta$  est égale à  $75^\circ$  et l’onde est incidente dans la direction  $\Gamma K$ .

[*Ellipsometric angle  $tg\Psi$  measured within the 4 CPs and in the unetched region (plaine line) compared to calculation (dotted) assuming the effectif index approximation when the holes are filled with polymer with dielectric constant  $\epsilon = 2.56$ .  $\theta = 75^\circ$  and  $\Gamma K$  lying in the incidence plane*]

Dans cette partie nous avons développé une méthode de caractérisation non destructive des CPs aux grandes longueurs d’onde. En effet, nous avons étudié, par des techniques de couplage par la surface, des cristaux photoniques (CPs) gravés dans des substrats en SOI (silicium sur isolant) non standards, de même période mais présentant des facteurs de remplissage différents. Aux grandes longueurs d’onde (3 à 4 fois la période des CPs), nous avons observé que ces structures se comportaient comme des matériaux isotropes dans le plan des couches : l’ellipsométrie permet alors de leur affecter, avec une grande précision, un indice moyen, d’où il est possible de remonter au facteur de remplissage. Les résultats ainsi obtenus ont été confirmés par des mesures de spectrométrie FTIR. Nous avons obtenu, avec une grande précision, la même valeur de  $f$  en utilisant les résultats des 2 types de mesure. L’utilisation de techniques de couplage par la surface, précises et non destructives, permet l’exploration surfacique des zones gravées périodiquement et l’étalonnage des différents facteurs à optimiser lors du process de fabrication. Elles doivent nous permettre de caractériser l’efficacité du remplissage par un matériau organique des trous dans des structures photoniques. Nous allons voir dans la suite que c’est mêmes techniques vont nous permettre de tracer les courbes de dispersion des CPs.



# Tracé des courbes de dispersion de structures photoniques planaires par des méthodes diffractives

## 4.1 Objectifs et motivations des caractérisations en optique diffractive

La détermination expérimentale de la structure de bandes de cristaux photoniques (CPs) est très importante pour profiter de leurs avantages : de dispersion anormale, de faible vitesse de groupe, de la modification de l'émission en bord de bande interdite... [13, 184, 185, 7].

Nous avons vu, que la caractérisation des CPs en optique linéaire est très importante afin de déterminer les meilleures configurations pour observer des effets non linéaires efficaces. On peut trouver dans la littérature différentes méthodes expérimentales en configuration guidée qui ont été développées pour caractériser les propriétés optiques des CPs planaires. La plus utilisée d'entre elles, dans le cas d'un matériau actif est celle appelée méthode de la source interne [90, 86, 186, 85], elle consiste à utiliser des sources internes intégrées dans le guide du cristal photonique. Ces sources internes peuvent être des puits ou des boîtes quantiques excités par une radiation externe et émettant de la lumière dans le guide par la suite.

Dans le cas des matériaux optiquement non actifs, une méthode développée dans les références [187, 188], consiste à coupler la lumière issue d'une source externe, par un bord clivé dans un guide planaire et à collecter la lumière transmise émergente en mesurant la transmission en fonction de la longueur d'onde. On peut ainsi facilement délimiter les bandes interdites photoniques correspondant aux zones de transmission nulle. L'inconvénient de cette méthode réside dans le fait qu'avec ces mesures on ne peut avoir que la position des bandes interdites et pas toute la courbe de dispersion des CPs.

Par ailleurs, l'excitation d'un mode de Bloch par un mode guidé de la couche gravée n'est pas très efficace. Pour pallier à ces problèmes, des variantes de cette technique ont été développées : on peut citer l'utilisation de réseaux de couplage [149] (un cristal photonique 1D) ou de prismes pour injecter la lumière dans un guide et la collecter [189].

Toutes ces méthodes citées permettent d'étudier les propriétés des modes guidés des CPs. Ici, on a utilisé des techniques de couplage par la surface [190, 191] développées à l'origine pour l'étude des plasmons de surface. Leur principe a été expliqué dans le paragraphe §3.3.2.2 (voir figures 3.12 et 3.15). On peut trouver également des techniques semblables qui utilisent des prismes ou des demi-sphères pour coupler la lumière [192, 193].

Nous allons voir dans cette partie, que cette technique de couplage par la surface et d'observation en transmission et/ou réflexion permet de tracer expérimentalement le diagramme de bandes d'un cristal photonique 2D planaire. Ces courbes de dispersion seront comparées aux courbes théoriques [194, 195, 196] .

## 4.2 Tracé des courbes de dispersion des structures CP

### 4.2.1 Description des échantillons et des techniques utilisées

Nous avons étudié les mêmes structures de CPs présentées dans le chapitre précédent (voir Fig. 3.3). Ce sont 4 CPs 2D de  $1 \times 1 \text{ mm}^2$  de surface. Ils ont été fabriqués dans le même substrat de SOI constitué de 300 nm de Si sur  $2 \text{ }\mu\text{m}$  de  $\text{SiO}_2$  et d'une couche protectrice de 100 nm de silice. Avec des mesures d'ellipsométrie spectroscopique dans la région non gravée, nous avons pu déterminer avec précision les épaisseurs et la dispersion des indices des différentes couches constituant le substrat SOI utilisé pour réaliser les CPs.

Ces CPs sont constitués de réseaux triangulaires de trous d'air ( $\text{CP}_i, i = 1, \dots, 4$ ), tous de même période ( $\Lambda = 0.5 \text{ }\mu\text{m}$ ) mais présentant différents facteurs de remplissage  $f$ . Ce facteur de remplissage a été déterminé aux grandes longueurs d'onde pour chaque structure à partir de mesures d'ellipsométrie spectroscopique et spectrométrie FTIR, en supposant le cristal homogène et isotrope dans le plan des couches [197].

Pour tracer les courbes de dispersion de ces CPs, nous avons utilisé, principalement le montage de spectrométrie FTIR (s-FTIR) en transmission et en réflexion présenté dans le chapitre précédent (voir §3.3.2.2).

### 4.2.2 Résultats des mesures en s-FTIR

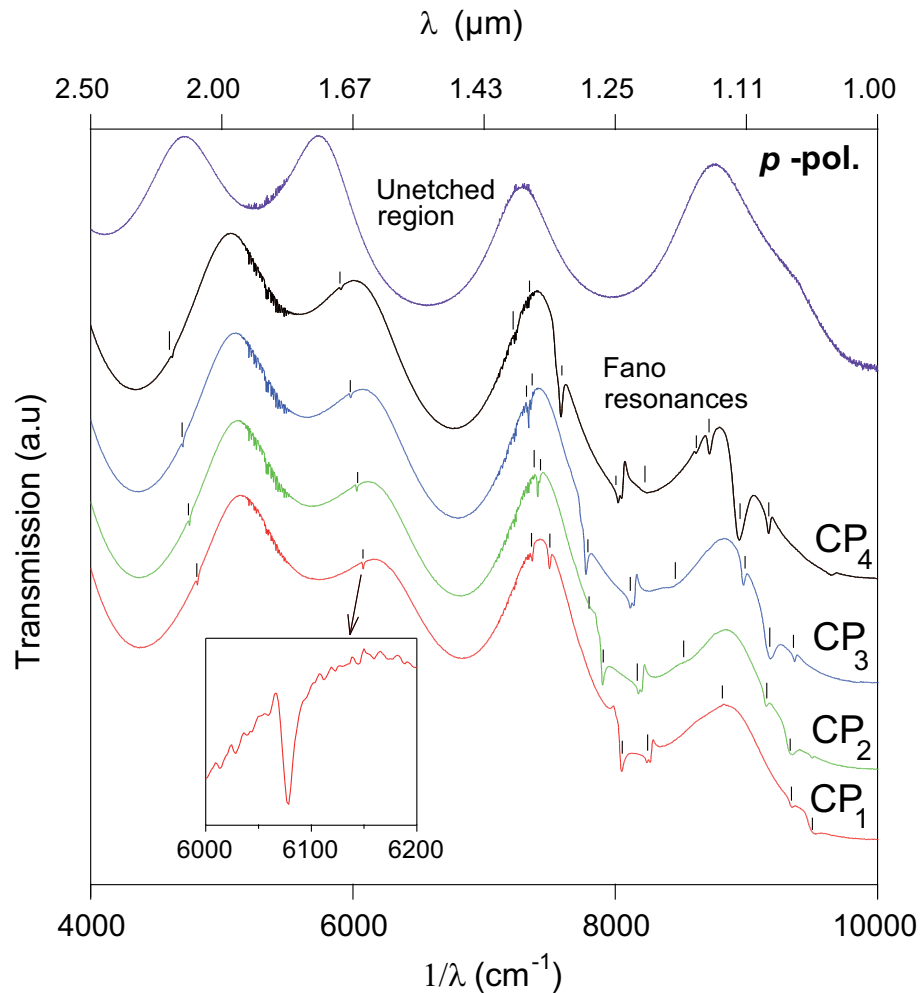
Nous avons réalisé des spectres de transmission et de réflexion en utilisant la s-FTIR dans les 4 échantillons ( $\text{CP}_i, i = 1, \dots, 4$ ), pour différents angles d'incidences  $\theta$ , pour les deux polarisations ( $p$  et  $s$ ) et pour les deux directions de haute symétrie ( $\Gamma\text{M}$  et  $\Gamma\text{K}$ ) (Fig. 3.12 et 3.11).

Les figures 4.1 et 4.2 montrent les spectres de transmission obtenus sur les 4 CPs et dans la région non-gravée, pour un angle d'incidence  $\theta = 30^\circ$ ,  $1/\lambda$  entre 4000 et  $10000 \text{ cm}^{-1}$  ( $2.5\text{-}1 \text{ }\mu\text{m}$ ). Le plan d'incidence contient la direction de haute symétrie  $\Gamma\text{K}$ . La lumière incidente est polarisée  $p$  (Fig. 4.1) ou  $s$  (Fig. 4.2). À cause de l'absorption du silicium dans le substrat du SOI, les mesures de transmission sont limitées à des longueurs d'ondes supérieures à  $1 \text{ }\mu\text{m}$  ( $10000 \text{ cm}^{-1}$ ). Les spectres ont été déplacés verticalement pour faciliter la lecture. En abscisse est représenté le nombre d'ondes  $1/\lambda$  en  $\text{cm}^{-1}$  de la radiation incidente. Ces spectres présentent un fond continu qui oscille avec une grande période. Ce sont les franges d'interférences associées aux réflexions aux interfaces air/Si et Si/ $\text{SiO}_2$ . Sur ces figures, on peut voir aussi l'apparition de pics, appelés *résonances de Fano* (indiqués par des barres verticales<sup>1</sup>). Ces pics sont dus au couplage entre l'onde incidente et des modes résonnants du cristal photonique [198, 199, 200, 201], a priori, mode à fuites du CP. Ce couplage se traduit par une variation rapide de l'intensité de l'onde transmise. Le déplacement en longueur d'onde de ces pics de Fano d'un cristal photonique à l'autre est liée au facteur de remplissage des échantillons ( $\text{CP}_1 \dots \text{CP}_4$ ). L'encadré de la figure 4.1 représente une de ces résonances tracée pour la structure  $\text{CP}_1$  entre  $6000$  et  $6200 \text{ cm}^{-1}$  ( $1.667\text{-}1.613 \text{ }\mu\text{m}$ ).

Les résultats obtenus en réflexion FTIR sont globalement similaires. Sur la figure 4.3 nous avons représenté les spectres de réflexion obtenus sur les 4 CPs et dans la région non-gravée, pour un angle d'incidence  $\theta = 60^\circ$ ,  $1/\lambda$  entre  $6500$  et  $10500 \text{ cm}^{-1}$  ( $1.53\text{-}1.05 \text{ }\mu\text{m}$ ). Le plan

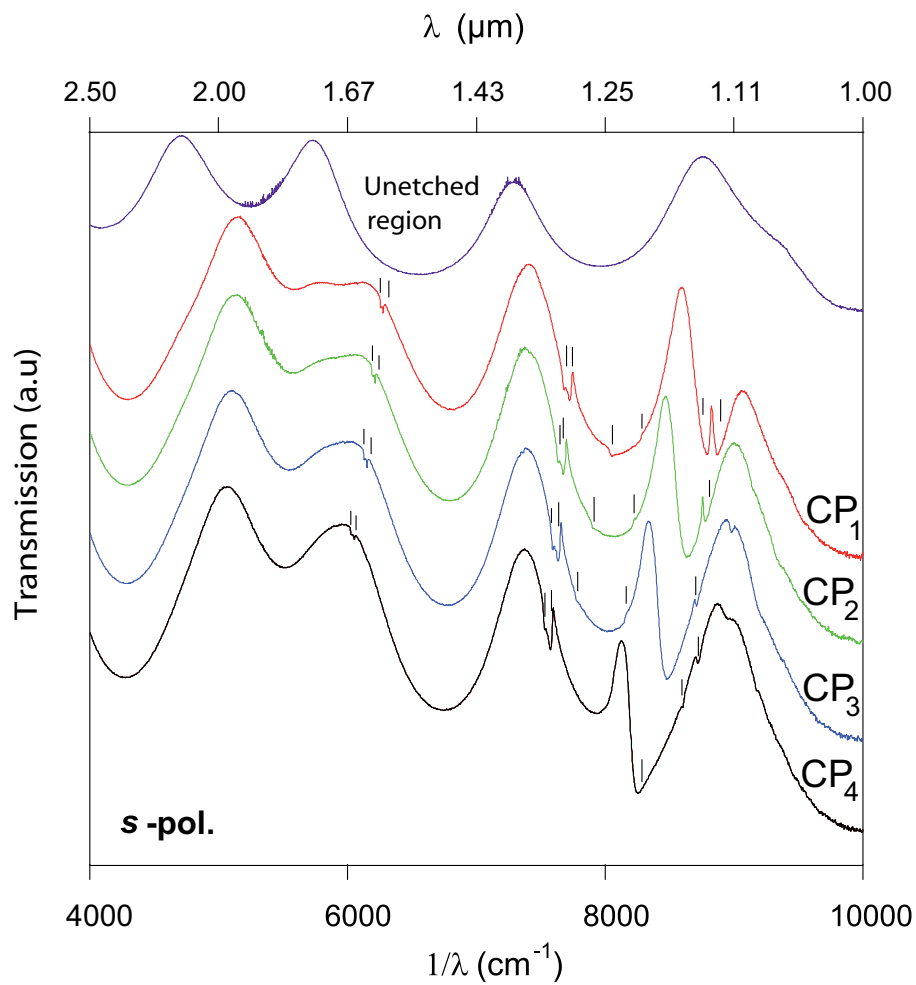
<sup>1</sup>Toutes les résonances de Fano n'ont pas été indiquées, à cause de leurs tailles très petites par rapport à l'échelle de la figure



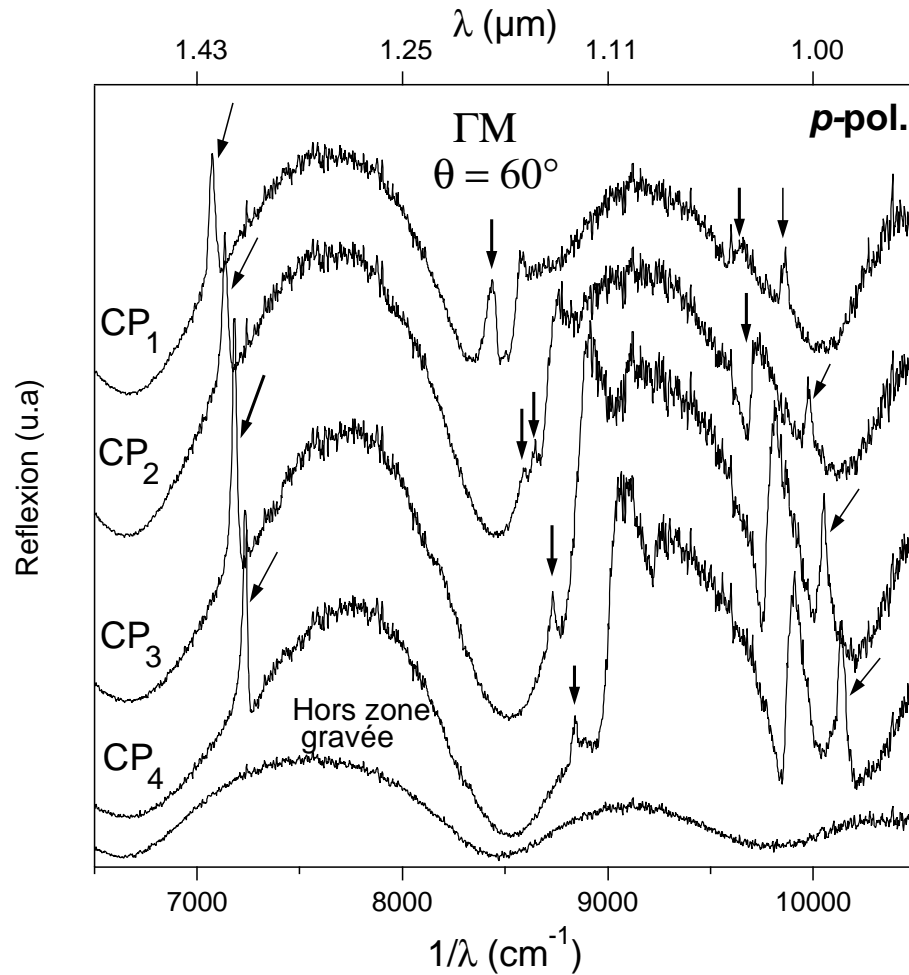


**Fig. 4.1** – Spectres de transmission des 4 CPs en polarisation  $p$  pour  $\theta = 30^\circ$ . Le plan d'incidence contient la direction  $\Gamma K$ . Les barres indiquent les **résonances de Fano**. Les courbes sont décalées verticalement pour plus de clarté. L'encadré montre le détail d'une **résonance de Fano**.

[Transmission spectra of the 4 samples in the  $p$  polarisation for  $\theta = 30^\circ$ .  $\Gamma K$  lies in the incidence plane, for  $p$  polarization. Bars indicate the **Fano resonances**. Curves are vertically shifted for clarity. Inset indicate details of **Fano resonance**.]



**Fig. 4.2** – Spectres de transmission des 4 CPs en polarisation  $p$  pour  $\theta = 30^\circ$ . Le plan d'incidence contient la direction  $\Gamma K$ . Les barres indiquent les **résonances de Fano**. Les courbes sont décalées verticalement pour plus de clarté.  
 [Transmission spectra of the 4 samples in the  $p$  polarisation for  $\theta = 30^\circ$ .  $\Gamma K$  lies in the incidence plane. Bars indicate the **Fano resonances**. Curves are vertically shifted for clarity.]



**Fig. 4.3** – Spectres de réflexion des 4 CPs et dans la région non-gravée pour  $\theta = 60^\circ$ , le plan d'incidence contient la direction  $\Gamma\text{M}$  et pour la polarisation  $p$ . Les flèches indiquent les **résonances de Fano** et les courbes sont décalées verticalement pour plus de clarté.

[Reflection spectra of the 4 samples and for the unetched region for  $\theta = 30^\circ$ ,  $\Gamma\text{K}$  lying in the incidence plane, for  $s$  polarization. Bars indicate the Fano resonances. Curves are vertically shifted for clarity.]

d'incidence contient la direction de haute symétrie  $\Gamma M$ . La lumière incidente est polarisée  $p$ . Les courbes ont été déplacées verticalement pour plus de clarté. Les résonances de Fano sont indiquées par des flèches. On peut remarquer que ces spectres présentent plus de bruit de fond que ceux mesurés par transmission malgré les normalisations. Cela est dû au montage de s-FTIR en réflexion qui est réalisé à l'extérieur de l'appareil FTIR. Par conséquent, l'onde réfléchie et le détecteur sont d'avantage perturbés par l'atmosphère de la pièce. Par contre, on peut voir qu'on a pu s'affranchir du problème de l'absorption du silicium pour les longueurs d'ondes inférieures à  $1 \mu\text{m}$ .

### 4.2.3 Tracé des courbes de dispersion

En utilisant la spectrométrie FTIR, nous avons mesuré des spectres de transmission et de réflexion<sup>2</sup> pour différents angles d'incidence sur les 4 échantillons de cristaux photoniques. Les mesures ont été effectuées pour les deux polarisations  $p$  et  $s$  et pour les deux directions de haute symétrie du cristal  $\Gamma M$  et  $\Gamma K$ .

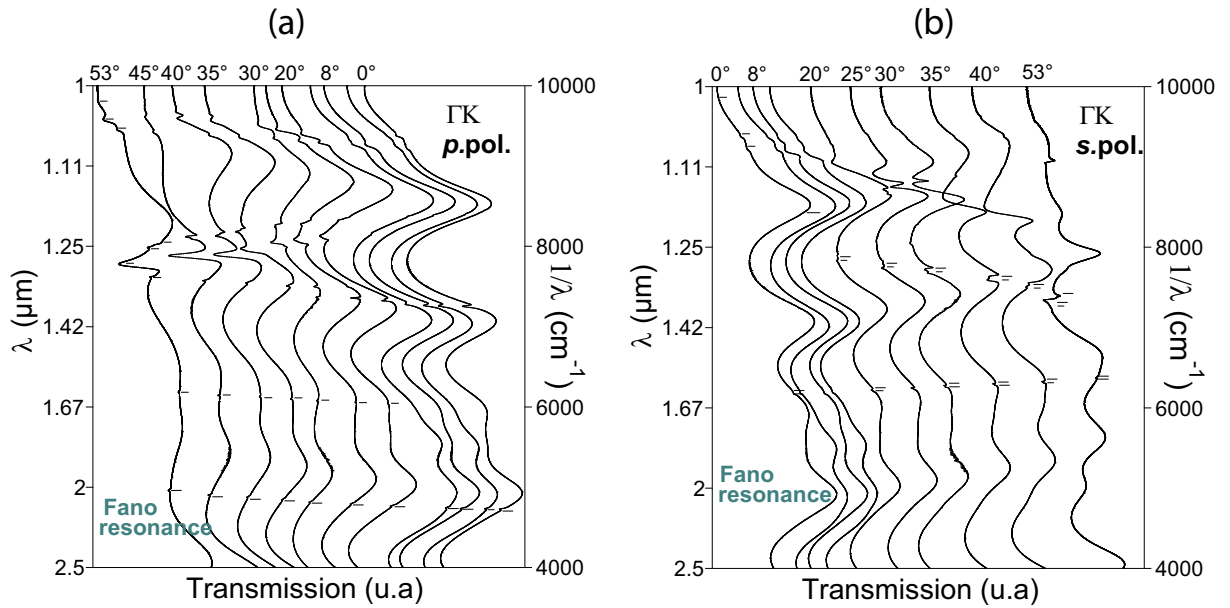
Les figures 4.4, 4.5 montrent respectivement, les spectres de transmission obtenus pour l'échantillon  $CP_1$  pour différents angles d'incidence  $\theta$  et différentes orientations du CP. Le plan d'incidence contient les directions de haute symétrie  $\Gamma M$  ou  $\Gamma K$  du cristal photonique. La lumière incidente est polarisée  $p$  (figure 4.4a, 4.5a) ou  $s$  (figure 4.4b, 4.5b). Les mesures sont effectuées en faisant varier l'angle d'incidence  $\theta = 0^\circ, 4^\circ, 8^\circ, 12^\circ, 15^\circ, 20^\circ, 25^\circ, 30^\circ, 35^\circ, 40^\circ, 45^\circ, 53^\circ$  et  $60^\circ$ . Les spectres sont décalés pour faciliter la lecture. Il faut noter, qu'on ne représente pas tous les spectres obtenus vu leur nombre très important<sup>3</sup>. Sur les spectres représentés sur les figures 4.4 à 4.8, on observe clairement la variation spectrale de la résonance de Fano quand l'angle d'incidence  $\theta$  varie de  $0^\circ$  (incidence normale) à  $60^\circ$ . La position de ces résonances permet de déterminer les courbes de dispersion  $\omega(\mathbf{k})$ . Les figures (4.9a) et (4.9b) représentent les courbes de dispersion pour l'échantillon  $CP_1$  le long des directions de symétrie  $\Gamma M$  et  $\Gamma K$  du cristal. Ces courbes ont été obtenues à partir des courbes de transmission résolues angulairement (figures 4.4 et 4.5) en reportant la position en fréquence des résonances de Fano ( $\omega = \frac{1}{\lambda}[\text{cm}^{-1}]$ ) en fonction de la longueur de la projection du vecteur d'onde dans le plan du film de l'échantillon ( $\mathbf{k} = |\mathbf{k}_0| \cdot \sin \theta$ ). Les lignes en pointillé représentent les lignes de lumière dans la silice.

Pour les autres échantillons CPs les résultats sont similaires. À cause de la difficulté des mesures en réflexion, nous avons reporté sur la même courbe la position en fréquence de la résonance de Fano obtenue par les deux mesures en transmission et en réflexion qui donnent des valeurs assez différentes. Cette différence est due à l'incertitude sur l'estimation de l'énergie de la résonance due, d'une part, à la forme et à la largeur des pics de Fano, et d'autre part, l'incertitude sur l'angle d'incidence  $\theta$  lors du passage du montage de transmission au montage de réflexion.

Sur la figure 4.11 nous avons présenté les courbes de dispersion des structures  $CP_2$ ,  $CP_3$  et  $CP_4$  obtenues expérimentalement à partir des mesures s-FITR en transmission et en réflexion dans les deux directions de haute symétrie  $\Gamma M$  et  $\Gamma K$  et pour les deux polarisations  $p$  (cercles pleins) et  $s$  (cercles vides) de l'onde incidente (Fig. 4.6, 4.7 et 4.8). On observe sur ces diagrammes que la position relative en fréquence des courbes varie d'un cristal photonique à l'autre. Les courbes se déplacent vers le rouge (les basses fréquences) quand le facteur de remplissage en air augmente.

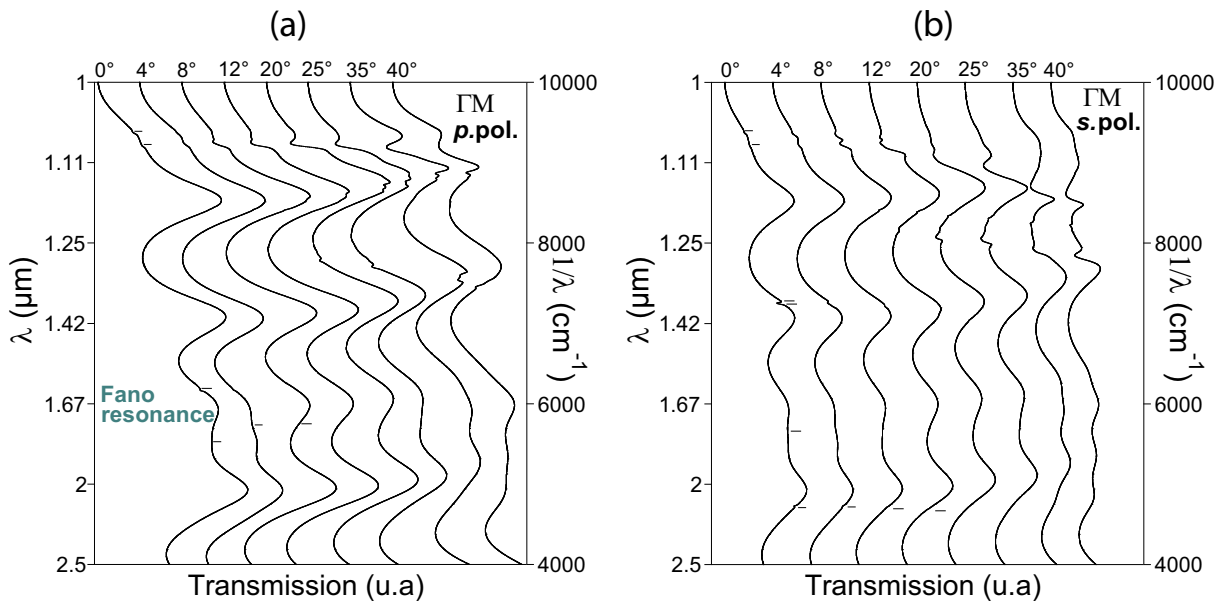
<sup>2</sup>Les mesures de transmission et de réflexion spéculaire ainsi que celles de l'ellipsométrie spectroscopique ont été restreintes à l'ordre zéro

<sup>3</sup>Pour chaque CP, on effectue des mesures pour chaque angle  $\theta$ , pour les deux polarisations ( $p$  et  $s$ ), pour les deux directions de haute symétrie du cristal ( $\Gamma M$  et  $\Gamma K$ ) et pour les mesures en transmission et en réflexion



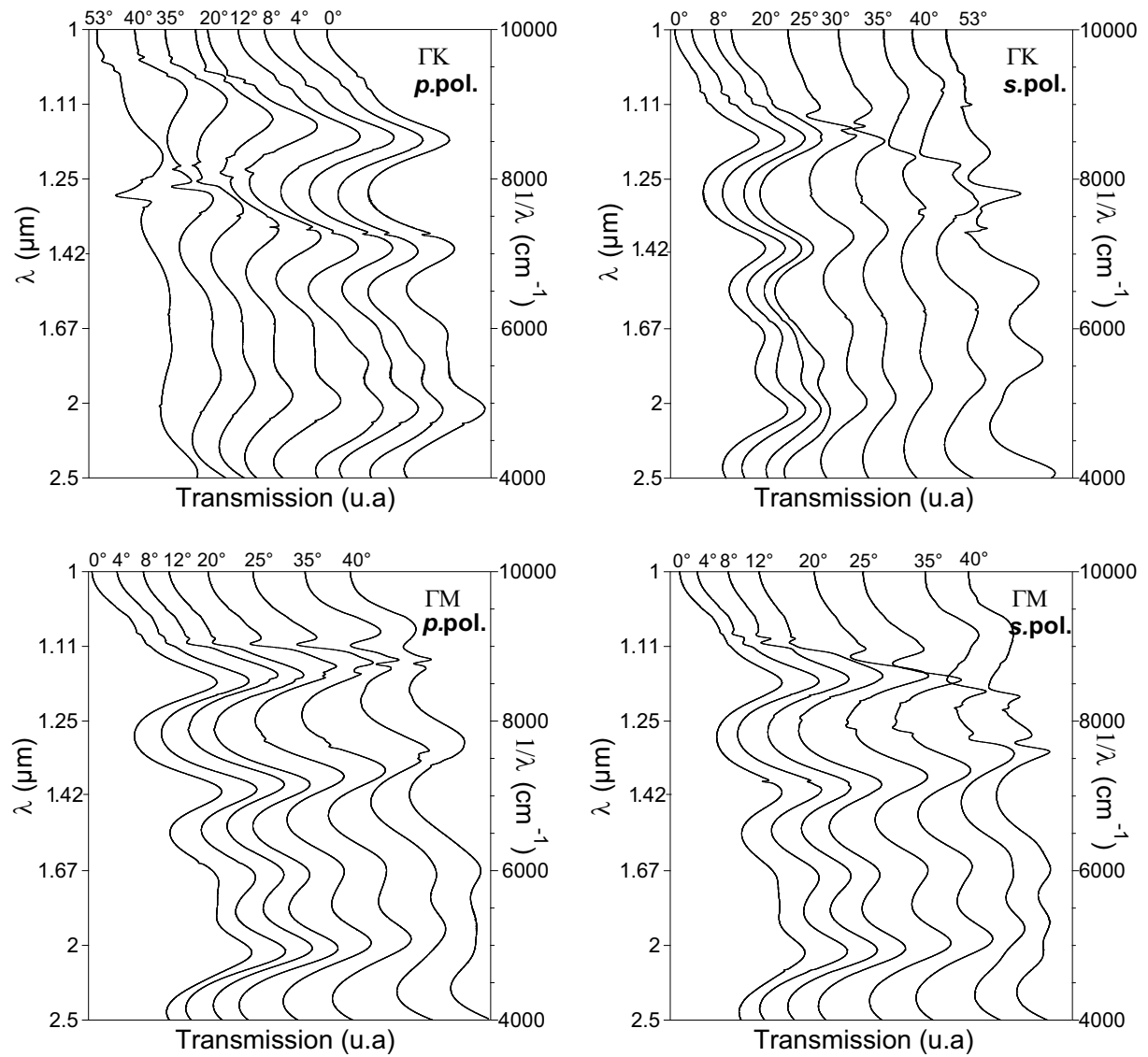
**Fig. 4.4** – Spectres de transmission du CP<sub>1</sub> pour différents angles d’incidence  $\theta$ , le plan d’incidence contient la direction  $\Gamma K$ . **(a)** l’onde incidente est polarisée  $p$ . **(b)** l’onde incidente est polarisée  $s$ . Les courbes sont décalées pour faciliter la lecture.

[Transmission spectra for CP<sub>1</sub> at different incidence angles  $\theta$ . **(a)** :  $p$  polarisation; **(b)** :  $s$  polarisation.  $\Gamma K$  lies in the incidence plane. Curves are shifted vertically for clarity.]



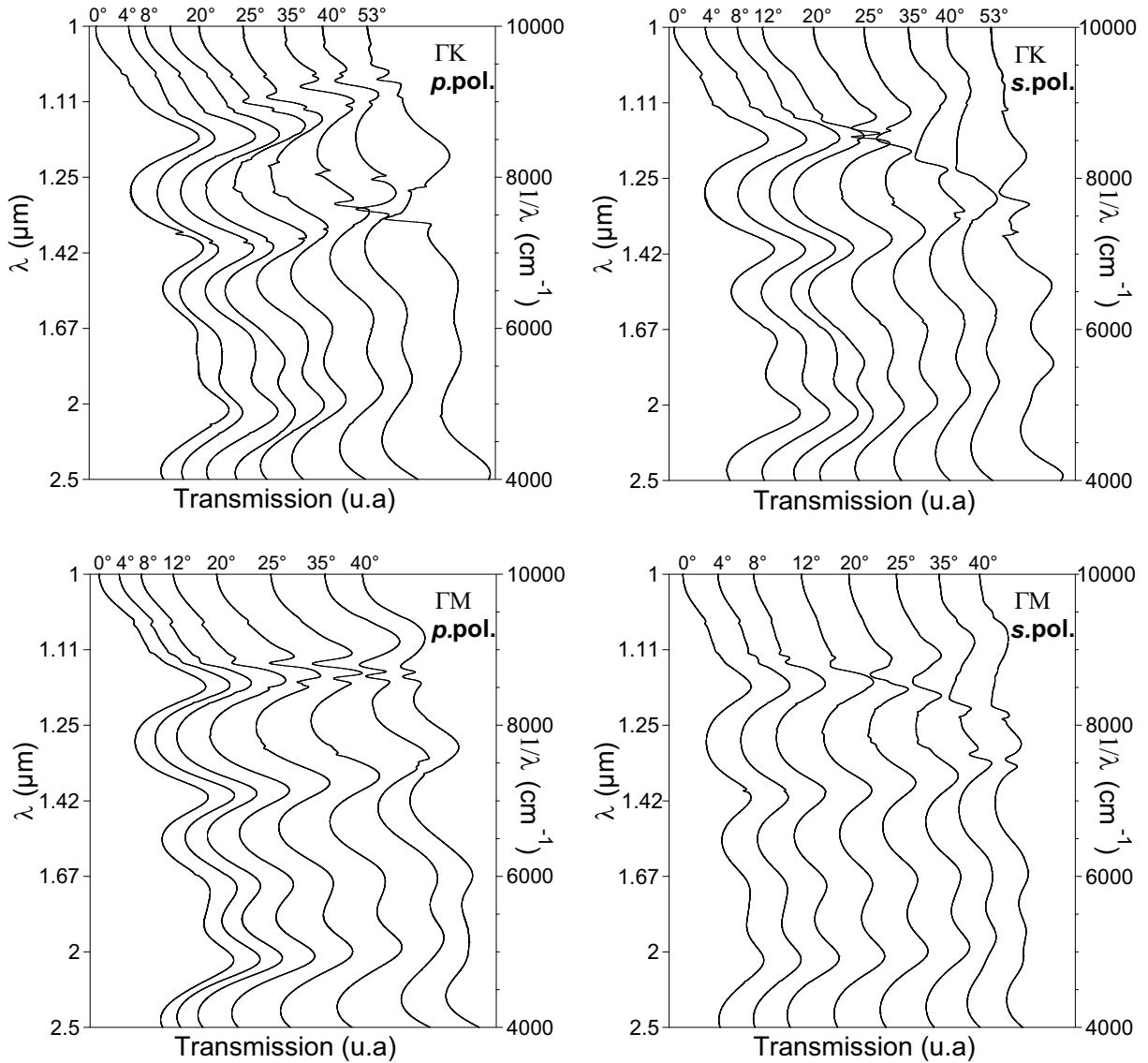
**Fig. 4.5** – Spectres de transmission du CP<sub>1</sub> pour différents angles d’incidence  $\theta$ , le plan d’incidence contient la direction  $\Gamma M$ . **(a)** l’onde incidente est polarisée  $p$ . **(b)** l’onde incidente est polarisée  $s$ . Les courbes sont décalées pour faciliter la lecture.

[Transmission spectra for CP<sub>1</sub> at different incidence angles  $\theta$ . **(a)** :  $p$  polarisation; **(b)** :  $s$  polarisation.  $\Gamma M$  lies in the incidence plane. Curves are shifted vertically for clarity.]



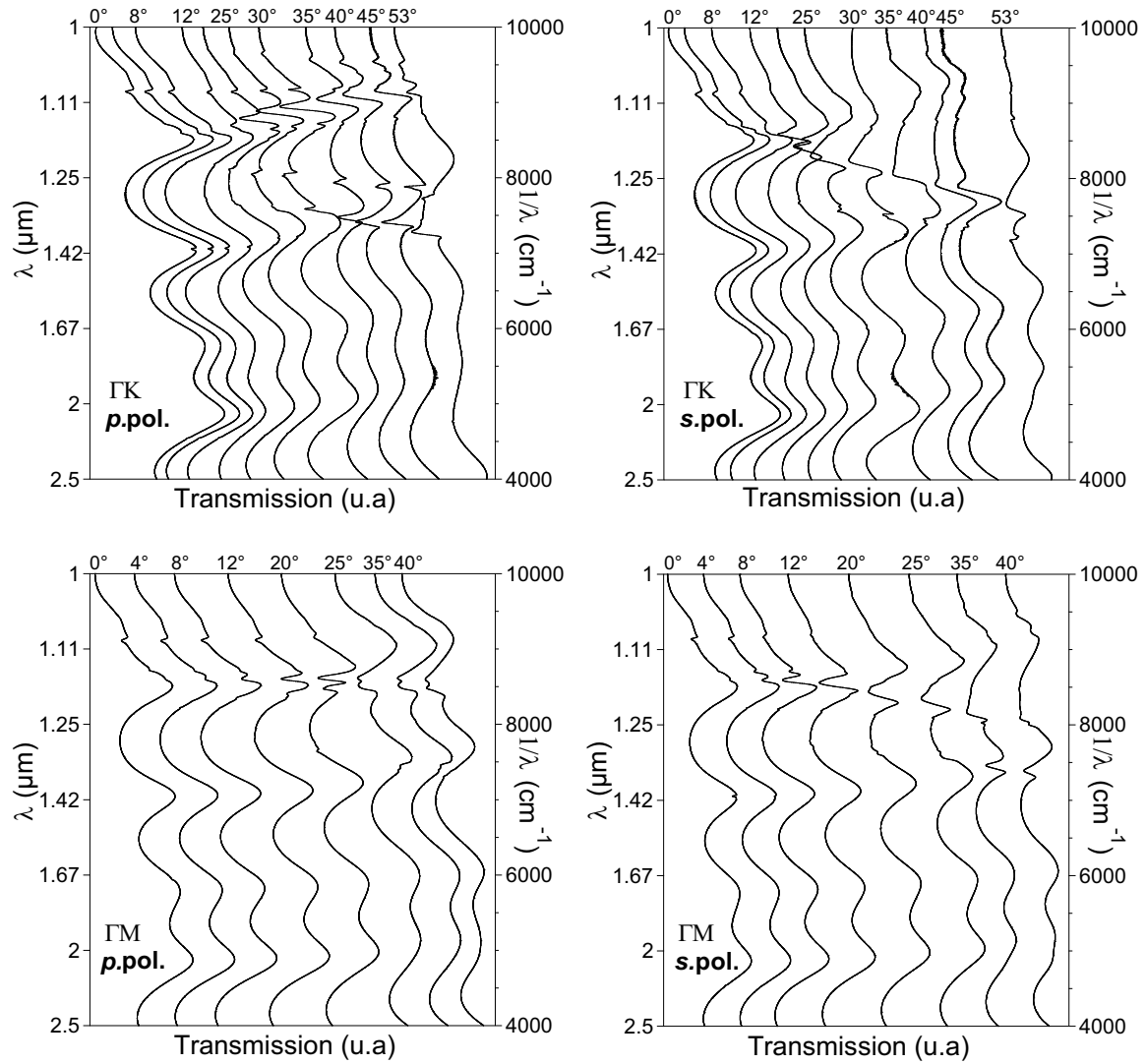
**Fig. 4.6** – Spectres de transmission du CP<sub>2</sub> en polarisation *p* et *s* pour différents angles d'incidence  $\theta$ , dans les deux directions de haute symétrie du cristal ( $\Gamma M$ ,  $\Gamma K$ ). Les courbes sont décalées pour faciliter la lecture.

[Transmission spectra for CP<sub>2</sub> for polarisation *p* and *s* at different incidence angles  $\theta$  for both high symmetry directions ( $\Gamma M$ ,  $\Gamma K$ ). Curves are shifted vertically for clarity.]



**Fig. 4.7** – Spectres de transmission du CP<sub>3</sub> en polarisation *p* et *s* pour différents angles d'incidence  $\theta$ , dans les deux directions de haute symétrie du cristal ( $\Gamma M$ ,  $\Gamma K$ ). Les courbes sont décalées pour faciliter la lecture.

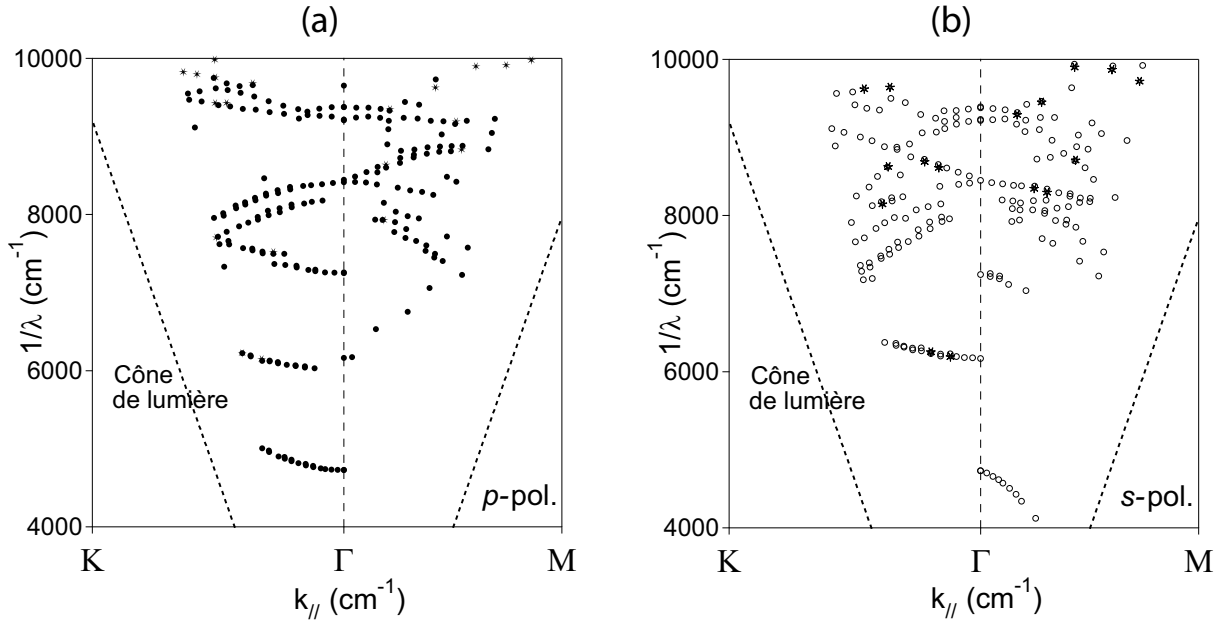
[Transmission spectra for CP<sub>3</sub> for polarisation *p* and *s* at different incidence angles  $\theta$  for both high symmetry directions ( $\Gamma M$ ,  $\Gamma K$ ). Curves are shifted vertically for clarity.]



**Fig. 4.8** – Spectres de transmission du CP<sub>4</sub> en polarisation *p* et *s* pour différents angles d'incidence  $\theta$ , dans les deux directions de haute symétrie du cristal ( $\Gamma M$ ,  $\Gamma K$ ). Les courbes sont décalées pour faciliter la lecture.

[Transmission spectra for CP<sub>4</sub> for polarisation *p* and *s* at different incidence angles  $\theta$  for both high symmetry directions ( $\Gamma M$ ,  $\Gamma K$ ). Curves are shifted vertically for clarity.]





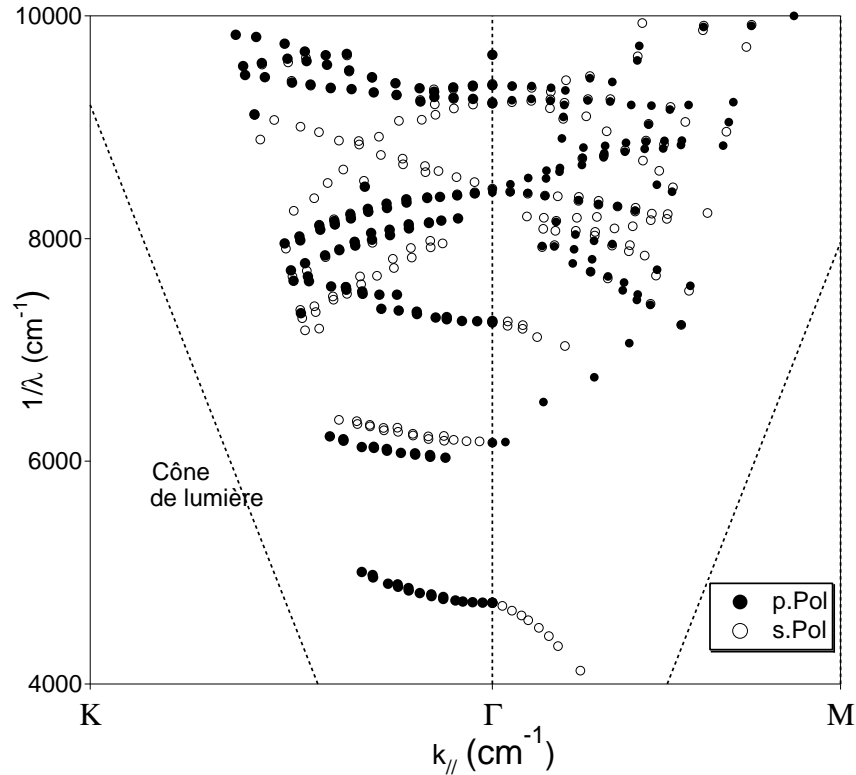
**Fig. 4.9** – Diagrammes de dispersion des modes résonnants du  $CP_1$  pour une fréquence  $4000 < \frac{1}{\lambda} < 10000 \text{ cm}^{-1}$  déterminés à partir des spectres expérimentaux de transmission (ronds) et de réflexion (étoiles) pour différents angles d'incidence  $\theta$ . (a) : l'onde incidente est polarisée  $p$ ; (b) : l'onde incidente est polarisée  $s$ .

[Photonic band structure for  $CP_1$  from transmission (circles) and reflection (stars) measurements for frequencies between  $4000 < \frac{1}{\lambda} < 10000 \text{ cm}^{-1}$ . (a) :  $p$  polarization; (b) :  $s$  polarization]

#### 4.2.4 Caractéristiques du couplage

Nous avons vu, que lorsque les conditions de conservation de l'énergie (fréquence) et de conservation des moments (composante planaire du vecteur d'onde) sont vérifiées, le faisceau incident se couple avec un mode résonnant du CP et un pic caractéristique de ce couplage apparaît dans les spectres de transmission et de réflexion appelé **pic de Fano** (voir l'encadré de la figure 4.1). L'investigation de ses caractéristiques (sa largeur et sa profondeur) permet d'avoir plus d'information sur l'efficacité de ce couplage. La variation de la profondeur et de la largeur de l'absorption  $A$  où,  $A(\omega) = 1 - R(\omega) - T(\omega)$  nous renseigne sur l'efficacité du couplage et les pertes du mode résonnant. Par ailleurs, au voisinage du point  $\Gamma$  quand l'angle d'incidence  $\theta = 0^\circ$ , si le mode n'est pas dégénéré, on n'observe pas de couplage entre le mode résonnant du CP et une onde extérieure. Notons également, que la forme du pic de Fano dépend de l'épaisseur du guide de silicium, il peut avoir une forme très compliquée dans le cas où le guide est fortement multimode [202].

La figure 4.12 montre les spectres de réflexion, de transmission et d'absorption autour de la résonance de Fano situé autour de  $7200 < 1/\lambda < 7900 \text{ cm}^{-1}$ . Les spectres de transmission et de réflexion (notés :  $T$  et  $R$  respectivement dans la figure 4.12) ont été mesurés sur l'échantillon  $CP_1$  dans la direction  $\Gamma K$ , pour  $\theta = 60^\circ$  et pour la polarisation  $p$ . Le spectre d'absorption  $A$  a été déduit à partir des mesures de réflexion et de transmission selon la loi de conservation d'énergie  $A(\omega) = 1 - R(\omega) - T(\omega)$ . Il faut mentionner que ces spectres d'absorption sont très difficile à obtenir, ils nécessitent une très bonne normalisation des spectres expérimentaux. Théoriquement, on doit avoir une courbe plate qui tend vers zéro (absorption nulle) dans toute la gamme spectrale sauf pour les fréquences de résonance de Fano où on s'attend à des courbes lorentziennes éventuellement convoluées en l'absence de diffusion. Dans notre cas, les montages



**Fig. 4.10** – Diagramme de dispersion complet du  $CP_1$  obtenus expérimentalement pour les deux polarisations  $p$  (cercles pleins) et  $s$  (cercles vides), et pour les deux directions de haute symétrie  $\Gamma M$  et  $\Gamma K$  entre  $4000 < \frac{1}{\lambda} < 10000 \text{ cm}^{-1}$ .

[Photonic band structure for  $CP_1$  in the  $\Gamma M$  and  $\Gamma K$  directions from transmission and reflection measurements for  $p$  (full circles) and  $s$  (empty circles) polarizations for frequency between  $4000 < \frac{1}{\lambda} < 10000 \text{ cm}^{-1}$ .]

de transmission et de réflexion n'étant pas les mêmes, le passage d'un montage à un autre induit des incertitudes sur la mesure de l'angle d'incidence  $\theta$ . Le fait de ne pas utiliser le même détecteur rend difficile la caractérisation de toutes les résonances de Fano. Nous avons normalisé les spectres  $R$  et  $T$  au voisinage des résonances par comparaison aux courbes théoriques obtenues pour des couches homogène de mêmes épaisseurs avec un indice effectif.

La caractérisation de ces résonances de Fano par détermination de la largeur d'amplitude à mi-hauteur de l'absorption, permet d'étudier l'efficacité du couplage le long d'une courbe de dispersion obtenue par variation de l'angle d'incidence  $\theta$ . Une information très importante si on veut exploiter cette courbe pour des effets non linéaires [203, 204, 205, 206]. Cela peut être intéressant pour étudier l'efficacité du couplage d'un mode ayant une vitesse de groupe très faible où les CPs deviennent d'excellent résonateurs permettant d'atteindre de grandes densités de modes (au point  $\Gamma$  des structures de bandes, par exemple) [207, 208, 209].

### 4.3 Analyse des résultats

#### 4.3.1 Tracé des courbes de dispersion théoriques et ajustement des facteurs de remplissage

Nous avons comparé les courbes de dispersion obtenues expérimentalement avec notre technique de couplage par la surface à un calcul 3D. Pour cela, nous avons utilisé la méthode des ondes planes développée dans [210]. Le calcul a été effectué en utilisant le facteur de remplissage déterminé au *chapitre 3*, à partir des mesures ellipsométriques aux grandes longueurs d'onde

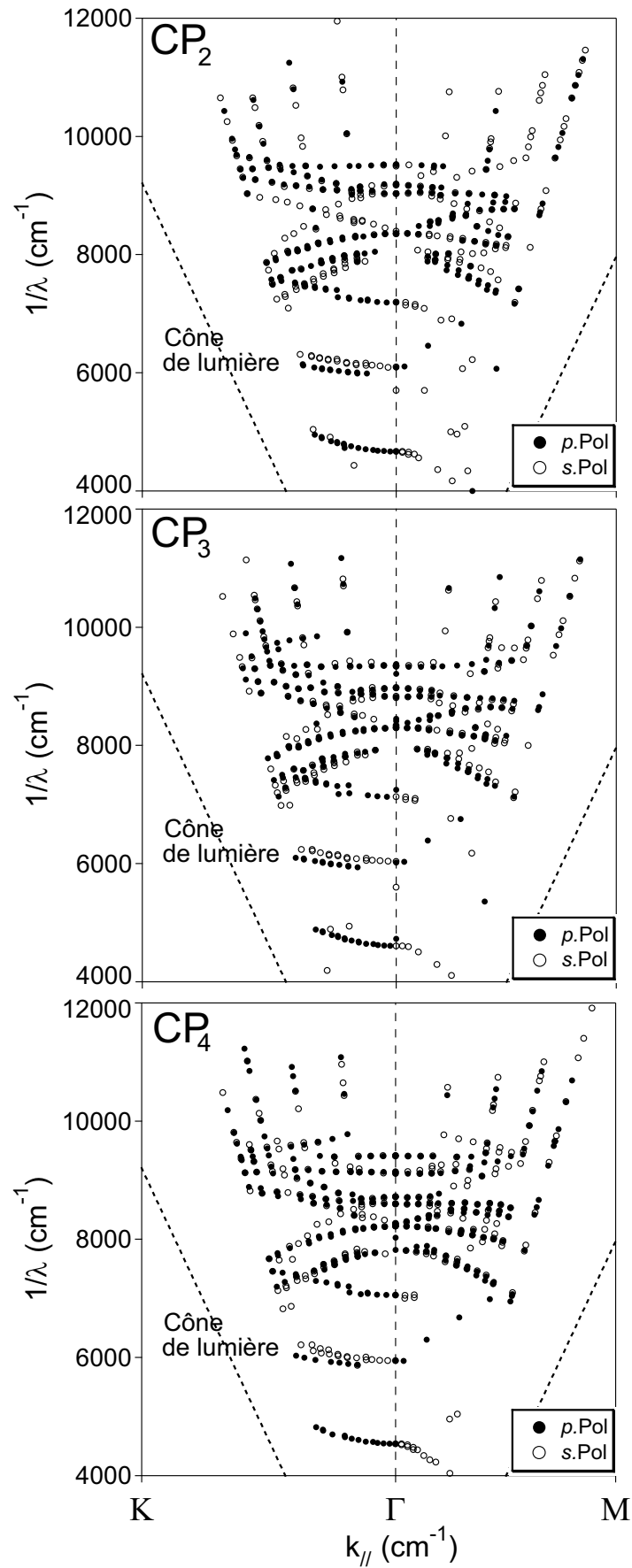
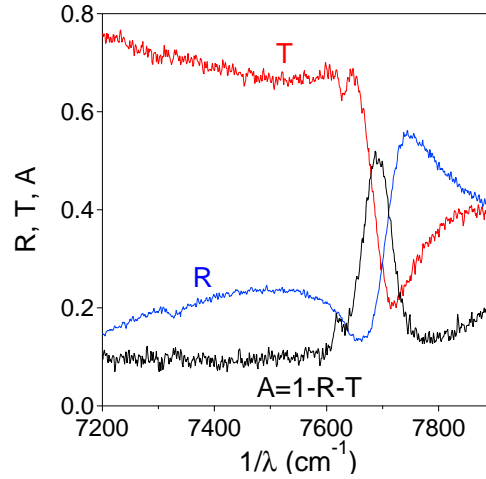


Fig. 4.11 – Diagrammes de dispersion du  $CP_2$ ,  $CP_3$  et  $CP_4$  obtenus expérimentalement pour les deux polarisations  $p$  et  $s$ .  
 [Photonic band structure for  $CP_2$ ,  $CP_3$  and  $CP_4$ .]

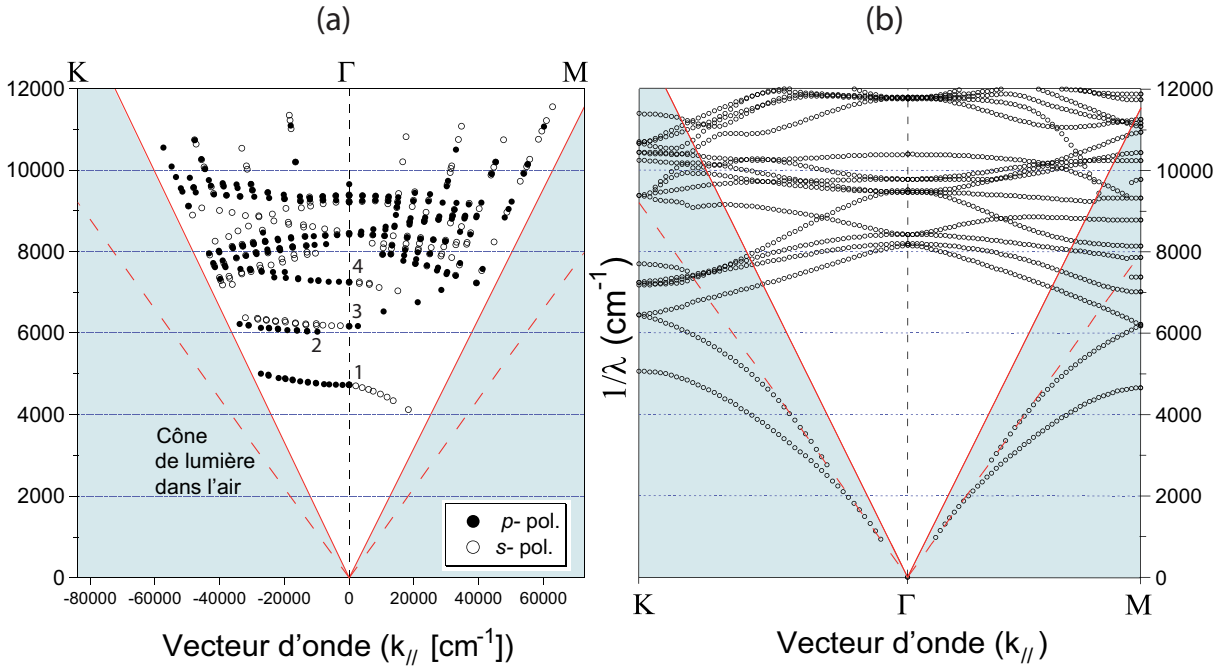


**Fig. 4.12** – Spectres de transmission ( $T$ ) de réflexion ( $R$ ) et d'absorption ( $A$ ) autour de la résonance de Fano pour  $CP_1$  représentent la largeur et l'amplitude de la résonance. Ces spectres ont été mesurés pour  $\theta = 60^\circ$  dans la direction de symétrie  $\Gamma K$ . L'onde incidente est polarisée  $p$ .  
 [Transmission ( $T$ ), reflection ( $R$ ) and absorption ( $A$ ) spectra for  $CP_1$  in the  $\Gamma K$  direction  $p$  polarization and for  $\theta = 60^\circ$ . Spectras measurements represents width and amplitude of resonances.]

(Tab. 3.2). La méthode : "Guided Mode Expansion" (GME) utilisée dans ce calcul est une méthode approximative qui utilise les indices effectifs du guide non gravé et permet de déterminer les courbes de dispersion au dessus et en dessous du cône de lumière. Les courbes sous le cône de lumière obtenus avec la "GME" ont été comparées à celle obtenues par calcul en ondes planes du MIT (MIT Photonic Bands). Les résultats sont en bon accord.

Les deux courbes expérimentales (a) et théorique (b) de la figure 4.13 ne sont pas tracées sur le même graphique pour permettre au lecteur de distinguer le calcul et les mesures. Le calcul prend en compte toutes les informations relatives à chaque couche du CP en SOI tels que les indices de réfraction, l'épaisseur de la couche de silice enterrée, l'épaisseur de la couche du guide de silicium. 109 ondes planes ont été utilisées pour assurer la convergence des calculs. La dispersion des indices du silicium et de la silice n'est pas prise en compte. Les indices ont été prise autour de  $\lambda = 1.55 \mu\text{m}$ . Dans le calcul, l'épaisseur du guide de silicium  $h$  (300 nm) et le rayon des trous  $r$  de chaque CP sont pris en unités réduites. Ils sont normalisés par la période  $\Lambda$  du CP qui a été prise égale à 500 nm. Le facteur de remplissage en air, défini par  $f = \frac{2\pi}{\sqrt{3}} \left(\frac{r}{\Lambda}\right)^2$ , est de 0.38 dans l'exemple de la figure 4.13b. Ce facteur de remplissage est déduit de l'ajustement de l'angle ellipsométrique  $\text{tg}\Psi$  aux grandes longueurs d'onde en supposant que le cristal photonique se comporte comme un matériau homogène isotrope dans le plan des couches. La couche gravée est remplacée via l'approximation du milieu effectif à l'ordre zéro, par un matériau d'indice effectif fonction du facteur de remplissage et des indices des deux matériaux (silicium et air) [175].

La modélisation du CP nous a permis de calculer la dispersion des modes photoniques en dessous et au dessus du cône de lumière, notamment à des fréquences inaccessibles expérimentalement. Les modes résonnants du  $CP_1$  reportés sur la figure 4.13a entre  $10000 \text{ cm}^{-1}$  et  $12000 \text{ cm}^{-1}$  sont obtenus uniquement à partir des mesures s-FTIR en réflexion, ils sont inaccessibles dans les spectres de s-FTIR de transmission à cause de l'absorption du silicium pour des longueurs d'onde inférieur au  $\mu\text{m}$  ( $10000 \text{ cm}^{-1}$ ). La comparaison entre l'expérience et les modélisations révèle l'existence des bandes de dispersion qui ne sont pas prévues par la théorie. Ces bandes sont étiquetées de 1 à 4 et sont situées en dessous de  $\approx 7500 \text{ cm}^{-1}$ . Une étude explicative sur cette différence sera donnée dans le paragraphe suivant. Entre  $7500 \text{ cm}^{-1}$  et  $10000 \text{ cm}^{-1}$  les courbes expérimentales et théoriques sont en assez bon accord. Cependant, un petit décalage existe qui peut être expliqué par l'incertitude sur l'estimation de l'énergie de résonance due à



**Fig. 4.13** – (a) Diagrammes de dispersion des modes résonnants du  $CP_1$  le long des directions de haute symétrie  $\Gamma M$  et  $\Gamma K$  obtenus expérimentalement à partir des mesures s-FTIR en réflexion et en transmission. La plus part des modes résonnants obtenus en réflexion sont au dessus de  $10000\text{ cm}^{-1}$ . L'onde incidente est polarisée  $p$  (cercles pleins) ou  $s$  (cercles vides). (b) Diagrammes de dispersion théoriques obtenus avec un facteur de remplissage ajusté par ellipsométrie spectroscopique aux grandes longueurs d'ondes pour le  $CP_1$ . Les lignes en pointillé et en trait continu représentent respectivement les lignes de lumière de l'air et de la silice enterrée.

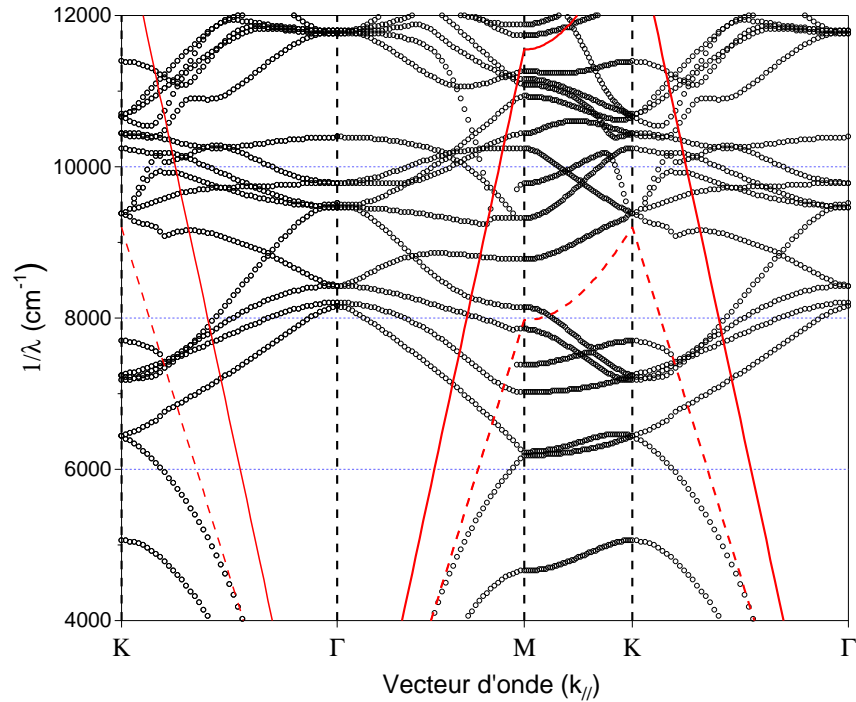
[(a) Experimental band structure for resonant modes of  $CP_1$  for the high symmetry directions of the crystal  $\Gamma M$  and  $\Gamma K$  achieved by reflexion and transmission s-FTIR measurements. The reflexion measurements are above  $10000\text{ cm}^{-1}$ . Both polarizations are shown, empty circles : s polarization, full circles p polarization (b) Theoretical band structure for an adjusted filling factor obtained by spectroscopic ellipsometry at large wavelength for  $CP_1$ . Dotted line and plain line represents the light line in void and in silica respectively.]

la largeur des pics de Fano ainsi que par l'incertitude expérimentale sur la détermination des valeurs de l'angle  $\theta$  et de l'angle  $\phi$  qui détermine l'orientation du cristal.

Sur la figure 4.14 nous avons tracé les courbes de dispersion théorique entre  $4000\text{ cm}^{-1}$  et  $12000\text{ cm}^{-1}$ , obtenus avec un facteur de remplissage ajusté aux grandes longueurs d'ondes pour la structure  $CP_1$  identique au courbes de la figure 4.13b. Cette fois on a reporté sur le même graphe les courbes de dispersion dans les directions  $K\Gamma M K\Gamma$  afin de bien distinguer les courbes en dessous et au dessus du cône de lumière et de pouvoir suivre lors du passage aux points de symétries. Nous verrons dans la suite l'importance de ce genre de courbes pour la compréhension des résultats expérimentaux. Nous avons tracé en pointillé les lignes de lumière dans l'air et en trait continu les lignes de lumière dans la silice.

### 4.3.2 Analyse théorique des observations effectuées par les techniques de couplage par la surface

Dans la technique du couplage par la surface, il est essentiel que la solution prenne en compte les champs externes. Considérons une onde plane interagissant avec la structure (ou



**Fig. 4.14** – Diagrammes de dispersion théorique tracés entre  $4000 \text{ cm}^{-1}$  et  $12000 \text{ cm}^{-1}$ , obtenus avec un facteur de remplissage ajusté aux grandes longueurs d'ondes pour la structure  $\text{CP}_1$ . Les diagrammes de dispersion sont tracés dans les directions  $\Gamma\text{MK}\Gamma\text{M}$  pour bien distinguer les courbes en dessous et au dessus du cône de lumière. En pointillé les lignes de lumière de l'air et en trait continu les lignes de lumière de la silice.  
*[Theoretical band structure plotted between  $4000 \text{ cm}^{-1}$  and  $12000 \text{ cm}^{-1}$  achieved by an adjusted filling factor obtained by spectroscopic ellipsometry at large wavelength. The band structure are plotted in the  $\Gamma\text{MK}\Gamma\text{M}$  directions for clarity between the curves above and below the light line. Dotted line and plain line represents the light line in void and in silica respectively.]*

avec l'interface), avec un angle d'incidence  $\theta$ , une fréquence  $\omega$  et un vecteur d'onde  $\mathbf{k}_0$  (de module  $|\mathbf{k}_0| = 2\pi/\lambda$ ). On note  $zOi$  le plan d'incidence avec  $\mathbf{z}$  et  $\mathbf{i}$  les vecteurs unitaires et  $\mathbf{k}$  la composante de  $\mathbf{k}_0$  dans le plan  $\mathbf{k} = |\mathbf{k}_0| \sin \theta \mathbf{i}$ . L'onde incidente détermine l'énergie et la composante tangentielle des champs excités. Les matériaux ( $h$ ) au dessus et en dessous de la structure sont homogènes. Les ondes diffractées, réfléchies ou transmises ont la forme [211] :

$$\mathbf{t}_{\omega\theta}(\mathbf{r}, z) = \exp(i\mathbf{k}\mathbf{r}) \sum_{m=-M}^{m=+M} t_m \cdot \exp i(\mathbf{G}_m \mathbf{r} \pm \gamma_m^h z) \quad (4.1)$$

avec

$$(\mathbf{k} + \mathbf{G}_m)^2 + \gamma_m^{h2} = \left(\frac{\omega}{c}\right)^2 \epsilon^h \quad (4.2)$$

et

$$\mathbf{G}_m = m_1 \mathbf{b}_1 + m_2 \mathbf{b}_2 \quad (4.3)$$

où  $\mathbf{a}_1$  et  $\mathbf{a}_2$  sont les vecteurs réels du réseau triangulaire réel du cristal photonique.  $\mathbf{b}_1$  et  $\mathbf{b}_2$  sont les vecteurs unitaires du réseau réciproque vérifiant  $\mathbf{a}_i \cdot \mathbf{b}_j = 2\pi \delta_{ij}$  où  $\delta_{ij}$  est le symbole

de Kroenecker.  $m_i$  est un entier variant entre  $-M_i$  et  $+M_i$  de telle sorte que  $M = M_1.M_2$ . Rappelons que les mesures ont été effectuées pour l'ordre zéro de diffraction :  $\mathbf{t}_0$  et  $\mathbf{r}_0$ . Dans le cristal photonique, les ondes excitées peuvent s'exprimer sous forme de série de Fourier et les composantes tangentielles des champs  $\mathbf{E}$  et  $\mathbf{H}$  prennent la forme :

$$\mathbf{A}_{\omega\theta}(\mathbf{r}, z) = \exp(i\mathbf{k}\mathbf{r}) \sum_{m=-M}^{m=+M} \mathcal{A}_m(z) \cdot \exp i(\mathbf{G}_m\mathbf{r}) \quad (4.4)$$

La détermination de l'amplitude des ondes diffractées  $\mathcal{A}_m(z)$  dans les matériaux périodiques (CPs) se déduit des conditions aux limites aux interfaces du CP. Elle peut être obtenue par l'utilisation de la méthode RCWA développée par plusieurs groupes [212, 65, 66, 76]. On peut alors écrire :

$$\mathbf{A}_{\omega\theta}(\mathbf{r}, z) = \exp(i\mathbf{k}\mathbf{r}) \sum_{m=-M}^{m=+M} C_{mm} \mathbf{a}_{\omega\theta}^n \exp i(\mathbf{G}_m\mathbf{r} + \gamma_{\omega\theta}^n z) \quad (4.5)$$

Le calcul des champs diffractés se ramène à celui des valeurs propres  $\gamma_{\omega\theta}^n$  et des vecteurs propres  $\mathbf{a}_{\omega\theta}^n$  associés de l'opérateur décrivant l'équation d'onde. En utilisant des algorithmes de RCWA [50], on détermine  $\mathbf{t}_m$ ,  $\mathbf{r}_m$  et  $\mathcal{A}_m(z)$  et en particulier à l'ordre zéro  $\mathbf{t}_0$  et  $\mathbf{r}_0$  qui sont des quantités que nous mesurons expérimentalement. Pour des valeurs spécifiques de  $(\omega, \theta)$  il existe des valeurs réelles de  $\gamma_{\omega\theta}^n$  et l'onde associée peut se propager dans la structure avec une amplitude notable, ce qui se traduit par des pics de résonance de Fano sur les spectres de  $(\mathbf{t}_0$  et  $\mathbf{r}_0)$ . Ce sont ces pics qui permettent la détermination des courbes de dispersion  $(\omega, \mathbf{k})$  qui sont identiques aux courbes des modes de Bloch [12]. Cependant, pour un champ incident excitant un mode de Bloch d'un cristal photonique, l'efficacité du couplage entre l'onde incidente et l'onde résonante dépend de plusieurs paramètres, entre autre, la symétrie des champs ( $\mathbf{E}$  et  $\mathbf{H}$ ) dans la structure [48].

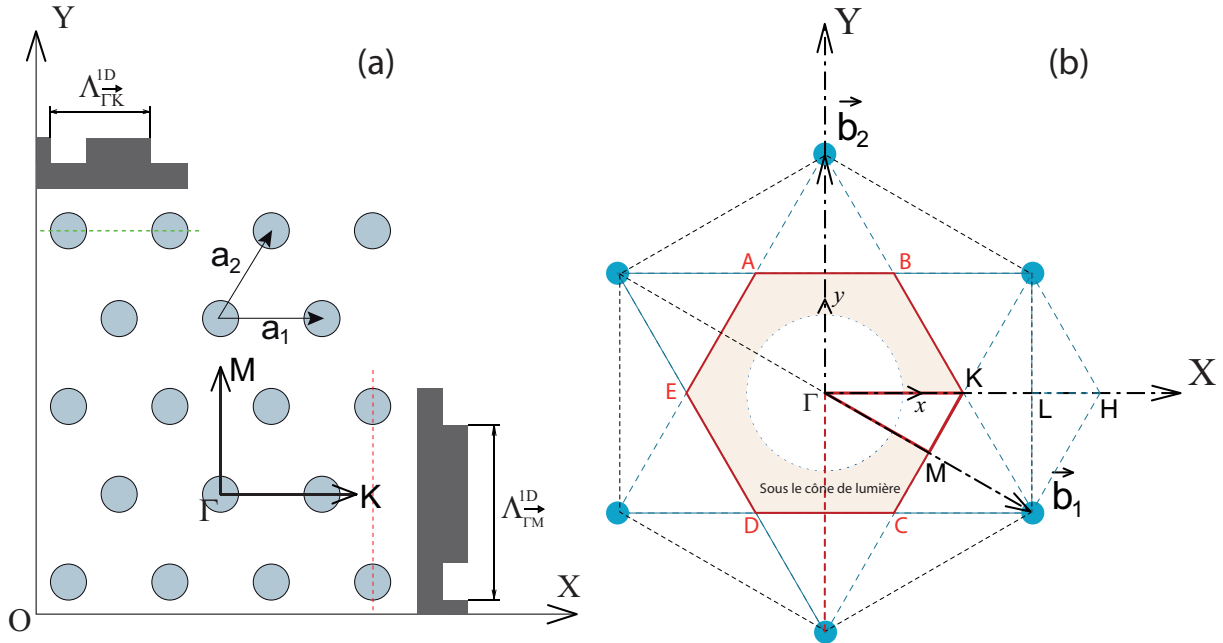
Notons que l'onde plane incidente ne peut exciter que les ondes diffractées  $\mathcal{A}_m(z)$  vérifiant  $\mathbf{k}_m = \mathbf{k} + \mathbf{G}_m$  ce qui ne nous permet pas d'avoir toute la zone de Brillouin mais seulement la partie qui se trouve au dessus du cône de lumière dans les courbes de dispersion.

### 4.3.3 Analyse des nouvelles conditions de continuité

Nous avons vu que les courbes de dispersion d'un cristal photonique planaire sont définies comme la relation entre le vecteur d'onde et l'énergie des modes du cristal photonique, également appelés "modes de Bloch" se propageant dans le plan  $xy$  : ces courbes  $\omega_n(\mathbf{k})$  sont obtenues en considérant que la composante dans le plan du vecteur d'onde  $\mathbf{k}$ , est réelle et peut prendre toute les valeurs possibles dans la première zone de Brillouin (Fig. 4.15).  $n$  définit la bande et  $\omega_n$  est la valeur propre associée, solutions de l'équation de propagation des ondes [34, 68].

Maintenant, décrivons la zone de Brillouin et le CP dans un repère cartésien. Les trous d'air sont ici situés sur les nœuds d'un réseau triangulaire de période  $\Lambda$  (Fig 4.15a). Ce dernier peut être décrit, dans un repère orthonormé de l'espace réel 2D, par les deux vecteurs :  $\mathbf{a}_1 = \Lambda\mathbf{u} = \Lambda\mathbf{x}$  et  $\mathbf{a}_2 = \Lambda\mathbf{v} = \Lambda(\frac{\mathbf{x}}{2} + \mathbf{y}\frac{\sqrt{3}}{2})$ . Dans l'espace réciproque, le réseau est défini par les vecteurs  $\mathbf{b}_1 = B(\mathbf{x}\frac{\sqrt{3}}{2} - \frac{\mathbf{y}}{2})$  et  $\mathbf{b}_2 = B\mathbf{y}$  avec  $|\mathbf{b}_1| = |\mathbf{b}_2| = B = (\frac{4\pi}{\Lambda})(\frac{1}{\sqrt{3}})$  (Fig. 4.15b). Donc, les directions de haute symétrie du cristal sont  $\Gamma\mathbf{K}$  et  $\Gamma\mathbf{M}$  et ces vecteurs qui définissent la zone de Brillouin réduite s'écrivent :  $\Gamma\mathbf{K} = \frac{B}{\sqrt{3}}\mathbf{x}$  et  $\Gamma\mathbf{M} = \frac{B}{2}(\mathbf{x}\frac{\sqrt{3}}{2} - \frac{\mathbf{y}}{2})$  avec  $|\Gamma\mathbf{M}| = \frac{|\mathbf{b}_1|}{2} = (\frac{2\pi}{\Lambda})(\frac{1}{\sqrt{3}})$ ,  $|\Gamma\mathbf{K}| = (\frac{2\pi}{\Lambda})(\frac{2}{3})$  et  $B = \frac{4\pi}{\sqrt{3}\Lambda}$ . Considérons également le vecteur  $\mathbf{MK}$  qui forme la zone de Brillouin réduite et le vecteur  $\mathbf{KL}$  qui se trouve dans la troisième zone de Brillouin avec :  $|\mathbf{MK}| = (\frac{2\pi}{\Lambda})(\frac{1}{3})$





**Fig. 4.15** – Schéma du réseau réel (a) et du réseau réciproque (b) du réseau triangulaire et de la première zone de Brillouin . Les points de hauts symétries sont notées  $\Gamma$ ,  $M$  et  $K$  .

[Direct lattice (a) and schematic diagram of reciprocal lattice and first Brillouin zones (b) including main symmetry points and experimental geometry.]

et  $|\mathbf{\Gamma L}| = (\frac{2\pi}{\Lambda})$ .

Notons,  $OX$  et  $OY$  les directions du bord du cristal photonique, avec  $(\mathbf{X}, \mathbf{i}) = \varphi$ . Considérons maintenant, les deux configurations que nous avons étudiées expérimentalement et qui correspondent à  $\varphi = 0^\circ$  ou  $\varphi = \frac{\pi}{2}$  : le plan d'incidence contient un bord du cristal photonique. Quand l'onde se propage dans les directions de symétrie particulière, des nouvelles symétries s'ajoutent aux précédentes.

- Le plan d'incidence d'un des bords du CP est orientée dans la direction  $\mathbf{\Gamma K}$  ( $\varphi = 0^\circ$ ). On peut considérer que l'onde plane qui se propage dans cette direction interagit avec un réseau périodique 1D de période  $\Lambda_{\mathbf{\Gamma K}}^{1D} = \Lambda$ . Dans ce cas, la continuité de la composante tangentielle du vecteur d'onde à l'interface  $xoy$  peut s'écrire sous la forme :

$$\mathbf{k}^X = \mathbf{k} + m \cdot \mathbf{b}_{\mathbf{\Gamma K}}^{1D} \quad \text{et} \quad \mathbf{k}^Y = 0 \quad (4.6)$$

où  $\mathbf{b}_{\mathbf{\Gamma K}}^{1D} = \frac{2\pi}{\Lambda_{\mathbf{\Gamma K}}^{1D}} = \frac{2\pi}{\Lambda}$  est le vecteur du réseau réciproque du réseau 1D dans la direction  $\mathbf{\Gamma K}$  et  $\mathbf{k} = |\mathbf{k}_0| \sin \theta \mathbf{i}$ .  $m$  c'est un entier équivalent à  $m_1$  et  $m_2$  dans le réseau 2D. Pour  $m = 1$ , la relation 4.6 devient :

$$|\mathbf{k}^X| = |\mathbf{k}| + \frac{2\pi}{\Lambda} = |\mathbf{k}| + |\mathbf{\Gamma L}| \quad (4.7)$$

D'après la relation 4.7, on a une translation du point  $\Gamma$  au point  $L$ . Par variation de l'angle d'incidence  $\theta$ , quand le plan d'incidence contient la direction  $\mathbf{\Gamma K}$ , on peut exciter un mode se propageant dans la direction  $\mathbf{LH}$  qui se trouve dans la troisième zone de Brillouin. Par application

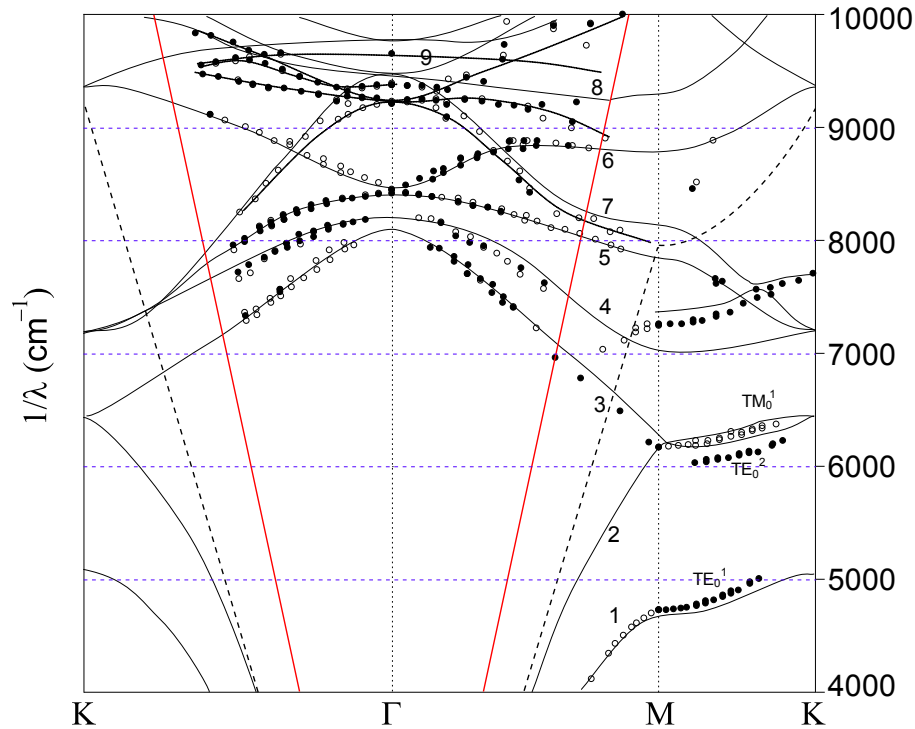


de la symétrie en utilisant les vecteurs du réseau réciproque 2D ( $\mathbf{b}_1, \mathbf{b}_2$ ),  $\mathbf{LH}$  correspond à  $\mathbf{MK}$  dans la zone de Brillouin réduite se trouvant sous le cône de lumière (Fig. 4.15).

Donc, quand le plan d'incidence contient la direction  $\mathbf{\Gamma K}$ , on peut exciter un mode se propageant dans la direction  $\mathbf{MK}$ . Pour une onde incidente au point  $\mathbf{\Gamma}$ , c'est-à-dire, pour un angle d'incidence  $\theta = 0^\circ$ , on excite des modes au point  $\mathbf{M}$ . Par variation de l'angle d'incidence  $\theta$ , on peut exciter les modes guidés avec une composante du vecteur d'onde le long de la direction  $\mathbf{MK}$  ( $\mathbf{k}_{MK} = \mathbf{k}$ ). La figure 4.16 montre le diagramme de bande redéployé où les résonances observées le long de la direction  $\mathbf{\Gamma K}$  sont reportées dans la direction  $\mathbf{MK}$ .

Les courbes expérimentales sont représentées par des cercles vides pour une onde incidente polarisée  $s$  et par des cercles pleins pour une onde incidente polarisée  $p$ . Ce sont les courbes de la figure 4.13a mais tracées entre  $4000 \text{ cm}^{-1}$  et  $10000 \text{ cm}^{-1}$  avec les bandes de 1 à 4 tracées dans la direction  $\mathbf{MK}$ . Les courbes en trait continu de la figure 4.16 représentent les courbes théoriques de la figure 4.14 tracées dans les directions  $\mathbf{K\Gamma MK}$ . Les lignes en traits pointillés et trait continu indiquent respectivement, les lignes de lumière dans l'air et dans la silice.

Les bandes sont étiquetées selon leur fréquence au point  $\mathbf{\Gamma}$ . À partir des mesures expérimentales de la figure 4.4 le long de la direction  $\mathbf{\Gamma K}$ , nous avons tracé les 4 premières bandes. L'onde incidente polarisée  $s$  permet l'excitation de la deuxième bande *quasi-TM*, tandis que l'onde incidente polarisée  $p$  permet d'exciter les trois autres bandes qui sont *quasi-TE*.



**Fig. 4.16** – Diagramme de dispersion complet du  $CP_1$  obtenus expérimentalement pour les deux polarisations  $p$  (cercles pleins) et  $s$  (cercles vides), et pour les directions de haut symétrie  $\mathbf{\Gamma M}$ ,  $\mathbf{\Gamma K}$  et  $\mathbf{MK}$  entre  $4000 < 1/\lambda < 10000 \text{ cm}^{-1}$ . Les courbes sont déployés tenant compte de la symétrie venant des nouvelles conditions aux limites. Les courbes en trait continu représentent les courbes théoriques et les bandes sont numérotés à partir du point  $\mathbf{\Gamma}$ . [Photonic band structure for  $CP_1$  from transmission and reflection measurements for  $p$  (full circles) and  $s$  (empty circles) polarizations for frequency between  $4000 < 1/\lambda < 10000 \text{ cm}^{-1}$ . Theoretical (lines) and experimental (points) unfolded dispersion curves in the  $\mathbf{\Gamma K}$ ,  $\mathbf{\Gamma M}$  and  $\mathbf{MK}$  directions, taking into account the symmetries coming out from boundary conditions. Bands are labelled according to their frequency at the  $\mathbf{\Gamma}$  point.]

- Prenons le cas où le plan d'incidence contient la direction  $\Gamma\mathbf{M}$  ( $\varphi = \frac{\pi}{2}$ ). On peut considérer que l'onde plane qui se propage dans cette direction interagit avec un réseau périodique 1D de période  $\Lambda_{\Gamma\mathbf{M}}^{1D} = \sqrt{3}\Lambda$ . Dans ce cas, la continuité de la composante tangentielle du vecteur d'onde à l'interface peut s'écrire sous la forme :

$$\mathbf{k}^Y = \mathbf{k} + m \cdot \mathbf{b}_{\Gamma\mathbf{M}}^{1D} \quad \text{et} \quad \mathbf{k}^X = 0 \quad (4.8)$$

où  $\mathbf{b}_{\Gamma\mathbf{M}}^{1D} = \frac{2\pi}{\Lambda_{\Gamma\mathbf{M}}^{1D}} = \left(\frac{2\pi}{\Lambda}\right)\left(\frac{1}{\sqrt{3}}\right) = \frac{|\mathbf{b}_1|}{2}$  est le vecteur du réseau réciproque du réseau 1D dans la direction  $\Gamma\mathbf{M}$ .  $m$  c'est un entier équivalent à  $m_1$  et  $m_2$  dans le réseau 2D. Pour  $m = 1$ , la relation 4.8 devient :

$$|\mathbf{k}^Y| = |\mathbf{k}| + \left(\frac{2\pi}{\Lambda}\right)\left(\frac{1}{\sqrt{3}}\right) = |\mathbf{k}| + |\Gamma\mathbf{M}| \quad (4.9)$$

D'après la relation 4.9, on a une translation du point  $\Gamma$  au point  $\mathbf{M}$  ce qui vérifie ce qu'on a dit au paragraphe précédent. Par variation de l'angle d'incidence  $\theta$ , quand le plan d'incidence contient la direction  $\Gamma\mathbf{M}$ , on peut exciter un mode se propageant dans la direction  $\mathbf{M}\Gamma$  qui se trouve dans la deuxième zone de Brillouin se trouvant sous le cône de lumière (Fig. 4.15).

L'exploration des modes résonnants le long de la direction  $\Gamma\mathbf{M}$  par variation de l'angle d'incidence  $\theta$ , équivaut donc à explorer les modes guidés de vecteur d'onde négatif  $\mathbf{k}_{\Gamma\mathbf{M}} = -\mathbf{k}_{\mathbf{M}\Gamma}$ . Avec cette nouvelle condition aux limites, nous avons tracé sur la figure 4.16 des bandes 1, 3, 5, et 7 dans la direction  $\mathbf{M}\Gamma$  en faisant la symétrie  $\mathbf{M}\Gamma = -\Gamma\mathbf{M}$  et qui donnent un bon accord avec les courbes théoriques. Ces bandes obtenues avec la technique du couplage par la surface quand le plan d'incidence contient la direction de propagation  $\Gamma\mathbf{M}$  et qui sont, au départ au dessus du cône de lumière se retrouvent après symétrie sous le cône de lumière suivant la direction  $\mathbf{M}\Gamma$ .

Nous avons tracé sur la figure 4.16 le symétrique des bandes 1, 3, 5 et 7 dans la direction  $\Gamma\mathbf{M}$  et sur la même figure les courbes théoriques calculées pour comparaison (trait continu). On peut remarquer que les bandes 1, 5 et 7 sont visibles pour une onde incidente polarisée  $s$ , alors que la bande numéro 3 est visible pour une onde incidente polarisée  $p$ .

Les conditions de périodicité 1D de la variation d'indice dans les CPs nous permettent donc d'observer, et ceci pour la première fois :

- des courbes de dispersion sous le cône de lumière ;
- des courbes de dispersion dans la direction  $\mathbf{M}\mathbf{K}$ .

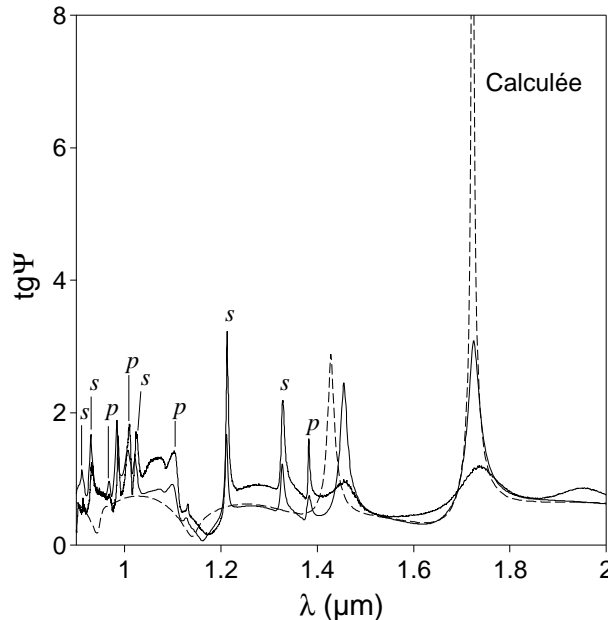
Dans nos mesures, l'absence d'un analyseur sur le faisceau transmis ou réfléchi, ne permet pas de connaître la polarisation a priori quasi-TE ou quasi-TM de l'onde excitée. On peut remarquer sur la figure 4.16 que la bande numéro 1 qui est quasi-TE, est excitée par une onde incidente polarisée  $p$  quand le plan d'incidence est dans la direction  $\mathbf{M}\mathbf{K}$  ou  $\Gamma\mathbf{K}$  et par une onde incidente polarisée  $s$  quand le plan d'incidence est dans la direction  $\Gamma\mathbf{M}$ . Notons également que toutes les bandes ne sont pas observées dans cette technique de couplage par la surface (ex : bande 2, direction  $\Gamma\mathbf{M}$  ou bande 1, 2 direction  $\Gamma\mathbf{K}$ ) ceci à cause du faible recouvrement des champs électromagnétiques des ondes incidentes et diffractées et des modes guidés correspondants.

## 4.4 Caractérisation des CPs sous le cône de lumière

Compte tenu des remarques précédentes, nous voyons que nous pouvons exciter des bandes sous le cône de lumière par la technique de couplage par la surface. Dans cette partie nous allons exploiter ces courbes inattendues aux grandes longueurs d'onde qui sont associées au couplage entre une onde incidente et un mode guidé pour caractériser les CPs et les comparer avec les caractérisations du *chapitre 3*.

#### 4.4.1 Comparaison entre les mesures ellipsométriques et les mesures s-FTIR

À partir des mesures s-FTIR effectuées en réflexion pour les deux polarisations  $p$  et  $s$ , nous avons calculé la  $\text{tg}\Psi$  des CPs dans la gamme de fréquences de 1 à 2  $\mu\text{m}$  en faisant le rapport des intensités mesurées pour les polarisations  $p$  et  $s$  ( $\text{tg}\Psi = \frac{|r_p|}{|r_s|}$ ) après normalisation des spectres. Nous avons comparé ces mesures aux valeurs obtenues par ellipsométrie spectroscopique dans la même gamme de fréquences et pour un même angle d'incidence  $\theta$  et même orientation du cristal  $\Gamma\text{M}$  ou  $\Gamma\text{K}$ .

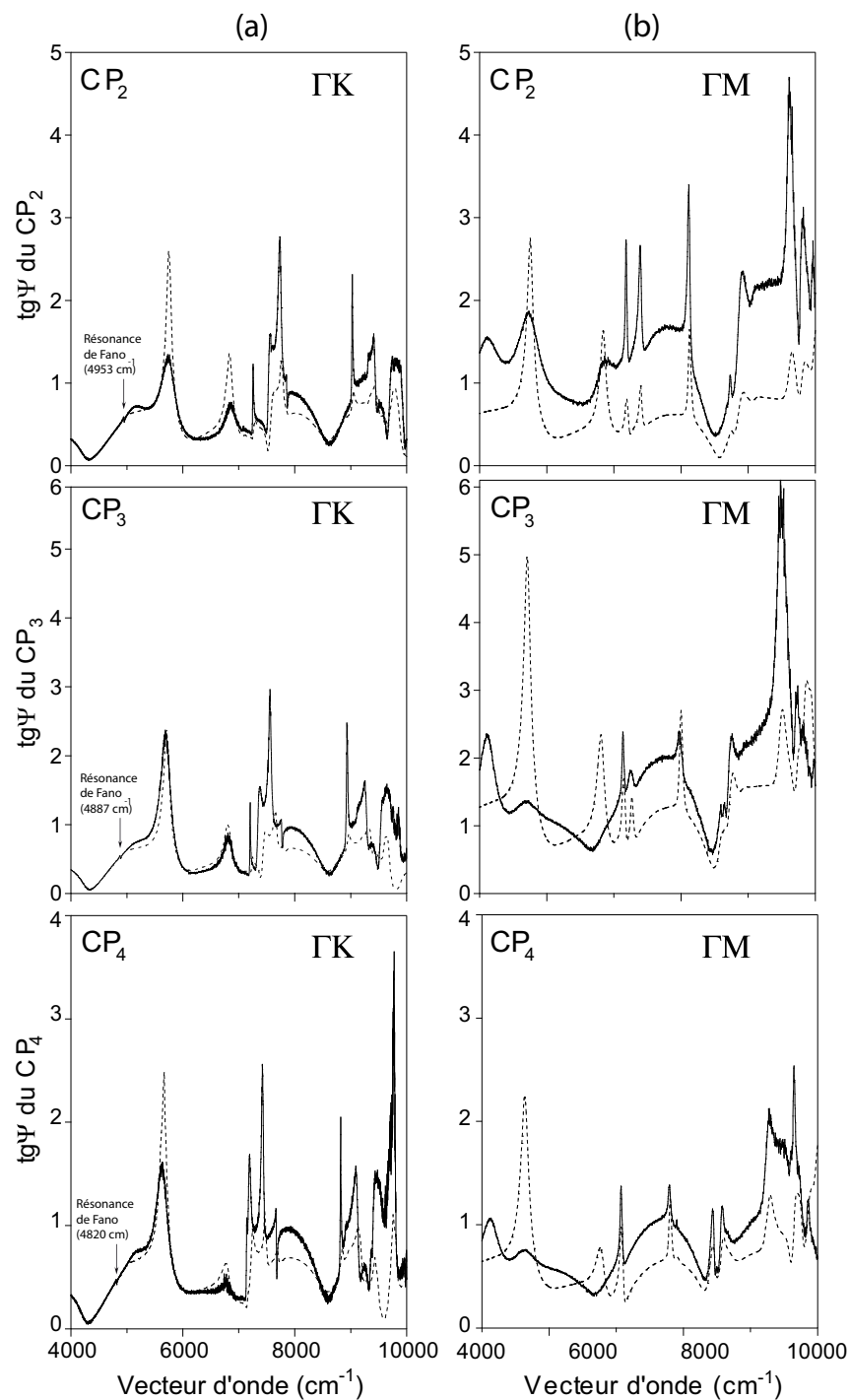


**Fig. 4.17** – Comparaison des valeurs de la  $\text{tg}\Psi$  (trait fin) obtenues par ellipsométrie spectroscopique et déduites des mesures s-FTIR (trait épais) en réflexion des deux polarisations  $p$  et  $s$  sur l'échantillon  $\text{CP}_1$ . Le plan d'incidence contient la direction  $\Gamma\text{M}$  et  $\theta = 60^\circ$ . Le trait en pointillé représente la modélisation pour une couche homogène en utilisant un facteur de remplissage ajusté.

[Comparison of the ellipsometric values ( $\text{tg}\Psi$ ) obtained by spectroscopic ellipsometry (thin line) and s-FTIR measurements (thick line) obtained in the reflection measurements spectra for both polarizations  $p$  and  $s$  of sample  $\text{CP}_1$ .  $\Gamma\text{M}$  lie in the incidence plane for  $\theta = 60^\circ$ . Dotted line represents calculated spectra with an adjusted air-fill factor.]

Sur la figure 4.17 nous avons représenté le spectre  $\text{tg}\Psi$  obtenues sur l'échantillon  $\text{CP}_1$  pour un angle d'incidence  $\theta = 60^\circ$ . Le plan d'incidence est dans la direction  $\Gamma\text{M}$ . Le trait en pointillé représente le calcul obtenu pour une couche homogène en utilisant un facteur de remplissage ajusté. Le facteur de remplissage a été déterminé en considérant que le CP se comporte comme un matériau isotrope homogène dans le plan des couches et avec l'hypothèse de l'approximation du milieu effectif discutée dans le chapitre précédent. On peut voir un bon accord entre les mesures E.S et les mesures s-FTIR. On voit également, qu'on a une meilleure résolution en ellipsométrie. Dans ces courbes, on voit apparaître les pics de Fano quasi-TE ou quasi-TM qui sont identiques avec les deux méthodes de mesures et identifiables par s-FTIR. Les pics qui ne sont pas étiquetés (ni  $p$  ni  $s$ ) sont dus aux réflexions associées aux interfaces des couches du SOI non gravé. Ils sont dus aux variations rapides de  $R_p$  ou  $R_s$ .

Nous avons effectué les mêmes comparaisons des valeurs ellipsométriques  $\text{tg}\Psi$  sur les échantillons  $\text{CP}_2$ ,  $\text{CP}_3$  et  $\text{CP}_4$  et pour les deux directions de haute symétrie du cristal  $\Gamma\text{K}$  (Fig. 4.18a) et  $\Gamma\text{M}$  (Fig. 4.18b). Les courbes en pointillé représentent les mesures d'E.S et en trait continu



**Fig. 4.18** – Comparaison des valeurs ellipsométriques ( $\text{tg}\Psi$ ) obtenues par ellipsométrie spectroscopique (trait en pointillé) et déduites des mesures s-FTIR en réflexion (trait continu) des deux polarisations  $p$  et  $s$  et pour les deux directions de haute symétrie du cristal  $\Gamma K$  (a) et  $\Gamma M$  (b) sur les échantillons  $CP_2$ ,  $CP_3$  et  $CP_4$  et pour  $\theta = 60^\circ$ .

[Comparison of the ellipsometric values ( $\text{tg}\Psi$ ) obtained by spectroscopic ellipsometry (dotted line) and s-FTIR measurements (plain line) obtained in the reflection measurements spectra for both polarizations  $p$  and  $s$  and for both high symmetry directions  $\Gamma K$  (a) and  $\Gamma M$  of samples  $CP_2$ ,  $CP_3$  and  $CP_4$  and for  $\theta = 60^\circ$ .]

les courbes déduites des mesures s-FTIR en réflexion pour les deux polarisation  $p$  et  $s$ . À partir

de ces courbes on peut déterminer des courbes de dispersion par identification des résonances de Fano sur les spectres de s-FTIR en réflexion ou en transmission.

Quand le plan d'incidence contient la direction  $\Gamma\mathbf{K}$ , nous pouvons voir sur les courbes de  $\text{tg}\Psi$  de la figure 4.18a apparaître des résonances de Fano aux grandes longueurs d'onde ( $\text{CP}_2$  :  $4953 \text{ cm}^{-1}$ ,  $\text{CP}_3$  :  $4887 \text{ cm}^{-1}$ ,  $\text{CP}_4$  :  $4820 \text{ cm}^{-1}$ ). Ces résonances sont dues aux conditions de périodicité 1D de variation d'indice dans le CP, comme nous l'avons expliqué au paragraphe précédent. En effectuant une variation de l'angle d'incidence on peut tracer une courbe de dispersion dans la direction  $\Gamma\mathbf{K}$ . C'est cette courbe  $n^\circ 1$  de la figure 4.16 que nous avons reportée dans la direction  $\mathbf{MK}$  en utilisant les remarques sur les symétries discutées dans le paragraphe précédent.

Pour l'angle d'incidence  $\theta = 60^\circ$  les résonances ne sont visibles que dans les spectres de s-FTIR (trait continu). L'ellipsomètre spectroscopique dont nous disposons ne permet pas d'avoir des mesures au delà de  $2 \mu\text{m}$  ( $5000 \text{ cm}^{-1}$ ). Par contre, nous avons pu les observer en dessous de  $2 \mu\text{m}$  dans les spectres d'E.S pour  $\theta = 75^\circ$  (voir encadré Fig. 3.19a). Lorsqu'on augmente l'angle d'incidence ces résonances se déplacent vers les hautes fréquences. Cela est expliqué par la pente de la bande 1 tracé en  $MK$  sur la figure 4.16. Ces pics de Fano n'ont été observés que pour  $\text{CP}_1$  et  $\text{CP}_2$ . En raison de la sensibilité de la position de ces pic au facteur de remplissage des CPs : ceux de  $\text{CP}_3$  et  $\text{CP}_4$  s'observent pour des longueurs d'onde supérieures à  $2 \mu\text{m}$  et sont donc, non visibles en ellipsométrie spectroscopique.

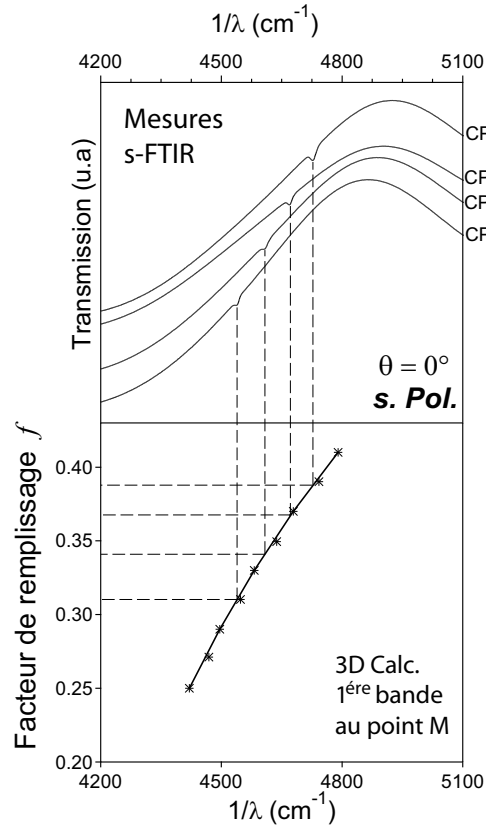
#### 4.4.2 Utilisation des observations en diffraction pour l'ajustement du facteur de remplissage

Nous avons montré que les conditions de périodicité 1D pour les directions cristallographiques principales font apparaître de nouvelles conditions aux limites pour le champ E.M et son vecteur d'onde. Elle permet l'excitation de modes résonnants situés sous le cône de lumière. Ces modes qui sont associés aux pics de Fano nous ont permis de tracer des courbes de dispersion en dessous du cône de lumière aux grandes longueurs d'ondes dans les directions  $\Gamma\mathbf{MK}$  (bandes de 1 à 4 de la Fig. 4.16). La sensibilité des courbes de dispersion au facteur de remplissage donne un autre moyen pour la caractérisation dimensionnelle des CPs. Nous allons donc déterminer le facteur de remplissage par cette méthode afin de le comparer avec la méthode présentée dans le chapitre précédent.

On a vu que les modes résonnants observés dans la direction  $\Gamma\mathbf{M}$  dans des CPs se retrouvent par translation de vecteur du réseau réciproque 1D ( $\mathbf{b}_{\Gamma\mathbf{M}}^{\text{1D}}$ ) dans la direction  $\mathbf{M}\Gamma$ . L'observation autour du point  $\Gamma$  correspond donc à des phénomènes autour du point  $\mathbf{M}$ . Si on reporte sur la courbe les positions en fréquence des résonances au point  $\mathbf{M}$  mesurées sur les différents CPs donnant la fréquence de la première bande en  $\mathbf{M}$  en fonction du facteur de remplissage, on peut attribuer à chaque CP un facteur de remplissage.

La figure 4.19 montre la méthode utilisée pour ajuster le facteur de remplissage  $f$  des quatre CPs : nous avons tracé les spectres de transmission obtenus par s-FTIR (figure du dessus) indiquant la résonance de Fano observée aux grandes longueurs d'onde entre  $4200 < \frac{1}{\lambda} < 5100 \text{ cm}^{-1}$  au point  $\Gamma$ , c'est-à-dire, pour un angle d'incidence  $\theta = 0^\circ$  et pour une polarisation  $s$ . La courbe de la figure 4.19 (figure du dessous) montre par ailleurs, la variation de la position spectrale de la première bande au point  $\mathbf{M}$  en fonction du facteur de remplissage des CPs.

Dans le tableau 4.1, nous avons reporté les valeurs du facteur de remplissage obtenues par l'approximation de l'indice effectif à l'ordre zéro ( $EMT0$ ) aux grandes longueurs d'onde sur les mesures de  $\text{tg}\Psi$  (Fig. 3.19), et celles obtenues par l'ajustement de la position des résonances de Fano en  $\mathbf{M}$  pour la première bande de la courbe de dispersion. Ces valeurs du facteur de remplissage ont été comparées premièrement aux valeurs nominales (Tab. 3.1) donnés par le LETI, et à celles obtenues par la microscopie électronique à balayage (Fig. 3.4). Sur les images MEB prises pour calculer le facteur de remplissage, on a une incertitude sur la position des



**Fig. 4.19** – Spectres de transmission aux grandes longueurs d’onde obtenus entre  $4200 < \frac{1}{\lambda} < 5100 \text{ cm}^{-1}$  avec la s-FTIR pour une polarisation  $s$  et pour  $\theta = 0^\circ$ . On voit l’apparition de la résonance de Fano pour les 4 CPs (figure d’en haut). Figure d’en bas : Calcul de la position en fréquence des modes guidés autour du point  $M$  en fonction du facteur de remplissage  $f$ .  
 [Transmission spectra at large wavelength for frequency between  $4200 < \frac{1}{\lambda} < 5100 \text{ cm}^{-1}$  obtained by s-FTIR measurements for s-polarization and for  $\theta = 0^\circ$ . We See the appearance of Fano resonance within the 4 CPs (figure of in top). Figure in bottom : Calculation of the frequency position of guides modes around the  $M$  point by variation of the filling factor  $f$ .]

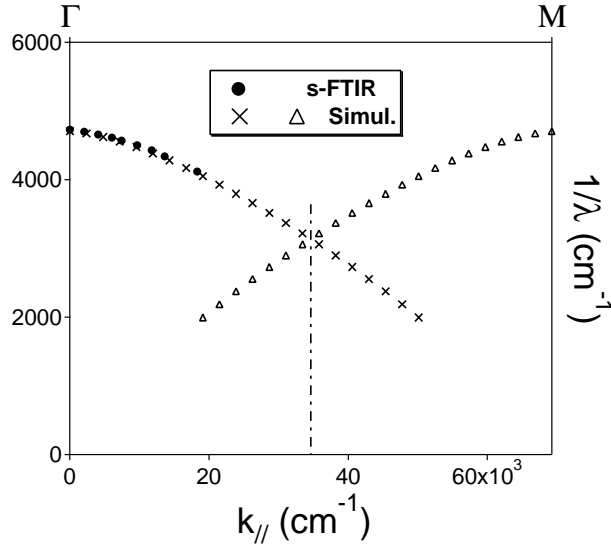
bords des trous des CPs ( $\approx 10nm$ ) qui implique une incertitude de  $\pm 20nm$  sur le diamètre des trous. Cela explique les valeurs un peu différentes du facteur de remplissage obtenues au MEB avec celles obtenues par les autres méthodes.

La figure 4.20 montre la bande  $n^\circ 1$  de la courbe de dispersion dans la direction  $\Gamma M$  du CP<sub>1</sub> obtenue à partir des résonances de Fano mesurées expérimentalement (cercles) et identifiées dans les spectres de transmission s-FTIR quand le plan d’incidence contient la direction  $\Gamma M$  (Fig. 4.5b). L’onde incidente est polarisée  $s$ . Nous avons calculé des courbes théoriques en utilisant le facteur de remplissage ajusté en  $M$ . Nous avons utilisé un calcul 3D d’ondes planes dans l’hypothèse du matériau non dispersif qui donne des résultats assez convergents en dessous du cône de lumière. Dans la figure 4.20, les triangles représentent la première bande obtenue par ce calcul. La courbe de dispersion obtenue par symétrie est reportée sur le même graphe (croix). Ces courbes ont été obtenues pour un facteur de remplissage ajusté ( $f = 0.386$ ). Nous avons réalisé les mêmes ajustements sur toutes les structures CP<sub>1, ..., CP<sub>4</sub></sub>. Les valeurs du facteur de remplissage  $f$  ajustées sont représentés dans le tableau 4.1.

$CP_i$	$CP_1$	$CP_2$	$CP_3$	$CP_4$
$f$ nominal	0.434	0.324	0.307	0.296
$f$ ajusté <i>EMT0</i>	0.38	0.357	0.332	0.297
$f$ ajusté res. Fano.	0.386	0.362	0.336	0.307
$f$ MEB	0.375	0.343	0.322	0.285

**Tab. 4.1** – Valeurs nominales des facteurs de remplissage et celles obtenues expérimentalement par différentes techniques pour les 4 CPs.

[Nominal filling factor and adjusted ones by diffractive optics and by guided optics of photonic crystals.]



**Fig. 4.20** – La bande  $n^{\circ}1$  de la courbe de dispersion du  $CP_1$  tracée entre  $0 < \frac{1}{\lambda} < 6000$   $cm^{-1}$  dans la direction  $\Gamma M$  obtenue à partir des spectres de transmission s-FTIR (cercles pleins) pour une onde incidente polarisée  $s$  et celle obtenue théoriquement (triangle) et sa symétrie (croix) avec un facteur de remplissage ajusté.

[Dispersion curve determined from Fano resonances observed in  $CP_1$  on the FTIR transmission spectrum in the  $\Gamma M$  direction on the  $s$ -polarization, as is varied (circles) and 3D simulation with an adjusted value of  $f$  (crosses) for frequency between  $0 < \frac{1}{\lambda} < 6000$   $cm^{-1}$ .]

## 4.5 Zones de faible vitesse de groupe

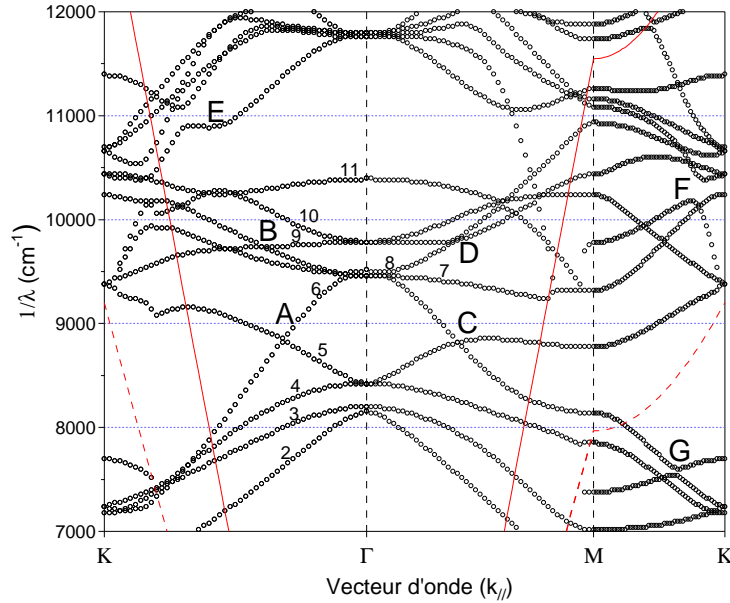
D'une manière générale, nous avons vu que l'intensité du champ dans le guide et la vitesse de groupe du mode photonique excité varient en sens inverses. Pour accroître les effets non linéaires qui dépendent de l'intensité du champ dans le guide, il est donc intéressant, de coupler le champ E.M excitateur avec un mode photonique dont la vitesse de groupe est faible. Cette diminution de la vitesse de groupe des modes photoniques, définie par  $v_g = \frac{\partial \omega}{\partial k}$ , se produit le plus souvent en bord de bande interdite où la pente de la bande de dispersion tend vers zéro.

Pour les structures 1D les extrema des bandes interdites s'observent au voisinage du point  $\Gamma$ , mais dans les structures plus complexes où différents modes peuvent se coupler cela n'est plus vérifié.

Par ailleurs, les différents modes se propageant dans la structure peuvent se coupler et donner de nouveaux points de croisement ou anti-croisement où la densité de modes peut être localement forte et par conséquent associée à une vitesse de groupe très faible [213, 214].

Dans la figure 4.21 nous avons repris les courbes de dispersion théoriques de la figure 4.14





**Fig. 4.21** – Courbes de dispersion théoriques calculés pour un facteur de remplissage ajusté aux grandes longueurs d’onde sur le cristal photonique  $CP_1$  entre  $7000 < \frac{1}{\lambda} < 12000 \text{ cm}^{-1}$  montrant les points de croisement et anti-croisement.

[Theoretical dispersion curves adjusted for  $CP_1$  for frequency between  $7000 < \frac{1}{\lambda} < 12000 \text{ cm}^{-1}$  showing crossing and anti-crossing points.]

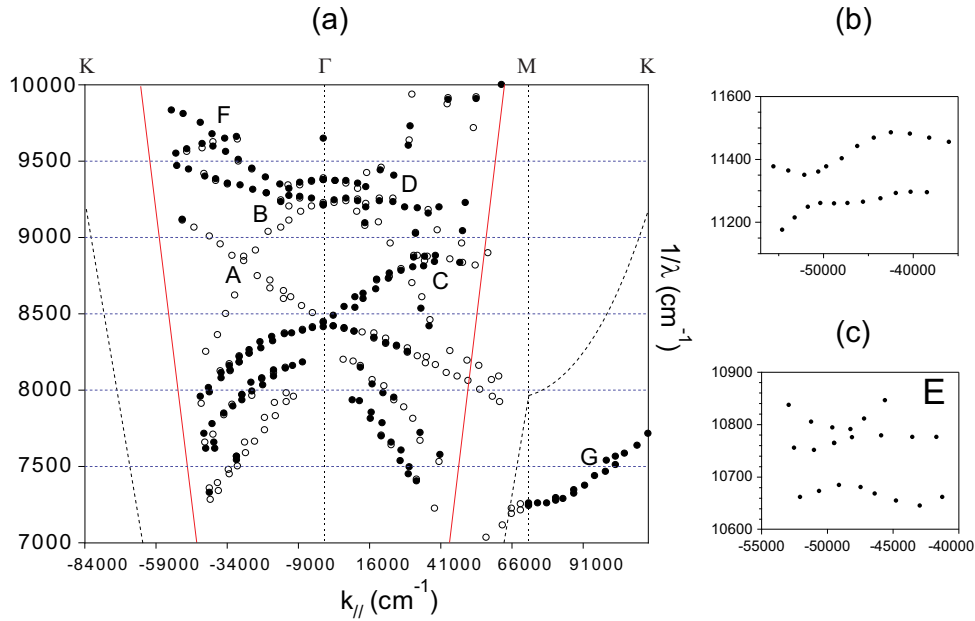
entre  $7000 < \frac{1}{\lambda} < 12000 \text{ cm}^{-1}$  dans les directions  $\Gamma\text{MK}$ . Ces courbes ont été calculées en utilisant la méthode "GME" (*Guided mode expansion*) pour la structure  $CP_1$ . On peut noter sur ces courbes l’existence de points de croisement ( $A$  à  $D$ ) ou d’anti-croisement ( $E$ ,  $F$  et  $G$ ) qui apparaissent clairement. Nous avons observé ces zones expérimentalement pour les préciser, et déterminer ainsi des zones éventuelles de faible vitesse de groupe. Nous avons reporté ces résultats sur la Fig. 4.22 obtenus à partir des résonances de Fano. Ces résonances sont marquées sur les spectres de réflexion et de transmission pour les deux polarisation  $p$  et  $s$  et dans les deux directions de haute symétrie  $\Gamma\text{M}$  et  $\Gamma\text{K}$  (Fig. 4.22a). Autour du point  $E$  (Fig. 4.21), une zone de  $(\omega, \mathbf{k})$  où la vitesse de groupe passe d’une valeur positive à une valeur négative, induit forcément des points où la vitesse de groupe s’annule [215, 216]. En l’occurrence, une étude très détaillée autour de ces points était nécessaire.

Nous l’avons effectué par ellipsométrie spectroscopique autour des points d’anti-croisement qui semblaient intéressants. Nous avons tracé les spectres de  $\text{tg}\Psi$  autour des points indiqués auparavant pour des fréquences entre  $0.86 \mu\text{m}$  et  $0.95 \mu\text{m}$  ( $10600 < \frac{1}{\lambda} < 11600 \text{ cm}^{-1}$ ) et pour un angle  $\theta$  qui varie entre  $40^\circ$  et  $51^\circ$  pour chaque degré. À partir de la position en fréquence des résonances de Fano repérées dans les spectres de  $\text{tg}\Psi$ , nous avons tracé les courbes de dispersion correspondantes  $\mathbf{k} = |\mathbf{k}_0| \cdot \sin \theta$  en fonction de la fréquence  $\omega = 1/\lambda$  (Fig. 4.22b et 4.22c). La largeur du mini-gap du point d’anti croisement de la figure 4.22b est d’environ 11 meV. Ce genre de mesures sera utile à la conception de structures photoniques fonctionnant en régime non linéaire passif ou actives (photoluminescentes).

## 4.6 Structures 2D doublement résonantes dans SOI

Nous avons présenté dans les chapitres précédents des caractérisations non destructives de cristaux photoniques planaires fabriqués dans des substrats de SOI dans lesquels nous souhaitons introduire des matériaux organiques aux propriétés non linéaires. Nous avons vu jusqu’à présent

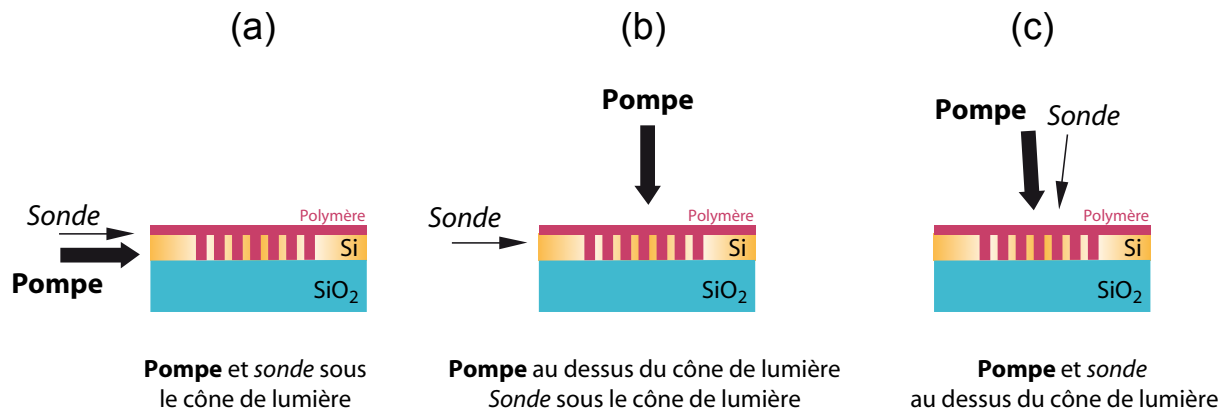




**Fig. 4.22** – (a) : Structure de bandes photonique du  $CP_1$  entre  $7000 < \frac{1}{\lambda} < 10000$   $\text{cm}^{-1}$  pour les deux polarisations  $p$  et  $s$  mesurée à partir des spectres de transmission et de réflexion montrant les points de croisement et anti-croisement entre . (b) (c) :Détail des courbes de dispersions sur des points d’anti-croisement obtenu par l’identification des résonances de Fano sur des spectres de  $\text{tg}\Psi$  obtenus par ellipsometrie spectroscopique .  
 [(a) Photonic band structure for the  $CP_1$  from  $s$  and  $p$  polarizations, transmission/reflection measurements showing crossing (b) and anti-crossing points (c).]

que ces CPs 2D, grâce à leurs propriétés dispersives, permettent de ralentir la lumière à certaines longueurs d’onde et par conséquent d’augmenter l’interaction de la lumière avec un matériau non linéaire. Pour augmenter les effets non linéaires, il faut donc jouer sur la géométrie des CPs 2D afin d’obtenir des modes ayant une vitesse de groupe très faible. Il est important de noter que les CPs 2D offrent des possibilités plus sophistiquées en terme d’ingénierie de la dispersion que les CPs 1D. Pour augmenter les interactions non linéaires, une solution consiste à optimiser la structure de façon à, non seulement ralentir la lumière à la fréquence de l’onde pompe mais aussi, la fréquence de cette onde pompe soit au voisinage de la bande d’absorption du matériau non linéaire. La structure est dite, alors, *doublément résonante*.

Pour un fonctionnement pompe/sonde dans les structures doublement résonantes, on peut distinguer plusieurs configurations selon que l’onde pompe et la sonde (le signal) sont guidées dans la structure ou diffractées. On peut avoir une configuration complètement guidée (Fig. 4.23a), c’est-à-dire, la pompe et la sonde sont envoyées par la tranche et théoriquement sont en dessous du cône de lumière dans les courbes de dispersion. Une deuxième configuration complètement en optique diffractive, c’est d’envoyer la pompe et la sonde au dessus du cône de lumière (Fig. 4.23c). Une autre manière envisagée c’est de combiner entre les deux configurations : envoyer la pompe au dessus du cône de lumière -puisque les dimensions de la surface gravée sont plus importantes- et coupler le signal par la tranche ou par un réseau de diffraction 1D [217, 218, 149] en dessous du cône de lumière (Fig. 4.23b). Selon le matériau non linéaire (polymère) et les dopants dont on dispose, on peut opter pour une configuration ou une autre. Ainsi, la largeur de la bande d’absorption des dopants et leurs fréquences d’absorption peuvent jouer un grand rôle sur le choix de la manip pompe/sonde.



**Fig. 4.23** – Configurations schématiques des manipulations pompe/sonde dans des CPs 2D en SOI doublement résonnants.  
 [ *Schematic pump/sonde configurations in 2D photonic crystals made in SOI substrate.* ]

Dans ces structures doublement résonnantes on n'a pas besoin d'accord de phase comme dans les CPs 1D présentés dans le *chapitre 2*, il faut "simplement" avoir un grand renforcement du champ (ou une grande densité de modes) pour les fréquences de l'onde pompe et de la sonde. Cette grande densité de modes est localisée dans les endroits de faible vitesse de groupe dans les courbes de dispersion qui se trouvent le plus souvent en bord de bande interdite et aux points d'anti-croisements [214]. Par ailleurs, dans l'optimisation d'une structure doublement résonnante, la fréquence de l'onde pompe doit être d'une part à un endroit de grande densité de modes, et d'autre part au voisinage de la bande d'absorption du matériau non linéaire et non pas au maximum d'absorption, sinon l'onde pompe sera complètement absorbée par le matériau non linéaire et donc elle ne peut pas se propager dans la structure et il n'y a pas de renforcement du champ dû à la structure.

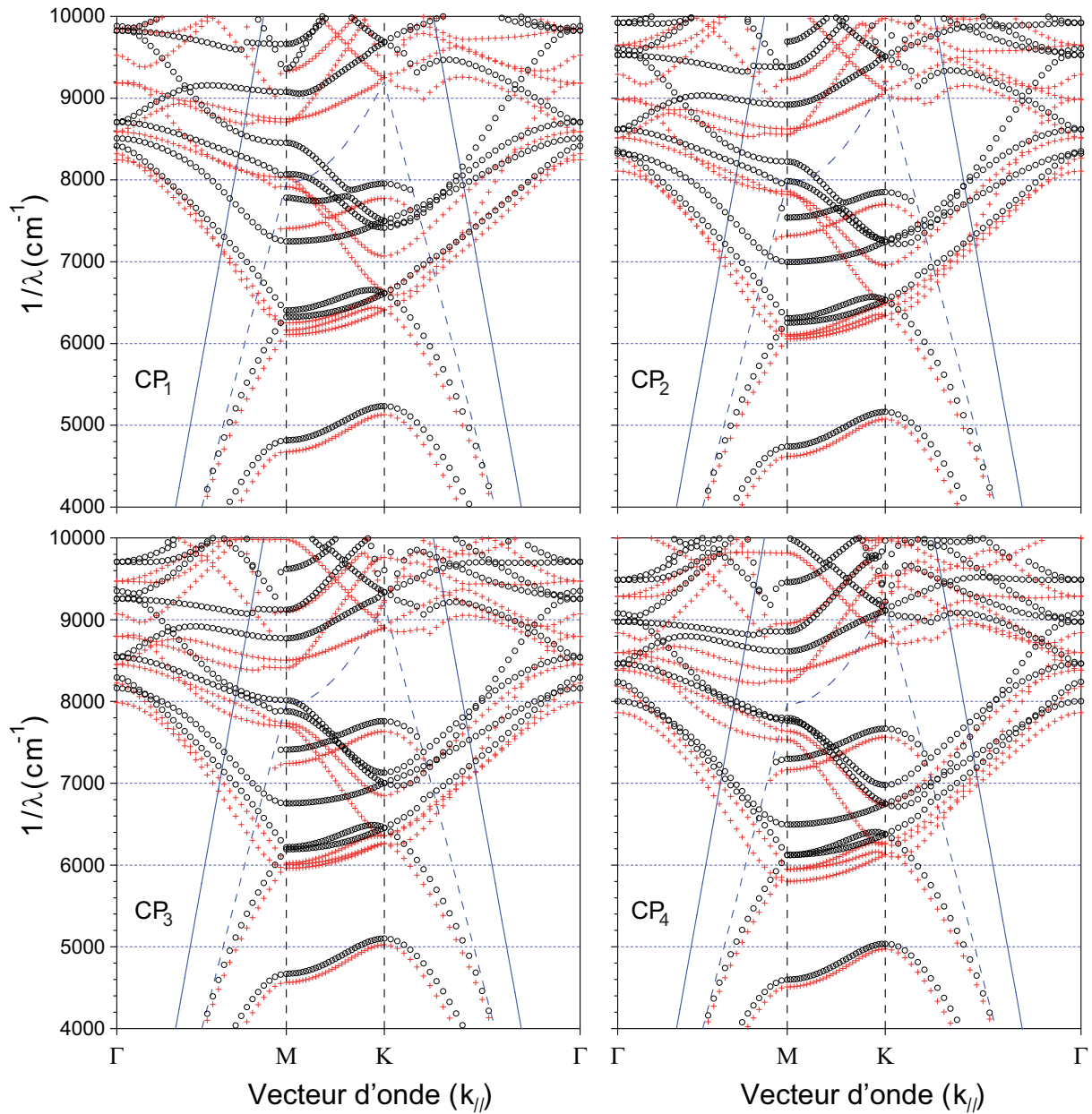
## 4.7 Modélisation de cristaux photoniques planaires remplis de polymère non linéaire

Nous avons montré dans le *chapitre 4* qu'à partir des courbes de dispersion tracées expérimentalement en optique diffractive, on peut localiser les endroits dans le diagramme  $(\omega, \mathbf{k})$  de faible vitesse de groupe traduisant une forte localisation du champ, où les temps d'interaction sont plus longs. Ces zones à faible vitesse de groupe des CPs 2D planaires peuvent être utilisées en combinaison avec des matériaux non linéaires pour réaliser des effets non linéaires renforcés ou même des structures amplificatrices ou émettrices.

Nous avons vu que pour les basses fréquences ( $1/\lambda < 10000 \text{ cm}^{-1}$ ), les modélisations utilisant la méthode GME décrivaient correctement les résultats expérimentaux. En utilisant la même méthode, nous allons donc regarder comment évoluent les courbes de dispersion des cristaux photoniques déjà caractérisés auparavant lorsqu'ils seront remplis par un polymère dopé. Sur la figure 4.24 nous avons tracé les courbes de dispersion théoriques des 4 CPs planaires en SOI avec les facteurs de remplissage ajustés aux grandes longueurs d'onde (voir §4.3.3) avant remplissage (cercles) et après remplissage (croix) par un matériau polymère. Nous avons utilisé la même méthode de calcul 3D que celle utilisée pour ajuster les courbes expérimentales. Ce calcul prend en compte l'épaisseur du guide de silicium. On a utilisé pour indice du polymère  $n_{poly} = 1.6$ . Une première comparaison générale entre les deux diagrammes montre que lorsque les trous sont remplis de polymère la position en fréquence des courbes diminue, l'indice effectif du guide de silicium quant à lui augmentant à cause de l'indice du polymère (supérieur à l'indice de l'air).

On remarque également que les courbes se décalent vers le rouge, d'autant plus que le facteur de remplissage est élevé. L'influence du facteur de remplissage sur les courbes augmente avec le numéro de la courbe (quand la fréquence augmente). Cette même méthode permettrait donc de choisir la période  $\Lambda$  du CP et le facteur de remplissage  $f$  pour avoir des bandes très plates aux longueurs d'ondes voulues pour l'absorption et l'émission.

Après remplissage des trous par le polymère, nous pouvons constater d'après la figure 4.24 que les courbes de dispersion sont très peu modifiées. On peut raisonner sur les courbes de la figure 4.16 où les symétries d'inversion sont prises en compte après une analyse des conditions aux limites.



**Fig. 4.24** – Structures de bandes photonique calculées pour les structures CP<sub>1</sub>, CP<sub>2</sub>, CP<sub>3</sub> et CP<sub>4</sub>, avant (cercles) et après remplissage (croix) des trous par un polymère de constante diélectrique  $\epsilon_{poly} = 2.56$ . Le facteur de remplissage pris dans le calcul est celui ajusté sur les résonances de Fano aux grandes longueurs d'ondes avec :  $f_{CP_1} = 0.386$ ,  $f_{CP_2} = 0.362$ ,  $f_{CP_3} = 0.336$  et  $f_{CP_4} = 0.307$ .

[Photonic bands structures for the CPs without (circles) and with (cross) the filling the holes by a polymer of a dielectric constante  $\epsilon_{poly} = 2.56$ . The simulations are achieved with an adjusted filling factor on the Fano resonance at large wavelength with :  $f_{CP_1} = 0.386$ ,  $f_{CP_2} = 0.362$ ,  $f_{CP_3} = 0.336$  and  $f_{CP_4} = 0.307$ .]

Les techniques de couplage par la surface que nous avons utilisées , telles que l'ellipsométrie spectroscopique ou la Spectrométrie FTIR en réflexion et en transmission nous ont permis de tracer les courbes de dispersion de cristaux photoniques 2D planaires fabriqués dans des substrats de SOI non actifs optiquement. Ceci grâce à l'apparition, sur les spectres de réflexion, de transmission, ou des angles ellipsométriques, de résonances dues au couplage diffractif, de l'onde incidente avec des ondes guidées dans la membrane . Les observations effectuées et une analyse des conditions aux limites prenant en compte la périodicité 1D de variation d'indice dans le CP ont de plus permis de mettre en évidence les modes des CPs situés sous le cône de lumière et donc non visibles a priori en optique diffractive. Les courbes de dispersion expérimentales, associées à une modélisation 3D, permettant de tracer les courbes de dispersion situées au dessus du cône de lumière, nous ont permis d'ajuster le facteur de remplissage des structures étudiées. Les résultats obtenus en ellipsométrie spectroscopique confirment ceux obtenus aux grandes longueurs d'onde. Par ailleurs, ces méthodes nous ont permis de préciser expérimentalement la position des bords de bandes interdites et les zones d'anti-croisement. Ce sont des lieux, dans l'espace  $(\omega, \vec{k})$  où la vitesse de groupe est très faible où la densité de modes est très grande et les effets non linéaires susceptibles d'être très importants. Parallèlement, les mesures en réflexion et transmission effectuées en spectrométrie FTIR nous ont permis de déterminer comment variait l'efficacité de couplage entre une onde incidente et une onde guidée pour un même mode quand l'angle d'incidence variait. L'ensemble de ces observations permet donc de déterminer les conditions expérimentales optimales pour créer des effets non linéaires intenses par excitation par la surface.



# Conclusions

Le travail de thèse présenté dans ce manuscrit concerne l'optimisation et la caractérisation de nouvelles structures à cristaux photoniques pour l'utilisation en optique non linéaire. Nous avons montré sur des structures périodiques à 1 dimension l'importance de la localisation de la lumière dans les CPs pour les effets non linéaires. La nanostructuration de matériaux permet de réaliser l'accord de phase dans les cristaux photoniques. L'accord de phase est obtenu en utilisant la dispersion anormale existant en bord de bandes interdites photoniques. Ce type de structures permet d'obtenir aussi de fortes densités de modes du champ optique à la fréquence de l'onde excitatrice là où on souhaite obtenir des effets non linéaires importants.

L'utilisation d'un CP permet d'accroître efficacement la GSH et ainsi de pallier à la difficulté de générer un signal de second harmonique de forte intensité dans des matériaux dispersifs tel que le GaN. La description des effets non linéaires dans le GaN comme matériau homogène a été présentée.

Des premiers échantillons test des structures planaires GaN gravées ont été réalisées en collaboration avec le LPS (Laboratoire de Physique du Solide à l'Université Paris-Sud). Les résultats de gravure réalisé par faisceau d'ions focalisés (FIB) se sont montrés prometteurs. Une autre voie, qui pourrait être explorée, est la gravure ionique réactive profonde, en particulier pour obtenir des dispositifs de plus grandes dimensions.

Dans le cadre de cette thèse, nous avons également étudié des CPs réalisés dans la filière silicium sur isolant (SOI). Nous avons développé des techniques de couplage par la surface permettant la caractérisation expérimentale des structures à cristal photonique sur substrat SOI, afin de qualifier les procédés de fabrication et de déterminer les zones, dans les courbes de dispersion, où les photons sont les plus lents et les effets non linéaires potentiels les plus importants. Nous avons mis au point des méthodes de mesure, en optique diffractive, permettant de déterminer la dispersion des modes guidés et résonnants en utilisant l'ellipsométrie spectroscopique (ES) et des mesures de réflexion/transmission spectrales par transformée de Fourier. Nous avons constaté qu'aux grandes longueurs d'onde ( $\simeq 3$  fois la période du CP), ces structures se comportaient comme des matériaux homogènes isotropes dans le plan des couches. Dans la limite quasi-statique ( $\Lambda/\lambda \ll 1$ ), nous avons réussi à affecter aux couches gravées un indice effectif fonction des indices des matériaux constituants et du facteur de remplissage via l'approximation de l'indice effectif d'ordre zéro. Ces méthodes permettent de caractériser d'une manière très précise l'efficacité du remplissage par un matériau non linéaire des trous de cristaux gravés dans des substrats en SOI.

Les expériences effectuées en FTIR nous ont permis d'observer des résonances sur les spectres de réflectivité ou de transmissivité. Ces résonances ont également été mises en évidence par les mesures ellipsométriques sur les spectres de  $\text{tg}\Psi$  et de  $\cos\Delta$ . Ce sont des résonances de Fano dues au couplage entre une onde incidente et des modes de la structure. Ces modes sont a priori des modes résonnants, situés au-dessus du cône de lumière. Cependant, nous avons démontré que l'origine de ces résonances pouvait également être liée à l'excitation de modes guidés, présentant

des pertes liées aux dimensions limitées des zones gravées et aux conditions aux limites qui en découlent. Nous avons ainsi pu tracer les courbes de dispersion de cristaux photoniques au-dessus et en dessous du cône de lumière. Les courbes de dispersion sous le cône de lumière, tracées dans les directions  $M\Gamma$  et  $MK$  ont été obtenues en tenant compte des symétries provenant des nouvelles conditions aux limites, à partir des observations faites dans les directions  $\Gamma M$  et  $\Gamma K$ . A notre connaissance, aucune étude n'a montré l'existence de ces modes guidés dans la direction  $MK$  par des méthodes de couplage par la surface.

Nous avons étudié, pour un même mode quasi-guidé, l'évolution, avec la fréquence de l'efficacité du couplage entre une onde plane et ce mode, ou, ce qui revient au même, l'évolution des pertes diffractives de ce mode, à partir de l'évolution des résonances de Fano. Nous avons également déterminé, à partir des courbes de dispersion, les zones de faible vitesse de groupe. Ceci nous donne des informations déterminantes sur les conditions de couplage optimales lors de la réalisation de dispositifs pour l'optique diffractive non linéaire.

Par ailleurs, en utilisant une modélisation 3D qui permet de tracer les courbes de dispersion au-dessus du cône de lumière, nous avons réussi à ajuster le facteur de remplissage à partir des fréquences de résonance observées : les résultats obtenus confirment les mesures réalisées aux grandes longueurs d'onde. Nous pouvons donc utiliser ces modélisations pour optimiser des dispositifs en SOI dont les trous seraient remplis de matériaux non linéaires.

L'utilisation de l'optique diffractive semble donc bien adaptée à la caractérisation non destructive de cristaux photoniques planaires. Elle permet d'une part de déterminer les meilleures conditions expérimentales pour observer des effets non linéaires et d'autre part, de façon prospective, de caractériser l'efficacité de remplissage de structures photoniques par des matériaux actifs.



# Glossaire

Dans ce manuscrit nous avons utilisé quelques abréviations dont nous rappelons la signification ci-dessous.

$\lambda$	: Longueur d'onde.
$\Lambda$	: Période du cristal photonique.
$\theta$	: Angle d'incidence.
$f$	: Facteur de remplissage.
$n_{eff}$	: Indice effectif.
$\omega$	: Pulsation.
$k$	: Vecteur d'onde.
$V_g$	: Vitesse de groupe.
$c$	: Vitesse de la lumière dans le vide.
$\epsilon$	: Permittivité diélectrique relative.
ADP	: Accord De Phase.
BIP	: Bande Interdite Photonique.
QAD	: Quasi Accord de phase.
CEA	: Commissariat à l'Énergie Atomique.
CMO	: Composants pour la Microélectronique et l'Optoélectronique.
CMOS	: Complementary Metal Oxide Semiconductor.
CP	: Cristal Photonique.
CPs	: Cristaux Photoniques.
EDFA	: Erbium Dopped Fiber Amplifier (amplificateurs à fibre dopés erbium).
E.M	: Électromagnétique.
E.M.A	: Effectif Medium Approximation.
EMT	: Effectif Medium Theory.
E.S	: Ellipsomètre Spectroscopique.
FDTD	: Finite Difference Time Domain.
FIB	: Focused Ion Beam (faisceau d'ions focalisé).
FTIR	: Fourier Transform InfraRed.
GME	: Guided Mode Expansion.
GSH	: Génération de Seconde Harmonique ( <i>Second Harmonic Generation</i> ).
GTH	: Génération de la Troisième Harmonique.
IEF	: Institut d'Electronique Fondamentale.
IR	: Infrarouge ( <i>InfraRed</i> ).

*Suite page suivante ...*

... continued from previous page

LETI	:	Laboratoire d'Electronique, de Technologies de l'Information du CEA.
LPS	:	Laboratoire de Physique des Solides.
LPQM	:	Laboratoire de Photonique Quantique et Moléculaire de l'ENS de Cachan.
MEB	:	Microscope Électronique à Balayage.
MIT	:	Masachusset Institute of Technology.
MPB	:	MIT Photonics Bands.
ONL	:	Optique Non linéaire.
PhC	:	Photonic crystal.
PWAM	:	Plane Wave Ademtance Methode.
PMMA	:	PolyMethacrylate de Méthyle.
QD	:	Quantum dots ( <i>nanocristaux</i> ).
RIE	:	Reactif Ion Etching ( <i>gravure ionique réactive</i> ).
RCWA	:	Rigorous Coupled WAVes.
SoC	:	System on Chip.
SOI	:	Silicon On Insultor ( <i>Silicium sur isolant</i> ).
TE	:	Transverse Electric.
TM	:	Transverse Magnetic.
tg	:	Tangente.
UV	:	Ultraviolet.

# Références

- [1] P. Yeh, A. Yariv, et C.-S. Hong, “Electromagnetic propagation in periodic stratified media. i. general theory,” *J. Opt. Soc. Am.*, vol. 67, no. 4, p. 423, 1977.
- [2] C. M. Bowden, J. P. Dowling, et H. O. Everitt, “Development and applications of materials exhibiting photonic band gaps : Introduction,” *J. Opt. Soc. Am. B*, vol. 10, no. 2, p. 280, 1993.
- [3] M. Aschwanden et A. Stemmer, “Polymeric, electrically tunable diffraction grating based on artificial muscles,” *Opt. Lett.*, vol. 31, no. 17, pp. 2610–2612, 2006.
- [4] L. P. Biró, Z. Bálint, K. Kertész, Z. Vértesy, G. I. Márk, Z. E. Horváth, J. Balázs, D. Méhn, I. Kiricsi, V. Lousse, et J.-P. Vigneron, “Role of photonic-crystal-type structures in the thermal regulation of a lycaenid butterfly sister species pair,” *Phys. Rev. E*, vol. 67, p. 021907, Feb 2003.
- [5] A. R. Parker, R. C. McPhedran, D. R. McKenzie, L. C. Botten, et N. A. Nicorovici, “Photonic engineering : Aphrodite’s iridescence,” *Nature*, vol. 409, pp. 36–37, 2001.
- [6] R. C. McPhedran, N. A. Nicorovici, D. R. McKenzie, L. C. Botten, A. R. Parker, et G. W. Rouse, “The sea mouse and the photonic crystal,” *Australian J. of Chem.*, vol. 54, pp. 241 – 244, 2001.
- [7] J. M. Pottage, E. Silvestre, et P. S. J. Russell, “Vertical-cavity surface-emitting resonances in photonic crystal films,” *J. Opt. Soc. Am. A*, vol. 18, pp. 442–447, 2001.
- [8] S. Noda, A. Chutinan, et M. Imada, “Trapping and emission of photons by a single defect in a photonic bandgap structure,” *Nature*, vol. 407, p. 608, 2000.
- [9] P. S. J. Russell, “Bragg resonance of light in optical superlattices,” *Phys. Rev. Lett.*, vol. 56, pp. 596–599, Feb 1986.
- [10] H. Kosaka, T. Kawashima, A. Tomita, M. Notomi, T. Tamamura, T. Sato, et S. Kawakami, “Superprism phenomena in photonic crystals,” *Phys. Rev. B*, vol. 58, pp. R10096–R10099, Oct 1998.
- [11] T. Prasad, V. Colvin, et D. Mittleman, “Superprism phenomenon in three-dimensional macroporous polymer photonic crystals,” *Phys. Rev. B*, vol. 67, p. 165103, 2003.
- [12] B. Gralak, S. Enoch, et G. Tayeb, “Anomalous refractive properties of photonic crystals,” *J. Opt. Soc. Am. A*, vol. 17, pp. 1012–1020, 2000.
- [13] A. Lupu, E. Cassan, S. Laval, L. E. Melhaoui, P. Lyan, et J. M. Fedeli, “Experimental evidence for superprism phenomena in SOI photonic crystals,” *Optics Express*, vol. 12, pp. 5690–5696, 2004.
- [14] S. Rowson, A. Chelnokov, et J.-M. Lourtioz, “Two-dimensional photonic crystals in macroporous silicon : from mid-infrared (10  $\mu\text{m}$ ) to telecommunication wavelengths (1.3–1.5  $\mu\text{m}$ ),” *J. Lightwave Technol.*, vol. 17, pp. 1989 – 1995, 1999.
- [15] E. Yablonovitch, “Inhibited spontaneous emission in solid-state physics and electronics,” *Phys. Rev. Lett.*, vol. 58, pp. 2059–2062, 1987.
- [16] J. A. Armstrong, N. Bloembergen, J. Ducuing, et P. Pershan, “Interactions between light waves in a nonlinear dielectric,” *Phys. Rev. A*, vol. 127, pp. 1918–1939, 1962.

- [17] P. Franken, A. Hill, C. Peters, et G. Weinreich, "Generation of optical harmonics," *Phys. Rev. Lett.*, vol. 7, pp. 118–119, 1961.
- [18] J. V. D. Ziel, "Phase matched harmonic generation in a laminar structure with wave propagation in the plane of the layers," *Appl. Phys. Lett.*, vol. 26, p. 60, 1975.
- [19] S. John et N. m. c. Aközbek, "Nonlinear optical solitary waves in a photonic band gap," *Phys. Rev. Lett.*, vol. 71, pp. 1168–1171, Aug 1993.
- [20] M. Scalora, J. P. Dowling, A. S. Manka, C. M. Bowden, et J. W. Haus, "Pulse propagation near highly reflective surfaces : Applications to photonic band-gap structures and the question of superluminal tunneling times," *Phys. Rev. A*, vol. 52, pp. 726–734, Jul 1995.
- [21] K. Sakoda et K. Ohtaka, "Sum-frequency generation in a two-dimensional photonic lattice," *Phys. Rev. B*, vol. 54, pp. 5742–5749, Aug 1996.
- [22] A. Fiore, S. Janz, L. Delobel, P. van der Meer, P. Bravetti, V. Berger, E. Rosencher, et J. Nagle, "Second-harmonic generation at  $\lambda = 1.6 \mu\text{m}$  in AlGaAs/Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub> waveguides using birefringence phase matching," *Applied Physics Letters*, vol. 72, no. 23, pp. 2942–2944, 1998.
- [23] A. V. Balakin, V. A. Bushuev, N. I. Koroteev, B. I. Mantsyzov, I. A. Ozheredov, A. P. Shkurinov, D. Boucher, et P. Masselin, "Enhancement of second-harmonic generation with femtosecond laser pulses near the photonic band edge for different polarizations of incident light," *Opt. Lett.*, vol. 24, p. 793, 1999.
- [24] Y. Dumeige, P. Vidakovic, S. Sauvage, I. Sagnes, J. A. Levenson, C. Sibilia, M. Centini, G. D'Aguanno, et M. Scalora, "Enhancement of second-harmonic generation in a one-dimensional semiconductor photonic band gap," *Appl. Phys. Lett.*, vol. 78, p. 3021, 2001.
- [25] A. Bosco, M. Centini, L. Sciscione, C. Sibilia, E. Fazio, M. Bertolotti, A. Fiore, A. Convertino, L. Cerri, et M. Scalora, "Noncollinear type-II second-harmonic generation in a Al<sub>0.3</sub>Ga<sub>0.7</sub>As/Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub> one-dimensional photonic crystal," *Appl. Phys. Lett.*, vol. 84, p. 3010, 2004.
- [26] R. W. Eason et A. Miller, *Nonlinear Optics in Signal Processing*. Chapman & Hall, London, 1993.
- [27] Y. Sheng, *The Principles of Nonlinear Optics*. Wiley-Interscience, New York, NY, USA, 1984.
- [28] R. Boyd, *Nonlinear optics*. Academic press, INC, San Diego, Calif., 1992.
- [29] R. Sutherland, *Handbook of Nonlinear Optics*, vol. 2nd Edition. Marcel Dekker, New York, 2003.
- [30] N. Bloemberger, *Nonlinear Optics*. Benjamin, Reading, New York, 1965.
- [31] M. Fejer, G. A. Magel, D. H. Jundt, et R. L. Byer, "Quasi-phase-matched second harmonic generation : tuning and tolerances," *IEEE J. Quantum Electron.*, vol. 28, pp. 2631–2654, 1992.
- [32] J. Miragliotta et D. K. Wickenden, "Nonlinear electroreflectance from gallium nitride using optical second-harmonic generation," *Phys. Rev. B*, vol. 53, pp. 1388 – 1397, 1996.
- [33] E. Yablonovitch, "Photonic band-gap crystals," *J. Phys. Condens. Matter*, vol. 5, pp. 2443–2460, 1993.
- [34] J. Joannopoulos, R. D. Meade, et J. N. Winn, *Photonic Crystals- Molding the Flow of Light*. Princeton University Press, Princeton, NJ, 1995.
- [35] H. Rigneault, J. M. Lourtioz, C. Delalande, et A. Levenson, *Nanophotonics*. GET and Lavoisier, Paris, 2005.
- [36] R. Zengerle, "Light propagation in singly and doubly periodic planar waveguides," *J. of Modern Optics*, vol. 34, pp. 1589–1617, 1987.

- [37] S. John, “Strong localization of photons in certain disordered dielectric superlattices,” *Phys. Rev. Lett.*, vol. 58, pp. 2486–2489, 1987.
- [38] J. M. Lourtioz, H. Benisty, V. Berger, J. M. Gérard, D. Maystre, et A. Tchebnokov, *Les cristaux photoniques ou “la lumière en cage”*. GET et Lavoisier, Paris, 2003.
- [39] K. Sakoda, *Optical Properties of Photonic Crystals*, vol. 80. Springer, Berlin, Springer Series in Optical Sciences, ed., 2001.
- [40] C. KITTEL, *Introduction to Solid State Physics*, THIRD EDITION. JOHN WILEY and SONS INC., New York, London, Sydney, 1967.
- [41] C. KITTEL, *Quantum Theory of Solids*. JOHN WILEY and SONS INC., New York, 1963.
- [42] E. Yablonovitch, T. J. Gmitter, R. D. Meade, A. M. Rappe, K. D. Brommer, et J. D. Joannopoulos, “Donor and acceptor modes in photonic band structure,” *Phys. Rev. Lett.*, vol. 67, pp. 3380 – 3383, 1991.
- [43] M. Plihal et A. A. Maradudin, “Photonic band structure of two-dimensional systems :the triangular lattice,” *Phys. Rev. B*, vol. 44, pp. 8565 – 8571, 1991.
- [44] A. Shinya, M. Notomi, I. Yokohama, C. Takahashi, J. Takahachi, et T. Tamamura, “Two-dimensional Si photonic crystals on oxide using SOI substrate,” *Opti. and Quant. Elect.*, vol. 34, pp. 113–121, 2002.
- [45] C. Kee, S. P. Han, K. Byoung, et al., “Photonic band gaps and defect modes of polymer photonic crystal slabs,” *Appl. Phys. Lett.*, vol. 86, p. 051101, 2005.
- [46] T. Baba, D. Sano, K. Nozaki, K. Inoshita, Y. Kuroki, et F. Koyama, “Observation of fast spontaneous emission decay in GaInAsP photonic crystal point defect nanocavity at room temperature,” *Appl. Phys. Lett.*, vol. 85, p. 3989, 2004.
- [47] W. M. Robertson, G. Arjavalingam, R. D. Meade, K. D. Brommer, A. M. Rappe, et J. D. Joannopoulos, “Measurement of photonic band structure in a two-dimensional periodic dielectric array,” *Phys. Rev. Lett.*, vol. 68, pp. 2023–2026, Mar 1992.
- [48] K. Sakoda, “Symmetry, degeneracy, and uncoupled modes in two-dimensional photonic lattices,” *Phys. Rev. B*, vol. 52, pp. 7982 – 7986, 1995.
- [49] T. E. Sale, *Vertical Cavity Surface Emitting Lasers*. Research Studies Press, Somerset, UK, 1995.
- [50] K. M. Ho, C. T. Chan, et M. Soukoulis, “Existence of a photonic gap in periodic structures,” *Phys. Rev. Lett.*, vol. 65, p. 3152, 1990.
- [51] S. Y. Lin, J. G. Fleming, D. Hetherington, B. Smith, R. Biswas, K. M. Ho, M. M. Sigalas, W. Zubrzycki, S. Kurtz, et J. Bur, “A three-dimensional photonic crystal operating at infrared wavelengths,” *Nature*, vol. 394, pp. 251–253, 1998.
- [52] A. Chelnokov, S. David, et A. Lourtioz, “Fabrication of 2D and 3D silicon photonic crystals by deep etching,” *IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics*, vol. 8, pp. 919–928, 2002.
- [53] S. Noda, K. Tomoda, N. Yamamoto, et A. Chutinan, “Full Three-Dimensional Photonic Bandgap Crystals at Near-Infrared Wavelengths,” *Science*, vol. 289, pp. 604–606, 2000.
- [54] S. Fan, P. R. Villeneuve, R. D. Meade, et J. D. Joannopoulos, “Design of three-dimensional photonic crystals at submicron length scales,” *Applied Physics Letters*, vol. 65, no. 11, pp. 1466–1468, 1994.
- [55] E. Kuramochi, M. Notomi, T. Tamamura, T. Kawashima, S. Kawakami, J. Takahashi, et C. Takahashi, “Drilled alternating-layer structure for three-dimensional photonic crystals with a full band gap,” *Journal of Vacuum Science Technology*, vol. 18, p. 3510, 2000.
- [56] M. Notomi, T. Tamamura, T. Kawashima, et S. Kawakami, “Drilled alternating-layer three-dimensional photonic crystals having a full photonic band gap,” *Applied Physics Letters*, vol. 77, no. 26, pp. 4256–4258, 2000.

- [57] M. Le Vassor D'Yerville, *Modélisation de cristaux photoniques bidimensionnels de hauteur finie*. PhD thesis, Université Montpellier II - Sciences et Techniques du Languedoc, 2002.
- [58] P. Yeh, "Electromagnetic propagation in birefringent layered media," *Journal of the Optical Society of America*, vol. 69, pp. 742–756, 1979.
- [59] D. Bernier, E. Cassan, A. Lupu, G. Maire, D. Marris-Morini, L. Vivien, et S. Laval, "Analysis of ultra refraction properties in strong index contrast slab photonic crystals," *Opt. Comm.*, vol. 274, pp. 241–247, 2007.
- [60] J. M. Bendickson, J. P. Dowling, et M. Scalora, "Analytic expressions for the electromagnetic mode density in finite, one dimensional, photonic band-gap structures," *Phys. Rev. E*, vol. 53, pp. 4107–4121, 1996.
- [61] J. P. Dowling, M. Scalora, M. J. Bloemer, et C. M. Bowden, "The photonic band edge laser : A new approach to gain enhancement," *J. Appl. Phys.*, vol. 75, pp. 1896–1899, 1994.
- [62] G. D'Aguanno, M. Centini, M. Scalora, C. Sibilìa, M. J. Bloemer, C. M. Bowden, J. W. Haus, et M. Bertolotti, "Group velocity, energy velocity, and superluminal propagation in finite photonic band-gap structures," *Phys. Rev. E*, vol. 63, p. 036610, 2001.
- [63] S. F. Mingaleev et Y. S. Kivshar, "Self-trapping and stable localized modes in nonlinear photonic crystals," *Phys. Rev. Lett.*, vol. 86, pp. 5474 – 5477, 2001.
- [64] D. M. Whittaker et I. S. Culshaw, "Scattering-matrix treatment of patterned multilayer photonic structures," *Phys. Rev. B*, vol. 60, p. 2610, 1999.
- [65] P. Dansas et N. Paraire, "Fast modeling of photonic bandgap structures by use of a diffraction-grating approach," *J. Opt. Soc. Am. A*, vol. 15, pp. 1586–1598, 1998.
- [66] M. Nevière et F. Montiel, "Deep gratings : a combination of the differential theory and the multiple reflection series," *Opt. Commun.*, vol. 108, p. 1, 1994.
- [67] H. Azarinia et A. Tavakoli, "Finite difference time domain analysis of a photonic crystal," *Physica B*, vol. 370, pp. 223–227, 2005.
- [68] S. G. Johnson et J. D. Joannopoulos, "Block-iterative frequency-domain methods for Maxwell's equations in a planewave basis," *Optics Express*, vol. 8, p. 173, 2001.
- [69] M. Dems, R. Kotynski, et K. Panajotov, "Planewave admittance method," *Optics Express*, vol. 13, p. 3196, 2005.
- [70] S. G. Johnson, S. Fan, P. R. Villeneuve, J. D. Joannopoulos, et L. A. Kolodziejski, "Guided modes in photonic crystal slabs," *Phys. Rev. B*, vol. 60, pp. 5751–5758, 1999.
- [71] R. D. Meade, K. D. Brommer, A. M. Rappe, et J. D. Joannopoulos, "Photonic bound-states in periodic dielectric materials," *Phys. Rev. B*, vol. 44, pp. 13772–13774, 1991.
- [72] A. Taflove, *Computational Electrodynamics : the Finite-Difference Time-Domain method*. Artech House, Boston, London, 1995.
- [73] K. S. Yee, "Numerical solution of initial boundary value problems involving Maxwell's equations in isotropic media," *IEEE Trans. Antennas and Propagation*, vol. 14, pp. 302–307, 1966.
- [74] K. Knop, "Rigorous diffraction theory for transmission phase gratings with deep rectangular grooves," *J. Opt. Soc. Am.*, vol. 68, no. 9, p. 1206, 1978.
- [75] M. G. Moharam et T. K. Gaylord, "Rigorous coupled-wave analysis of planar-grating diffraction," *J. Opt. Soc. Am.*, vol. 71, no. 7, p. 811, 1981.
- [76] N. Château et J.-P. Hugonin, "Algorithm for the rigorous coupled-wave analysis of grating diffraction," *J. Opt. Soc. Am. A*, vol. 11, p. 1321, 1994.
- [77] M. G. Moharam et T. K. Gaylor, "Diffraction analysis of dielectric surface relief gratings," *J. Opt. Soc. Am. A*, vol. 72, p. 1385, 1982.

- [78] J. B. Pendry et A. MacKinnon, "Calculation of photon dispersion-relations," *Phys. Rev. Lett.*, vol. 69, pp. 2772 – 2775, 1992.
- [79] J. B. Pendry, "Photonic band structure," *J. of Modern Optics*, vol. 41, p. 209, 1992.
- [80] P. M. Bell, J. B. Pendry, L. M. Moreno, et A. J. Ward, "A program for calculating photonic band structures and transmission coefficients of complex structures," *Computer Physics Communication*, vol. 85, pp. 306–322, 1995.
- [81] J. B. Pendry, "Calculating photonic band structure," *J. of Physics : Condensed Matter*, vol. 8, p. 1085, 1996.
- [82] A. M. Yacomotti, F. Raineri, C. Cojocar, P. Monnier, J. A. Levenson, et R. Raj, "Nonadiabatic dynamics of the electromagnetic field and charge carriers in high-Q photonic crystal resonators," *Phys. Rev. Lett.*, vol. 96, p. 093901, 2006.
- [83] F. Raineri, G. Vecchi, A. M. Yacomotti, C. Seassal, P. Viktorovitch, R. Raj, et A. Levenson, "Doubly resonant photonic crystal for efficient laser operation : Pumping and lasing at low group velocity photonic modes," *Appl. Phys. Lett.*, vol. 86, p. 011116, 2005.
- [84] P. E. Barclay, K. Srinivasan, et O. Painter, "Nonlinear response of silicon photonic crystal microresonators excited via an integrated waveguide and fiber taper," *Optics Express*, vol. 13, p. 801, 2005.
- [85] X. Letartre, C. Seassal, C. Grillet, P. Rojo-Romeo, P. Viktorovitch, M. Le Vassor d'Yerville, D. Cassagne, et C. Jouanin, "Group velocity and propagation losses measurement in a single-line photonic crystal waveguide on InP membranes," *Appl. Phys. Lett.*, vol. 79, pp. 2312–2314, 2001.
- [86] D. Labilloy, H. Benisty, C. Weisbuch, T. F. Krauss, R. Houdré, et U. Oesterle, "Use of guided spontaneous emission of a semiconductor to probe the optical properties of two-dimensional photonic crystals," *Appl. Phys. Lett.*, vol. 71, pp. 738–740, 1997.
- [87] C. Jamois, R. Wehrspohn, L. C. Andreani, C. Hermann, O. Hess, et U. Gösele, "Silicon-based two-dimensional photonic crystal waveguides," *Photonics and Nanostructures - Fundamentals and Applications*, vol. 1, pp. 1–13, 2003.
- [88] C. Monat, C. Seassal, X. Letartre, P. Regreny, M. Gendry, P. R. Romeo, P. Viktorovitch, M. L. V. d'Yerville, D. Cassagne, J. P. Albert, E. Jalaguier, S. Pocas, et B. Aspar, "Two-dimensional hexagonal-shaped microcavities formed in a two-dimensional photonic crystal on an InP= membrane, publisher = AIP, year = 2003, journal = Journal of Applied Physics, volume = 93, pages = 23-31,,"
- [89] B. Cluzel, D. Gerard, E. Picard, T. Charvolin, V. Calvo, E. Hadji, et F. de Fornel, "Experimental demonstration of Bloch mode parity change in photonic crystal waveguide," *Applied Physics Letters*, vol. 85, no. 14, pp. 2682–2684, 2004.
- [90] S. Olivier, H. Benisty, C. Weisbuch, C. J. M. Smith, T. F. Krauss, et R. Houdré, "Coupled-mode theory and propagation losses in photonic crystal waveguides," *Optics Express*, vol. 11, pp. 1490–1496, 2003.
- [91] A. Chowdhury, H. M. Ng, M. Bhardwaj, et N. G. Weimann, "Second-harmonic generation in periodically poled GaN," *Appl. Phys. Lett.*, vol. 83, pp. 1077–1079, 2003.
- [92] S. J. B. Yoo, R. Bhat, C. Caneau, et M. A. Koza, "Quasi-phase-matched second-harmonic generation in AlGaAs waveguides with periodic domain inversion achieved by wafer-bonding," *Appl. Phys. Lett.*, vol. 66, pp. 3410–3412, 1995.
- [93] V. Berger, "Nonlinear photonic crystals," *Phys. Rev. Lett.*, vol. 81, pp. 4136 – 4139, 1998.
- [94] N. G. R. Broderick, G. W. Ross, H. L. Offerhaus, D. J. Richardson, et D. C. Hanna, "Hexagonally poled lithium niobate : A two-dimensional nonlinear photonic crystal," *Phys. Rev. Lett.*, vol. 84, pp. 4345–4348, May 2000.



- [95] V. Berger, "Second-harmonic generation in monolithic cavities," *J. Opt. Soc. Am. B*, vol. 14, no. 6, pp. 1351–1360, 1997.
- [96] Y. Dumeige, F. Raineri, A. Levenson, et X. Letartre, "Second-harmonic generation in one-dimensional photonic edge waveguides," *Phys. Rev. E*, vol. 68, p. 066617, 2003.
- [97] B. Shi, Z. M. Jiang, X. F. Zhou, et X. Wang, "A two-dimensional nonlinear photonic crystal for strong second harmonic generation," *J. Appl. Phys.*, vol. 91, pp. 6769–6771, 2002.
- [98] A. R. Cowan et J. F. Young, "Mode matching for second-harmonic generation in photonic crystal waveguides," *Phys. Rev. B*, vol. 65, p. 085106, 2002.
- [99] D. Coquillat, G. Vecchi, C. Comaschi, A. M. Malvezzi, J. Torres, et M. Le Vassor d'Yerville, "Enhanced second- and third-harmonic generation and induced photoluminescence in a two-dimensional GaN photonic crystal," *Appl. Phys. Lett.*, vol. 87, p. 101106, 2005.
- [100] U. Gruning, V. Lehmann, S. Ottow, et K. Busch, "Macroporous silicon with a complete two-dimensional photonic band gap centered at  $5\ \mu\text{m}$ ," *Appl. Phys. Lett.*, vol. 68, pp. 747–749, 1996.
- [101] M. Guendouz, M. B. Salah, S. Rivet, B. Le Jeune, G. Le Brun, M. Gaillet, et C. Marchand, "Porous silica composite material for non-linear optical properties : characterisation by spectroscopic ellipsometry and second harmonic generation," *Phys. Stat. Sol. c*, vol. 2, pp. 3370–3374, 2005.
- [102] M. Gaillet, M. Guendouz, M. B. Salah, B. Le Jeune, et G. Le Brun, "Characterization of porous silicon composite material by spectroscopic ellipsometry," *Thin Solid Films*, vol. 455–456, pp. 410–416, 2004.
- [103] S. David, A. Chelnokov, et J. Lourtioz, "Lateral confinement in macroporous silicon photonic crystal waveguides," *J. of Optics A : Pure and Applied Optics*, vol. 4, pp. 468–473, 2002.
- [104] S. Inoue et K. Kajikawa, "Inductivity coupled plasma etching to fabricate the nonlinear optical polymer photonic crystal waveguides," *Materials Science and Engineering B*, vol. 103, pp. 170–176, 2003.
- [105] S. Inoue et Y. Aoyagi, "Photonic band structure and related properties of photonic crystal waveguides in nonlinear optical polymers with metallic cladding," *Phys. Rev. B*, vol. 69, p. 205109, 2004.
- [106] M. Deutsh, Y. A. Vlasov, et D. J. Norris, "Conjugated-polymer photonic crystals," *Adv. Mater.*, vol. 12, pp. 1176 – 1180, 2000.
- [107] M. Straub, M. Ventura, et M. Gu, "Multiple higher-order stop gaps in infrared polymer photonic crystals," *Phys. Rev. Lett.*, vol. 91, p. 043901, 2003.
- [108] W. K. Burns et N. Bloembergen, "Third-harmonic generation in absorbing media of cubic or isotropic symmetry," *Phys. Rev. B*, vol. 4, pp. 3437–3450, Nov 1971.
- [109] J. E. Sipe, D. J. Moss, et H. M. van Driel, "Phenomenological theory of optical second- and third-harmonic generation from cubic centrosymmetric crystals," *Phys. Rev. B*, vol. 35, pp. 1129–1141, Jan 1987.
- [110] P. P. Markowicz, H. Tiryaki, H. Pudavar, P. N. Prasad, N. N. Lepeshkin, et R. W. Boyd, "Dramatic enhancement of third-harmonic generation in three-dimensional photonic crystals," *Phys. Rev. Lett.*, vol. 92, p. 083903, 2004.
- [111] C. Comaschi, G. Vecchi, A. M. Malvezzi, M. Patrini, G. Guizzetti, M. Liscidini, L. C. Andreani, D. Peyrade, et Y. Chen, "Enhanced third-harmonic reflection and diffraction in Silicon on Insulator photonic waveguides," *Appl. Phys. B - Lasers and Optics*, vol. 81, pp. 305–311, 2005.
- [112] A. Haché et M. Bourgeois, "Ultrafast all-optical switching in a silicon-based photonic crystal," *Appl. Phys. Lett.*, vol. 77, pp. 4089–4091, 2000.



- [113] P. Tran, “Optical limiting and switching of short pulses by use of nonlinear photonic bandgap structure with a defect,” *J. Opt. Soc. Am. B*, vol. 14, pp. 2589–2594, 1997.
- [114] P. Tran, “Optical switching with nonlinear photonic crystal : a numerical study,” *Opt. Lett.*, vol. 21, pp. 1138–1140, 1996.
- [115] F. Raineri, C. Cojocaru, R. Raj, P. Monnier, A. Levenson, C. Seassal, X. Letartre, et P. Victorovitch, “Tuning a two-dimensional photonic crystal resonance via optical carrier injection,” *Opt. Lett.*, vol. 30, pp. 64–66, 2005.
- [116] F. Raineri, C. Cojocaru, P. Monnier, A. Levenson, R. Raj, C. Seassal, X. Letartre, et P. Victorovitch, “Ultrafast dynamics of the third-order nonlinear response in a two-dimensional InP-based photonic crystal,” *Appl. Phys. Lett.*, vol. 85, p. 1880, 2004.
- [117] U. Fano, “The theory of anomalous diffraction gratings and of quasi-stationary waves on metallic surfaces (Sommerfeld’s waves),” *J. Opt. Soc. Am.*, vol. 31, p. 213, 1941.
- [118] F. Raineri, G. Vecchi, C. Cojocaru, A. M. Yacomotti, C. Seassal, X. Letartre, P. Victorovitch, R. Raj, et A. Levenson, “Optical amplification in two-dimensional photonic crystals,” *Appl. Phys. Lett.*, vol. 86, p. 091111, 2005.
- [119] A. M. Yacomotti, F. Raineri, G. Vecchi, I. Sagnes, M. Strassner, L. Le Gratiet, R. Raj, et A. Levenson, “Ultra-fast nonlinear response around  $1.5 \mu\text{m}$  in 2D AlGaAs/AlOx photonic crystal,” *Appl. Phys. B - Lasers and Optics*, vol. 81, pp. 333–336, 2005.
- [120] M. Galli, A. Politi, M. Belotti, D. Gerace, M. Liscidini, M. Patrini, L. C. Andreani, M. Miritello, A. Irrera, F. Priolo, et Y. Chen, “Strong enhancement of  $\text{Er}^{3+}$  emission at room temperature in silicon-on-insulator photonic crystal waveguides,” *Appl. Phys. Lett.*, vol. 88, p. 251114, 2006.
- [121] M. Fejer, “Nonlinear optical frequency conversion,” *Phys. Today*, p. 25, 1994.
- [122] A. Fiori, V. Berger, E. Rosencher, P. Bravetti, et J. Nagle, “Phase matching using an isotropic nonlinear optical material,” *Nature*, vol. 391, p. 463, 1998.
- [123] F. Abelès, “Investigations on the propagation of sinusoidal electromagnetic waves in stratified media. Application to thin films,” *Ann. Phys. (Paris)*, vol. 50, pp. 596–640, 1950.
- [124] A. Yariv et P. Yeh, *Optical Waves in Crystals*. Wiley, New York, 1984.
- [125] M. Centini, C. Sibilia, M. Scalora, G. D’Aguanno, M. Bertolotti, M. J. Bloemer, C. M. Bowden, et I. Nefedov, “Dispersive properties of finite, one-dimensional photonic band gap structures : Applications to nonlinear quadratic interactions,” *Phys. Rev. E*, vol. 60, p. 4891, 1999.
- [126] D. Pezzetta, C. Sibilia, M. Bertolotti, J. W. Haus, M. Scalora, M. J. Bloemer, et C. M. Bowden, “Photonic-bandgap structures in planar nonlinear waveguides : application to second-harmonic generation,” *J. Opt. Soc. Am. B*, vol. 18, no. 9, pp. 1326–1333, 2001.
- [127] M. Scalora, J. P. Dowling, C. M. Bowden, et M. J. Bloemer, “Optical limiting switching of ultrashort pulses in nonlinear photonic band gap materials,” *Phys. Rev. Lett.*, vol. 73, pp. 1368 – 1371, 1994.
- [128] Y. Dumeige, I. Sagnes, P. Monnier, P. Vidakovic, I. Abram, C. Mériadec, et A. Levenson, “Phase-matched frequency doubling at photonic band edges : Efficiency scaling as the fifth power of the length,” *Phys. Rev. Lett.*, vol. 89, p. 043901, 2002.
- [129] M. Scalora, M. J. Bloemer, A. S. Manka, J. P. Dowling, J. P. Bowden, C. M. Viswanathan, et J. W. Haus, “Pulsed second-harmonic generation in nonlinear, one-dimensional, periodic structures,” *Phys. Rev. A*, vol. 56, pp. 3166–3174, 1997.
- [130] C. D. Angelis, F. Gringoli, M. Midrio, D. Modotto, J. S. Aitchison, et G. F. Nalesso, “Conversion efficiency for second-harmonic generation in photonic crystals,” *J. Opt. Soc. Am. B*, vol. 18, no. 3, pp. 348–351, 2001.

- [131] B. Monemar, "Fundamental energy gap of GaN from photoluminescence excitation spectra," *Phys. Rev. B*, vol. 10, pp. 676–681, Jul 1974.
- [132] T. P. Chow et M. Ghezzo, *SiC power devices. in III-Nitride, SiC, and Diamond Materials for Electronic Devices*. Material Research Society Symposium Proceedings, Pittsburgh, PA, 1996.
- [133] J. F. Muth, J. H. Lee, I. K. Shmagin, R. M. Kolbas, J. H. C. Casey, B. P. Keller, U. K. Mishra, et S. P. DenBaars, "Absorption coefficient, energy gap, exciton binding energy, and recombination lifetime of GaN obtained from transmission measurements," *Appl. Phys. Lett.*, vol. 71, pp. 2572–2574, 1997.
- [134] V. Bougrov, M. E. Levinshtein, S. L. Rumyantsev, et A. Zubrilov, *Properties of Advanced Semiconductor Materials GaN, AlN, InN, BN, SiC, SiGe*. Eds. M.E. Levinshtein and S.L. Rumyantsev and M.S Shur, John Wiley and Sons, Inc., New York, 2001.
- [135] I. M. Tiginyanu, I. V. Kravetsky, D. Pavlidis, A. Eisenbach, R. Hildebrandt, G. Marowsky, et H. Hartnagel, "Nonlinear optical characterization of GaN layers grown by MOCVD on sapphire," *M.R.S*, 1999.
- [136] I. V. Kravetsky, I. M. Tiginyanu, R. Hildebrandt, G. Marowsky, D. Pavlidis, A. Eisenbach, et H. L. Hartnagel, "Nonlinear optical response of GaN layers on sapphire : The impact of fundamental beam interference," *Appl. Phys. Lett.*, vol. 76, pp. 810–812, 2000.
- [137] V. I. Gavrilenko et R. Q. Wu, "Linear and nonlinear optical properties of group-III nitrides," *Phys. Rev. B*, vol. 61, pp. 2632 – 2642, 2000.
- [138] J. L. P. Hughes, Y. Wang, et J. E. Sipe, "Calculation of linear and second-order optical response in wurtzite GaN and AlN," *Phys. Rev. B*, vol. 55, pp. 13630 – 13640, 1997.
- [139] I. Shoji et T. Kondo, "Second-order nonlinear susceptibilities of various dielectric and semiconductor materials," *Opt. and Quant. Elect.*, vol. 34, pp. 797–833, 2002.
- [140] R. C. Miller, "Optical second harmonic generation in piezoelectric crystals," *Appl. Phys. Lett.*, vol. 5, p. 17, 1969.
- [141] B. F. Levine, "Electrodynamical band-charge calculation of nonlinear optical susceptibilities," *Phys. Rev. Lett.*, vol. 22, p. 787, 1969.
- [142] B. F. Levine, "Band-charge calculation of nonlinear optical susceptibilities for various crystal structures," *Phys. Rev. B*, vol. 7, p. 2600, 1973.
- [143] P. G. Eliseev, H. B. Sun, S. Juodkazis, et T. Sugahara, "Laser-induced damage threshold and surface processing of GaN at 400 nm wavelength," *Japanese. J. Appl. Phys.*, vol. 38, p. L839, 1999.
- [144] R. Goldhahn, S. Shokhovets, J. Scheiner, G. Gobsch, T. Cheng, C. Foxon, U. Kaiser, G. Kipshidze, et W. Richter, "Determination of group III nitride film properties by reflectance and spectroscopic ellipsometry studies," *Phys. Stat. Sol. A*, vol. 177, pp. 107 – 115, 2000.
- [145] D. N. Hahn, G. T. Kiehnne, G. K. L. Wong, P. Kung, A. Saxler, et M. Razeghi, "Phase-matched optical second-harmonic generation in GaN and AlN slab waveguides," *J. Appl. Phys.*, vol. 85, pp. 2497–2501, 1999.
- [146] U. Ozgür, G. Webb-Wood, H. O. Everitt, F. Yun, et H. Morkoç, "Systematic measurement of  $Al_xGa_{1-x}N$  refractive indices," *Appl. Phys. Lett.*, vol. 79, p. 4103, 2001.
- [147] 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-dimensional photonic crystals : Positive role of the substrate," *Applied Physics Letters*, vol. 76, no. 5, pp. 532–534, 2000.

- [148] R. Ferrini, R. Houdré, H. Benisty, M. Qiu, et J. Moosburger, "Radiation losses in planar photonic crystals : two-dimensional representation of hole depth and shape by an imaginary dielectric constant," *J. Opt. Soc. Am. B*, vol. 20, no. 3, pp. 469–478, 2003.
- [149] P. Filloux, *Etude et réalisation de structures bidimensionnelles à bandes photoniques interdites pour le domaine optique et proche infrarouge*. PhD thesis, Université Paris-Sud - Paris 11 (Orsay), n° 6714, 2001.
- [150] D. Peyrade, Y. Chen, L. Manin-Ferlazzo, A. Lebib, N. Grandjean, D. Coquillat, R. Legros, et J.-P. Lascaray, "Fabrication of GaN photonic crystals for 400 nm wavelength," *Microelect. Engin.*, vol. 57-58, pp. 843–849, 2001.
- [151] M. Galli, D. Bajoni, F. Marabelli, L. C. Andreani, L. Pavesi, et G. Pucker, "Photonic bands and group-velocity dispersion in Si/SiO<sub>2</sub> photonic crystals from white-light interferometry," *Phys. Rev. B*, vol. 69, p. 115107, 2004.
- [152] C. Hsieh, H. L. Chen, W. C. Chao, et F. H. Ko, "Optical properties of two-dimensional photonic-bandgap crystals characterized by spectral ellipsometry," *Micr. Elect. Engi.*, vol. 73-74, pp. 920–926, 2004.
- [153] J. S. Foresi, P. R. Villeneuve, J. Ferrera, E. R. Thoen, G. Steinmeyer, S. Fan, J. D. Joannopoulos, L. C. Kimerling, I. Smith-Henry, et E. P. Ippen, "Photonic-bandgap microcavities in optical waveguides," *Nature*, vol. 390, pp. 143–145, 1997.
- [154] A. Scherer, O. Painter, J. Vuckovic, M. Loncar, et T. Yoshie, "Photonic crystals for confining, guiding, and emitting light," *IEEE I. Nanotechnol.*, vol. 1, pp. 4–11, 2002.
- [155] E. Schwoob, H. Benisty, et A. Camposeo, "Enhanced gain measurement at mode singularities in InP-based photonic crystal waveguides," *Optics Express*, vol. 12, p. 1569, 2004.
- [156] B. B. Bakir, C. Seassal, X. Letartre, P. Victorovitch, M. Zussy, et L. D. Cioccio, "Surface-emitting microlaser combining two-dimensional photonic crystal membrane and vertical Bragg mirror," *Appl. Phys. Lett.*, vol. 88, p. 081113, 2006.
- [157] W. Bogaerts, P. Dumon, P. Wiaux, V. Beckx, S. Taillaert, D. Luyssaert, B. V. Campenhout, J. Bienstman, et P. V. Thourhout, "Nanophotonic waveguides in silicon-on-insulator fabricated with CMOS technology," *J. of Light. Wave. Techno*, vol. 23, p. 401, 2005.
- [158] P. Kapur et K. C. Saraswat, "Optical interconnects for future high performance integrated circuits," *Physica E*, vol. 16, pp. 620–627, 2003.
- [159] G. K. Celler et S. Cristoloveanu, "Frontiers of silicon-on-insulator," *J. of Appl. Phys.*, vol. 93, pp. 4955–4978, 2003.
- [160] E. Cassan, D. Marris, M. Rouvière, S. Laval, L. Vivien, et A. Koster, "Comparison between electrical and optical clock distribution for CMOS integrated circuit," *Photonics Europe, Strasbourg*, 26-30 avril 2004.
- [161] M. Bruel, J. Margail, J. Stoemenos, P. Martin, et C. Jaussaud, "Formation of buried insulating layers by high dose oxygen implantation under controlled temperature conditions," *Vacuum*, vol. 35, pp. 589–593, 1985.
- [162] R. M. A. Azzam, *Ellipsometry and Polarized Light*. North Holland, Amsterdam, 1977.
- [163] H. G. Tompkins, *A Users's Guide to Ellipsometry*. Academic Press Inc, London, 1999.
- [164] H. G. Tompkins et E. A. Irene, *Handbook of Ellipsometry*. William Andrews Publications, Norwich, NY, 2005.
- [165] H. Fujiwara, *Spectroscopic Ellipsometry : Principles and Applications*. John Wiley & Sons Inc, New York, 2007.
- [166] F. Bernoux, J. Piel, B. Castellon, C. Defranoux, J. Lecat, P. Boher, et J. Stehle, "Ellipsométrie théorie = ellipsometry theory," *Tech. ing., Mes. contrôle*, vol. RD3, pp. R6490.1–R6490.11, 2003.

- [167] D. Charlot et A. Maruani, “Ellipsometric data processing : an efficient method and an analysis of the relative errors,” *Appl. Opt.*, vol. 24, p. 3368, 1985.
- [168] G. Bruhat, *Cours de physique générale (OPTIQUE), sixième édition*. MASSON & C<sup>ie</sup> éditeurs, 1965, Paris.
- [169] M. Ahles, T. Ruhl, G. Hellmann, H. Winkler, R. Schmechel, et H. Seggern, “Spectroscopic ellipsometry on opaline photonic crystals,” *Opt. Comm.*, vol. 246, pp. 1–7, 2005.
- [170] M. Carton, *Etude et réalisation d’un commutateur optoélectronique ultra-rapide basé sur l’excitation d’un mode dans un guide d’onde non linéaire couplé par réseau*. PhD thesis, Paris-Sud 11 (Orsay), 1988, n° 626.
- [171] B. Drevillon, J. Perrin, R. Marbot, A. Violet, et J. L. Dalby, “Fast polarization modulated ellipsometer using a microprocessor system for digital Fourier analysis,” *Rev. Sci. Instrum.*, vol. 53, pp. 969–977, 1982.
- [172] O. Acher, E. Bigan, et B. Drevillon, “Improvements of phase-modulated ellipsometry,” *Rev. Sci. Instrum.*, vol. 60, pp. 65–77, 1989.
- [173] H. G. Tompkins et W. A. McGahan, *Spectroscopic ellipsometry and reflectometry : a user’s guide*. New York : Wiley, 1999.
- [174] M. Born et E. Wolf, *Principles of Optics*. Oxford, Pergamon Press, 1980.
- [175] Y. Benachour et N. Paraire, “Characterization of planar photonic crystals using surface coupling techniques at large wavelengths,” *Chin. Opt. Lett.*, vol. 5, no. 9, pp. 501–503, 2007.
- [176] E. D. Palik, *Handbook of optical constants of solids II*. Academic Press, New York, 1991.
- [177] Y. Benachour, N. Paraire, et D. Pascal, “Caractérisation de structures photoniques planaires par ellipsométrie spectroscopique aux grandes longueurs d’onde,” Journées de la Matière Condensée 10, Toulouse, 28 Aout - 02 September 2006.
- [178] D. E. Aspnes, J. B. Theeten, et F. Hottier, “Investigation of effective-medium models of microscopic surface roughness by spectroscopic ellipsometry,” *Phys. Rev. B*, vol. 20, pp. 3292–3302, 1979.
- [179] W. Stork, N. Streibl, H. Haidner, et P. Kipfer, “Artificial distributed-index media fabricated by zero-order gratings,” *Opt. Lett.*, vol. 16, p. 1921, 1991.
- [180] P. Lalanne et D. Lemerrier-Lalanne, “Depth dependence of the effective properties of subwavelength gratings,” *J. Opt. Soc. Am. A*, vol. 14, pp. 450–458, 1997.
- [181] M. Foldyna, R. Ossikovski, A. D. Martino, B. Drevillon, K. Postava, D. Ciprian, J. Pištora, et K. Watanabe, “Effective medium approximation of anisotropic lamellar nanogratings based on Fourier factorization,” *Optics Express*, vol. 14, pp. 3114–3128, 2006.
- [182] M. Nevière et E. Popov, *Light Propagation in periodic media : Differential theory and design*. Marcel Dekker, New York-Basel, 1991.
- [183] S. M. Rytov, “Electromagnetic properties of a finely stratified medium,” *Sov. Phys. JETP* 2, vol. 2, pp. 466–475, 1956.
- [184] G. D’Aguanno, M. Centini, M. Scalora, C. Sibilia, Y. Dumeige, P. Vidakovic, J. A. Levenson, M. J. Bloemer, C. M. Bowden, J. W. Haus, et M. Bertolotti, “Photonic band edge effects in finite structures and applications to  $\chi^2$  interactions,” *Phys. Rev. E*, vol. 64, p. 016609, 2001.
- [185] N. Notomi, “Theory of light propagation in strongly modulated photonic crystals : Refraction like behavior in the vicinity of the photonic band gap,” *Phys. Rev. B*, vol. 62, pp. 10696–10705, 2000.

- [186] D. Labilloy, H. Benisty, C. Weisbuch, T. F. Krauss, R. M. De La Rue and 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,” *Phys. Rev. Lett.*, vol. 79, pp. 4147 – 4150, 1997.
- [187] T. F. Krauss, R. M. De La Rue, et S. Brand, “Two-dimensional photonic bandgap structures operating at near infrared wavelengths,” *Nature*, vol. 383, pp. 699 – 702, 1996.
- [188] T. F. Krauss et R. M. De La Rue, “Optical characterization of waveguide based photonic microstructures,” *Appl. Phys. Lett.*, vol. 68, pp. 1613–1615, 1996.
- [189] A. Boudrioua et J. C. Loulergue, “New approach for loss measurements in optical planar waveguides,” *Opt. Comm.*, vol. 137, pp. 37–40, 1997.
- [190] V. N. Astratov, R. M. Stevenson, I. Culshaw, D. M. Whittaker, M. S. Skolnick, T. F. Krauss, et R. De La Rue, “Reflectivity studies of photonic band structure effects in two dimensionnal air/semiconductor lattice,” *Phys. Stat. Sol. A*, vol. 178, pp. 565 – 569, 2000.
- [191] V. N. Astratov, M. Skolnick, S. Brand, D. Z. Karimov, R. M. Stevenson, D. M. Whittaker, I. Culshaw, T. F. Krauss, et R. M. De La Rue, “Experimental technique to determine the band structure of two dimensional photonic lattice,” *I.E.E. Proc. Optoelectron*, vol. 145, pp. 398–402, 1998.
- [192] M. Galli, M. Belotti, D. Bajoni, M. Patrini, G. Guizzetti, D. Gerace, M. Agio, L. C. Andreani, et Y. Chen, “Excitation of radiative and evanescent defect modes in linear photonic crystal waveguides,” *Phys. Rev. B*, vol. 70, p. 081307, 2004.
- [193] M. Galli, D. Bajoni, M. Patrini, G. Guizzetti, D. Gerace, L. C. Andreani, M. Belotti, et Y. Chen, “Single-mode versus multimode behavior in silicon photonic crystal waveguides measured by attenuated total reflectance,” *Phys. Rev. B*, vol. 72, p. 125322, 2005.
- [194] V. N. Astratov, D. M. Whittaker, I. S. Culshaw, R. M. Stevenson, M. S. Skolnick, T. F. Krauss, et R. M. De La Rue, “Photonic band-structure effects in the reflectivity of periodically patterned waveguides,” *Phys. Rev. B*, vol. 60, pp. R16255–R16258, 1999.
- [195] J. Torres, D. Coquillat, R. Legros, J.-P. Lascaray, S. Ruffenach, O. Briot, R. L. Aulombard, D. Peyrade, Y. Chen, M. Le Vassor d’Yerville, E. Centeno, D. Cassagne, et J.-P. Albert, “Giant second-harmonic generation due to quasi-phase matching,” *Phys. Stat. Sol. B*, vol. 240, pp. 455–458, 2003.
- [196] V. Pacradouni, W. J. Mandeville, A. R. Cowan, P. Paddon, J. F. Young, et S. R. Johnson, “Photonic band structure of dielectric membranes periodically textured in two dimensions,” *Phys. Rev. B*, vol. 62, pp. 4204–4207, 2000.
- [197] Y. Benachour et N. Paraire, “Characterization of planar photonic crystals using surface coupling techniques at large wavelengths,” in *The OSA Topical Conference on Nanophotonics (NANO), Hangzhou (China)*, Optical Society of America, 18-21 june 2007.
- [198] S. Fan et J. D. Joannopoulos, “Analysis of guided resonances in photonic crystal slabs,” *Phys. Rev. B*, vol. 65, p. 235112, 2002.
- [199] W. Suh, M. F. Yanik, O. Solgaard, et S. Fan, “Displacement-sensitive photonic crystal structures based on guided resonance in photonic crystal slabs,” *Appl. Phys. Lett.*, vol. 82, pp. 1999–2001, 2003.
- [200] S. Fan, W. Suh, et J. D. Joannopoulos, “Temporal coupled-mode theory for the Fano resonance in optical resonators,” *J. Opt. Soc. Am. A*, vol. 20, pp. 569–572, 2003.
- [201] J. Song, R. P. Zaccaria, M. B. Yu, et X. W. Sun, “Tunable Fano resonance in photonic crystal,” *Optics Express*, vol. 14, p. 8812, 2006.
- [202] J. Song, R. P. Zaccaria, M. B. Yu, et X. W. Sun, “Tunable Fano resonance in photonic crystal slabs,” *Opt. Express*, vol. 14, no. 19, pp. 8812–8826, 2006.



- [203] S. Tibuleac et R. Magnusson, "Narrow-linewidth bandpass filters with diffractive thin-film layers," *Opt. Lett.*, vol. 26, pp. 584–586, 2001.
- [204] C. Grillet, D. Freeman, B. Luther-Davies, S. Madden, R. McPhedran, D. J. Moss, M. J. Steel, et B. J. Eggleton, "Characterization and modeling of Fano resonances in chalcogenide photonic crystal membranes," *Opt. Express*, vol. 14, no. 1, pp. 369–376, 2006.
- [205] V. Lousse, W. Suh, O. Kilic, S. Kim, O. Solgaard, et S. Fan, "Angular and polarization properties of a photonic crystal slab mirror," *Opt. Express*, vol. 12, no. 8, pp. 1575–1582, 2004.
- [206] A. E. Miroshnichenko et Y. S. Kivshar, "Engineering Fano resonances in discrete arrays," *Physical Review E (Statistical, Nonlinear, and Soft Matter Physics)*, vol. 72, no. 5, p. 056611, 2005.
- [207] Y. Lu, J. Yao, X. Li, et P. Wang, "Tunable asymmetrical Fano resonance and bistability in a microcavity-resonator-coupled Mach-Zehnder interferometer," *Opt. Lett.*, vol. 30, no. 22, pp. 3069–3071, 2005.
- [208] W. Leofiski, R. Tanag, et S. Kielich, "Laser-induced autoionization from a double Fano system," *J. Opt. Soc. Am. B*, vol. 4, no. 1, p. 72, 1987.
- [209] S. W. Leonard, H. M. van Driel, J. Schilling, et R. B. Wehrspohn, "Ultrafast band-edge tuning of a two-dimensional silicon photonic crystal via free-carrier injection," *Phys. Rev. B*, vol. 66, p. 161102, 2002.
- [210] L. C. Andreani et D. Gerace, "Photonic crystal slabs with a triangular lattice of triangular holes investigated using a guided mode expansion method," *Phys. Rev. B*, vol. 73, p. 235114, 2006.
- [211] N. Paraire et Y. Benachour, "Investigation of planar photonic crystals band diagram under the light cone using diffractive optics," *Appl. Phys. B : Lasers and Optics*, vol. 89, pp. 245–250, November 2007.
- [212] L. M. Li et Z. Q. Zhang, "Multiple-scattering approach to finite-sized photonic band-gap materials," *Phys. Rev. B*, vol. 58, pp. 9587 – 9590, 1998.
- [213] K. Sakoda, "Enhanced light amplification due to group-velocity anomaly peculiar to two- and three-dimensional photonic crystals," *Optics Express*, vol. 4, pp. 167–176, 1999.
- [214] N. A. Paraire, Y. Benachour, et L. Nevou, "Observation of band structure and reduced group velocity area in SOI 2D planar photonic crystals," in *Slow and Fast Light*, p. JTua2, Optical Society of America, Salt lake, 08-12 July 08-12 July, 2007.
- [215] K. Sakoda, "Low-threshold laser oscillation due to group-velocity anomaly peculiar to two- and three-dimensional photonic crystals," *Optics Express*, vol. 4, pp. 481–489, 1999.
- [216] D. Coquillat, A. Ribayrol, R. M. De La Rue, M. Le Vassor d'Yerville, D. Cassagne, et J. Albert, "Observations of band structure and reduced group velocity in epitaxial GaN-sapphire 2D photonic crystals," *Appl. Phys. B*, vol. 73, pp. 591–593, 2001.
- [217] R. Orobtschouk, *Modélisation et étude de composants pour l'optique intégrée silicium sur isolant (SIMOX) à  $\lambda = 1.3\mu\text{m}$* . PhD thesis, Université Paris-Sud - Paris 11 (Orsay), 1996, n° 4106.
- [218] D. Pascal, R. Orobtschouk, A. Layadi, A. Koster, et S. Laval, "Optimized coupling of a gaussian beam into an optical waveguide with a grating coupler : comparison of experimental and theoretical results," *Appl. Opt.*, vol. 36, no. 12, pp. 2443–2447, 1997.

# Table des figures

1	Exemples de cristaux photoniques naturels. . . . .	2
1.1	Parties réelles et imaginaires de la susceptibilité . . . . .	6
1.2	Schéma de principe de la GSH . . . . .	11
1.3	Diagramme quantique de l'effet Kerr optique . . . . .	13
1.4	Diagramme quantique d'un processus de mélange à quatre ondes . . . . .	14
1.5	Représentation schématique de cristaux photoniques . . . . .	15
1.6	Cristal photonique 1D "infini" . . . . .	19
1.7	Réseau direct, réseau réciproque et zone de Brillouin avec les points de symétrie du réseau carré et du réseau triangulaire. . . . .	20
1.8	Diagramme de bandes d'un cristal photonique 2D . . . . .	21
1.9	Exemples de cristaux photoniques tridimensionnels . . . . .	22
1.10	Représentation schématique d'une membrane d'un CP2D formé dans un guide plan diélectrique . . . . .	23
1.11	Représentation schématique d'un CP 1.5D fabriqué dans un substrat de SOI . . . . .	23
1.12	Courbes de dispersion d'un CP2D de réseau carré et triangulaire tracées en dessous du cône de lumières . . . . .	23
1.13	Indice effectif global partie réelle et partie imaginaire . . . . .	25
1.14	Densité de modes d'un cristal photonique 1D . . . . .	27
1.15	Vue au MEB de divers cristaux photoniques avec défauts de types guides "W" ou microcavité "H" . . . . .	29
1.16	Représentation schématique d'un CP 1D avec défaut et son spectre de transmission . . . . .	30
1.17	Valeurs des champs E.M à l'intérieur de la cavité pour la longueur d'onde de résonance de la cavité en fonction de la taille de cette cavité et la distribution du champ E.M dans la structure pour une épaisseur de la cavité donnée . . . . .	31
1.18	Cristal photonique de $\chi^{(2)}$ à une dimension. . . . .	32
1.19	Cristal photonique de $\chi^{(2)}$ à 2 dimensions. . . . .	33
1.20	. . . . .	35
1.21	Représentation schématique du cristal photonique avec la région active au centre du guide qui consiste en une couche SiO <sub>2</sub> dopée de nano-cristaux de Si et d'Er <sup>3+</sup> et Spectres de photoluminescence (PL) (courbes en bas) et de réflectance (R) (courbes en haut) à température ambiante pour un angle d'incidence $\theta = 0^\circ$ pour deux structures de CPs avec $a = 1070$ et $1210$ nm et dans la région non gravée (courbes en pointillés). . . . .	36
2.1	Cristal photonique 1D . . . . .	41
2.2	Coefficient de transmission en intensité et déphasage en transmission . . . . .	44
2.3	Carte d'indice effectif global partie réelle en fonction de nombre de paires de couches et du facteur de remplissage. . . . .	45
2.4	Transmission et indice effectif partie réelle et partie imaginaire . . . . .	46
2.5	Distribution de l'intensité du champ E.M dans un multi-couches au voisinage de la première bande interdite . . . . .	46

2.6	Distribution de l'intensité du champ E.M dans un multi-couches au voisinage de la deuxième bande interdite . . . . .	47
2.7	Distribution de l'intensité du champ E.M dans un multi-couches au voisinage de la deuxième bande interdite . . . . .	48
2.8	Distribution de l'intensité du champ E.M dans un multi-couches au voisinage de la deuxième bande interdite . . . . .	49
2.9	Spectre du champ E.M moyen dans un multi-couches . . . . .	50
2.10	Carte des bandes interdites : $\Delta n = \frac{n_2}{n_1} = 1.42$ . . . . .	51
2.11	Carte des bandes interdites : $\Delta n = \frac{n_2}{n_1} = 2$ . . . . .	51
2.12	La transmission et la phase transmise montrant la valeur de la phase pour chaque pic de transmission . . . . .	53
2.13	Carte des bandes interdites : $\Delta n = \frac{n_2}{n_1} = 1.42$ . . . . .	56
2.14	Transmission et indice effectif global pour un cristal photonique 1D de 20 paires de couches dans un cas où la condition d'ADP est réalisé . . . . .	56
2.15	Arrangement des atomes de Ga et N dans la structure wurtzite de GaN. . . . .	57
2.16	Représentation schématique d'un CP 1D gravé dans un guide de GaN . . . . .	62
2.17	Dispersion des indices de réfraction ordinaire et extraordinaire du GaN . . . . .	64
2.18	Dispersion des indices effectifs TE et TM pour une épaisseur du guide de GaN de 325 nm . . . . .	64
2.19	Carte des bandes pour CP1D constitué de GaN et de l'air pour les deux polarisations	65
2.20	Premiers essais de gravure par FIB sur GaN déposé sur substrat de saphir . . . . .	67
3.1	Représentation schématique des différentes couches d'un substrat SOI . . . . .	70
3.2	Étapes de fabrication du SOI par le procédé d'élaboration Unibond® . . . . .	71
3.3	Image MEB et un schéma représentant une coupe des cristaux photoniques étudiés. . . . .	72
3.4	Photographies MEB des cristaux CP <sub>2</sub> et CP <sub>3</sub> . . . . .	72
3.5	Réflexion des axes de polarisation à la surface de l'échantillon . . . . .	74
3.6	Réflexion et transmission d'une onde plane dans un milieu isotrope homogène . . . . .	75
3.7	Principe de l'ellipsomètre à extinction . . . . .	77
3.8	Principe de l'ellipsomètre à modulation par élément tournant . . . . .	78
3.9	Principe de fonctionnement d'un interféromètre de Michelson. . . . .	81
3.10	Le spectre $I(k)$ est la transformée de Fourier du signal $I(x)$ . . . . .	82
3.11	Principe du spectromètre FTIR (Nicolet Nexus 870) . . . . .	83
3.12	Géométrie expérimentale pour les mesures en transmission et en réflexion . . . . .	83
3.13	La division d'un spectre brut avec échantillon par un spectre de référence. . . . .	84
3.14	$\text{tg}\Psi$ et $\cos\Delta$ mesurées dans la région non gravée . . . . .	86
3.15	Description de la géométrie du cristal photonique utilisée en spectrométrie FTIR	87
3.16	Angles ellipsométriques $\text{tg}\Psi$ et $\cos\Delta$ effectuées sur 4 CPs gravés dans un même substrat pour $\theta = 75^\circ$ le plan d'incidence contenant la direction $\Gamma K$ . . . . .	88
3.17	Angles ellipsométrique $\text{tg}\Psi$ et $\cos\Delta$ effectuées sur 4 CPs gravés dans un même substrat pour $\theta = 75^\circ$ et dans les 2 directions $\Gamma M$ et $\Gamma K$ . . . . .	88
3.18	Comparaison des mesures E.S et des mesures s-FTIR aux grandes longueurs d'onde sur le CP <sub>3</sub> à $\theta = 60^\circ$ et dans la direction $\Gamma M$ . . . . .	89
3.19	Angle ellipsométrique $\text{tg}\Psi$ mesuré par ellipsométrie spectroscopique sur les 4 CPs pour $\theta = 75^\circ$ dans la direction $\Gamma K$ et pour $\theta = 60^\circ$ dans la direction $\Gamma M$ et ceux calculés avec un facteur de remplissage $f$ ajusté par EMT0. . . . .	90
3.20	Comparaison des mesures E.S et des mesures s-FTIR et calcul pour un facteur de remplissage ajusté aux grandes longueurs d'onde sur le CP <sub>2</sub> , CP <sub>3</sub> et CP <sub>4</sub> . . . . .	91
3.21	Coupe d'un CP gravé sur un substrat SOI rempli par un polymère . . . . .	92
3.22	Angle ellipsométrique $\text{tg}\Psi$ mesuré sur les 4 CPs et dans la région non gravée comparé avec le calcul dans le cas où les trous sont remplis par matériau polymère	93



4.1	Spectres de transmission des 4 CPs en polarisation $p$ pour $\theta = 30^\circ$ , dans la direction $\Gamma K$ et . . . . .	97
4.2	Spectres de transmission des 4 CPs pour $\theta = 30^\circ$ , dans la direction $\Gamma K$ et pour la polarisation $p$ . . . . .	98
4.3	Spectres de réflexion des 4 CPs pour $\theta = 60^\circ$ , dans la direction $\Gamma M$ et pour la polarisation $p$ . . . . .	99
4.4	Spectres de transmission du $CP_1$ pour différents angles d'incidence $\theta$ , dans la direction $\Gamma K$ . . . . .	101
4.5	Spectres de transmission du $CP_1$ pour différents angles d'incidence $\theta$ , dans la direction $\Gamma M$ et pour la polarisation $s$ . . . . .	101
4.6	Spectres de transmission du $CP_2$ pour différents angles d'incidence $\theta$ , dans les deux directions de haute du symétrie du cristal ( $\Gamma M$ , $\Gamma K$ ) et pour les deux polarisations de l'onde incidente ( $p$ et $s$ ). . . . .	102
4.7	Spectres de transmission du $CP_3$ pour différents angles d'incidence $\theta$ , dans les deux directions de haute du symétrie du cristal ( $\Gamma M$ , $\Gamma K$ ) et pour les deux polarisations de l'onde incidente ( $p$ et $s$ ). . . . .	103
4.8	Spectres de transmission du $CP_4$ pour différents angles d'incidence $\theta$ , dans les deux directions de haute du symétrie du cristal ( $\Gamma M$ , $\Gamma K$ ) et pour les deux polarisations de l'onde incidente ( $p$ et $s$ ). . . . .	104
4.9	Diagrammes de dispersion expérimentaux du $CP_1$ pour les deux polarisations $p$ et $s$ . . . . .	105
4.10	Diagrammes de dispersion complet du $CP_1$ obtenus expérimentalement . . . . .	106
4.11	Diagrammes de dispersion du $CP_2$ , $CP_3$ et $CP_4$ obtenus expérimentalement pour les deux polarisations $p$ et $s$ et dans les deux directions de haut symétrie du cristal	107
4.12	Spectres de transmission de réflexion et d'absorption autour de la résonance de Fano pour $CP_1$ . . . . .	108
4.13	Diagrammes de dispersion obtenus expérimentalement à partir des mesures s-FTIR en réflexion et en transmission et théorique avec un facteur de remplissage ajusté par ellipsométrie spectroscopique aux grandes longueurs d'ondes. . . . .	109
4.14	Diagrammes de dispersion théorique obtenus avec un facteur de remplissage ajusté aux grandes longueurs d'ondes du $CP_1$ . . . . .	110
4.15	Schéma du réseau réel et du réseau réciproque du réseau triangulaire et de la première zone de Brillouin . . . . .	112
4.16	Diagrammes de dispersion complet du $CP_1$ obtenus expérimentalement . . . . .	113
4.17	Comparaison des valeurs de la $tg\Psi$ (trait fin) obtenues par ellipsométrie spectroscopique et déduites des mesures s-FTIR en réflexion des deux polarisations $p$ et $s$ sur l'échantillon $CP_1$ . Le plan d'incidence contient la direction $\Gamma M$ et $\theta = 60^\circ$ . Le trait en pointillé représente le calcul obtenu en utilisant un facteur de remplissage ajusté. . . . .	115
4.18	Comparaison des valeurs ellipsométriques ( $tg\Psi$ ) obtenues par ellipsométrie spectroscopique et déduites des mesures s-FTIR en réflexion des deux polarisations $p$ et $s$ et dans les deux directions de haute symétrie du cristal $\Gamma M$ et $\Gamma K$ sur les échantillons $CP_2$ , $CP_3$ et $CP_4$ pour $\theta = 60^\circ$ . . . . .	116
4.19	Spectres de transmission aux grandes longueurs d'onde avec l'apparition de la résonance de Fano au point $\Gamma$ . . . . .	118
4.20	La bande $n^{\circ}1$ du $CP_1$ obtenus expérimentalement et théorique . . . . .	119
4.21	Courbes de dispersion théoriques entre $7000 < \frac{1}{\lambda} < 12000 \text{ cm}^{-1}$ montrant les points de croisement et anti croisement . . . . .	120
4.22	Structure de bandes photonique du $CP_1$ pour les deux polarisations mesurée à partir des spectres de transmission et de réflexion montrant les points de croisement et anti-croisement entre $7000 < \frac{1}{\lambda} < 10000 \text{ cm}^{-1}$ . . . . .	121

---

4.23 Configurations schématiques des manip pompe/sonde dans des structures dou- blements résonnants . . . . .	122
4.24 Structures de bandes photonique calculées pour les CPs étudiés avant et après remplissage des trous par un polymère. . . . .	124

# Liste des tableaux

2.1	Gaps, constantes diélectriques et masses effectives des électrons et des trous dans GaN, AlN et InN. . . . .	58
2.2	Comparaison des coefficients non linéaires du GaN et de différents matériaux de référence de l'optique non linéaire. . . . .	59
2.3	Comparaison de la fenêtre de transparence du GaN et de différents matériaux. . . . .	61
2.4	Comparaison des valeurs de LIDT pour différents matériaux. . . . .	61
2.5	Coefficients de la loi de Sellmier pour la dispersion des indices ordinaire et extraordinaire du GaN . . . . .	63
3.1	Valeurs nominales des diamètres des trous et facteurs de remplissage correspondants pour les cristaux photoniques . . . . .	72
3.2	Valeurs nominales et ajustées du facteur de remplissage avec l'approximation EMT0 correspondant pour les cristaux photoniques . . . . .	91
4.1	Valeurs nominales et ceux obtenus par MEB du facteur de remplissage comparés à celles ajustées par EMT0 et en optique guidée pour les 4 CPs. . . . .	119



# Index

- absorption à deux photons, 11, 34
- accord de phase, 12
- adhésion moléculaire, 70
- amplificateur, 36
- anisotropie, 62
  
- bande interdite, 14, 16, 45, 64, 95, 119
- biréfringence, 12, 32, 39, 61, 78
- biréfringent, 12
- blend, 57
- Bloch, voir modes de Bloch
- boîtes quantiques, 95
- Brewster, angle de Brewster, 74
- Brillouin, voir zone de Brillouin
  
- cône de lumière, 22, 69, 111, 114
- commutateur, 36
- confinement, 70
- couplage, 105, 106, 109, 111
  
- densité de modes, 26, 119
- diffraction, 111
  
- effets
  - non linéaires, 119
- effets non linéaires
  - troisième ordre, 14
  - deuxième ordre, 10
  
- Fano, 90, 96, 97, 100, 105, 106, 108, 109, 111, 115, 124
- Fresnel, 75
  
- génération
  - de seconde harmonique, 11
  - de troisième harmonique, 13
- gravure, 71
- Gravure ionique réactive, 72
  
- homogène, 92
  
- interférogramme, 80
- interféromètre de Michelson, 80
- isotrope, 89, 92
  
- Kerr, 13, 34, 37
  
- Kerr, effet Kerr optique, 13
- Kleinman, 10, 60
  
- laser, 81
- ligne de lumière, 23
- loi de Snell-Descartes, 75
  
- matrice de transfert, 25
- Maxwell, 5, 6
- MEB, voir Microscope électronique à balayage
- microélectronique, 70
- microcavité, 29, 30
- microguides, 70
- microphotonique, 70
- Microscope électronique à balayage, 71, 72
- miroir de Bragg, 1, 34
- modes de Bloch, 111
- MPB, 28
- multicouche, 76
  
- ondes planes, 30
- optique
  - guidée, 69
  - linéaire, 95
- oxydation, 70
  
- polymère, 48, 91
- puits quantiques, 95
- PWAM, 28
  
- réseau
  - réciproque, 112
  - triangulaire, 112
- résolution, 79
- Rayleigh, 26
- RCWA, 28, 111
- RIE, voir Gravure ionique réactive
  
- saphir, 61
- Schrödinger, 15
- semiconducteurs III-V, 32, 69
- SOI, 22, 70
- superprisme, 26
- susceptibilité non linéaire, 10
  
- tenseur, 10

ultraréfraction, 26

vitesse

de groupe, 24, 26, 106, 119

de phase, 24

Wafer Bonding, voir adhésion moléculaire

wurtzite, 57

zone de Brillouin, 111



# Optimisation de cristaux photoniques pour l'optique non linéaire

## Résumé

Ce travail de thèse constitue une contribution théorique et expérimentale aux études sur les cristaux photoniques et leur utilisation en optique non linéaire. Dans ce travail, nous avons étudié les propriétés de dispersion de ces cristaux afin de les utiliser dans des structures en matériaux présentant de grandes non linéarités optiques. Des modélisations ont été effectuées dans des structures à 1D d'épaisseur finie pour étudier facilement l'influence des divers paramètres et ont permis de dimensionner une structure guidante gravée dans une couche de GaN déposée sur saphir pour l'exaltation de la génération de la seconde harmonique : une ébauche de réalisation est présentée. Des techniques non destructives de couplage par la surface- ellipsométrie spectroscopique et spectrométrie infrarouge à transformée de Fourier (s-FTIR)- ont été utilisées pour caractériser des cristaux photoniques 2D réalisés dans des substrats de SOI. Aux grandes longueurs d'ondes, elles nous ont permis de déterminer leur facteur de remplissage avec une grande précision. Elles ont également permis de tracer les courbes de dispersion expérimentales des cristaux photoniques, qui se sont trouvées en bon accord avec les courbes théoriques. Les résultats obtenus par ces méthodes et l'analyse des conditions aux limites aux interfaces cristal photonique / guide ont de plus permis de mettre en évidence les modes des cristaux photoniques situés sous le cône de lumière et supposés jusqu'ici invisibles en optique diffractive. Ces techniques permettent de plus de déterminer les meilleures conditions expérimentales (zones de faible vitesse de groupe, de couplage efficace avec des faisceaux excitateurs) pour observer des effets non linéaires renforcés. Nous avons donc montré que l'utilisation de techniques de couplage par la surface, précises et non destructives, permet l'exploration de zones gravées périodiquement et l'étalonnage rapide des différents facteurs à optimiser lors d'un procès de fabrication ou de remplissage des trous de dispositifs photoniques pour l'optique non linéaire.

---

**mots-clés :** nanophotonique - cristaux photoniques - optique non linéaire - ellipsométrie - spectroscopie infrarouge - couches minces optiques - SOI - nitrures - polymère

---

## Optimisation of photonic crystals for nonlinear optics

### Abstract

This thesis is a contribution to the theoretical and experimental studies on photonic crystals for use in non-linear optics. The aim of this PhD thesis is to demonstrate that controlling the physical parameters of these structures (periodicity, pattern, filling factor ...) makes feasible the engineering of the dispersion and can be advantageously used to enhance nonlinear interactions between light and matter. An important modelling work has been carried out to determine the electromagnetic field distribution in 1D limited structures. We have defined an effective global index which makes easier the phase matching condition determination, necessary for efficient second order non linear interactions. Modelling has been extended to planar structures (1.5D) and has allowed structuring a layer of GaN deposited on sapphire substrate for the exaltation of second harmonic generation : a first-step realization is presented. Moreover, we report a non-destructive characterization of planar two-dimensional (2D) photonic crystals made in silicon on insulator (SOI) wafers using ellipsometric or Fourier transformed infrared (FTIR) spectroscopy. These surface coupling techniques have enabled us to draw experimentally dispersion curves. Indeed, boundary conditions at the surface and at the border of the etched area of the slab, allow the excitation of guided modes via diffraction phenomena and the determination of the structure band diagram above and below the light cone. These non-destructive techniques, usable for non-active materials, allow fast characterization of technical processes and the location in reciprocal space of areas with unique dispersion properties to determine the best experimental conditions for observing nonlinear effects. This will be done in SOI when the holes are filled by a non-linear material (doped polymer). At large wavelengths, devices behave as homogeneous isotropic materials which can be characterized by an effective filling factor : experimental results using both methods give coherent results : The hole filling can then be checked by the methods developed here.



---

keywords : **nanophotonics - photonic crystals - nonlinear optics - ellipsometry - infrared spectroscopy - optical thin films - SOI - nitrides**

---