THESE

présentée à

l'UNIVERSITE DES SCIENCES ET TECHNOLOGIE DE LILLE

pour obtenir le titre de

DOCTEUR DE L'UNIVERSITE

spécialité ELECTRONIQUE

par

Sophie FASQUEL

PROPRIETES OPTIQUES DE STRUCTURES GUIDANTES EN CRISTAL PHOTONIQUE

Soutenue le 6 Décembre 2005

M. Douay Olivier Vanbésien D. Lippens F. De Fornel D. Cassagne X. Letartre E. Hadji Président Directeur de thèse Codirecteur Rapporteur Examinateur Examinateur



Remerciements

Ce travail de thèse a été effectué à l'Institut d'Electronique de Microtechnologies et de Nanotechnologies (IEMN), dirigé par M. A. Cappy, Professeur à l'Université des Sciences et Technologies de Lille (USTL). Je le remercie de m'avoir accueilli dans ce laboratoire.

M. D. Lippens, Professeur à l'USTL, dirige l'équipe Dispostifs Opto et Micro Electroniques Quantiques (DOME) au sein du Département Hyperfréquences et Semiconducteurs (DHS). Je le remercie de m'avoir intégrée à son équipe de recherche, de m'avoir conseillée, et fait profiter de sa passion pour le recherche, au cours de ces trois années.

M. O. Vanbésien, Professeur à l'USTL a encadré ce travail. Je lui suis extrêmement reconnaissante de cette expérience doctorale à la fois riche et agréable. Sa disponibilité, son écoute, et son esprit pédagogique m'ont permis d'évoluer sereinement tout au long de ces années formatrices. Je le remercie également pour son soutien en cette période de fin de rédaction associée à des activités d'enseignement à l'université. Enfin, je le remercie pour sa sympathie, et ses conseils en matière d'œuvres littéraires, *Au Sud de la Frontière à l'Ouest du Soleil.*

M. M. Douay est Professeur à l'USTL, je le remercie d'avoir accepté de présider le jury.

Je remercie Mme F. De Fornel, Directeur de Recherche à l'Université de Bourgogne, ainsi que D. Cassagne, Professeur à l'Université de Montpellier, d'avoir accepté de poser un regard critique sur ces travaux et de me faire l'honneur d'en être les rapporteurs.

Je remercie également X. Letartre, Chargé de Recherche à l'Ecole Centrale de Lyon, et E. Hadji, Ingénieur de Recherche au CEA de Grenoble, pour leur participation à ce jury.

Je tiens également à témoigner ma reconnaissance à X. Mélique, Maître de conférence à l'USTL. Ses solides compétences et son encadrement en matière de réalisation technologique, m'ont permis d'acquérir de bonnes bases dans le domaine de la nanotechnologie. Ce fût un réel plaisir de travailler à ses côtés. Merci, Xavier, de m'avoir transmis plus qu'un savoir faire, un esprit. Merci également pour tes conseils, et ton soutien en matière d'enseignement. Je remercie également M. François, M. Müller, C. Legrand et C. Boyaval et V.D. dont l'aide fût précieuse.

M. Perrin est Chargé de Recherche à l'USTL, je le remercie pour ses discussions sur la réfraction négative dans les cristaux photoniques.

Enfin, je remercie ceux qui m'ont accompagné tout au long des ces années. Merci à mon irremplaçable collègue de bureau T. Decoopman, devenu un véritable ami (désolée un an après j'en suis toujours au 6a). Sa sympathie a contribué à la bonne humeur au sein de cette équipe. Merci à Thomas talentueux guitariste et bassiste, Paco de Lucia est parmi nous...Je lui souhaite bon courage pour la suite. Merci à Eric qui n'oublie jamais de me dire bonjour. Je souhaite une bonne continuation à Aurélien et Michel (continue à donner du rêve aux « spectacteurs »), et enfin bonne route à Nathalie qui prend la suite de ces travaux. Merci à Isabelle et à Denis.

Ch	apitre 1	11
I.1	GENERALITES, HISTORIQUE	13
	I. 1.1 LES DIFFERENTES FORMES DE CRISTAUX PHOTONIQUES	13
	I. 1. 2 QUELQUES GENERALITES SUR L'OUVERTURE D'UNE BANDE INTERDITE	16
	I. 1. 3 STRUCTURES TRIDIMENSIONNELLES	
	I. 1. 4 STRUCTURES DE DIMENSIONS INFERIEURES : 2 D ET 2,5 D	19
1.2	MODELISATION	26
	I. 2.1 INVARIANCE D'ECHELLE	
	I. 2. 2 DEUX POLARISATIONS EN ONDE PLANE	
	I. 2. 3 METHODE NUMERIQUE DE CALCUL EN MILIEU INFINI	27
	1. 2. 4 EXEMPLE DE LA STRUCTURE PRINCIPALEMENT ETUDIEE DANS LA THESE	
	I. 2. 5 ETUDE EN MILIEU FINI	
I. 3	FONCTIONNALITES, APPLICATIONS	35
	I. 3.1 LE CONFINEMENT PAR GAP	
	I. 3. 2 AU-DELA DU GAP	
	I. 3. 3 L'ANISOTROPIE	
	I. 3. 4 PERSPECTIVES	

Cha	apitre 2	41
II.1	DEFAUTS DANS LES CRISTAUX PHOTONIQUES BIDIMENSIONNELS	43
	II. 1. 1 LES DIFFERENTS TYPES DE DEFAUTS PONCTUELS	43
	II. 1.2 PERFORMANCES SELECTIVES DE MICROCAVITES EN CRISTAL PHOTONIQUE	46
	II. 1. 3 ANALYSE MODALE DE LA CAVITE H ₁	48
	II. 1.4 ETUDE DES GUIDES DROITS EN CRISTAL PHOTONIQUE	52
II. 2	FILTRE ADD-DROP POUR LE DEMULTIPLEXAGE OPTIQUE	59
	II. 2. 1 PRINCIPE DU FILTRE ADD-DROP	59
	II. 2. 2 LES CRISTAUX PHOTONIQUES : UNE ALTERNATIVE AUX LIMITES ATTEINTE	S PAR
	LA TECHNOLOGIE CLASSIQUE	60
	II. 2.3 LES DIFFERENTES STRUCTURES DE COUPLAGE A BASE DE CP	61
II. 3	COUPLEURS INTERFERENTIELS	64
	II. 3.1 UNE APPROCHE « MONOBRANCHE »	64
	II. 3. 2 L'APPROCHE MULTIBRANCHE	69
	II. 3. 3 ETUDE TEMPORELLE DU COUPLAGE	76

Cha	pitre 3 :	.83
III.1	INTRODUCTION AUX PERTES DANS LES GUIDES A CP	85
	III. 1.1 LES SOURCES DE PERTES	85
	III. 1.2 LES DIFFERENTES STRUCTURES DE GUIDAGE ETUDIEES	91
	III. 1.3 LA METHODE NUMERIQUE UTILISEE : FDTD ET INDICE EFFECTIF	94
III. 2	CALCUL DES PERTES DE GUIDAGE, ANALYSE ET OPTIMISATIONS	99
	III. 2.1 CALCUL DES PERTES DE PROPAGATION	99
	III. 2.2 OPTIMISATIONS DES PERTES DANS LES GUIDES EN CP	105
	III. 2.3 INFLUENCE DE LA CORRUGATION SUR LES PERTES DANS LES GUIDES A CP	109
III.3	ETUDE TRIDIMENSIONNELLE DU COUPLEUR ADD-DROP	.113
	III. 3.1 INTRODUCTION.	113
	III. 3. 2 ETUDE FREQUENTIELLE DU « COUPLEUR BACKWARD »	114
	III. 3.3 ETUDE EN REGIME CONTINU : ESTIMATION DES PERTES DE COUPLAGE	115

Cha	pitre 4 :	123
IV. 1	HISTORIQUE ET GENERALITES	125
	IV. 1.1 POINT DE VUE HISTORIQUE	
	IV. 1. 2 APPROCHES METALLIQUE ET DIELECTRIQUE	
	IV. 1. 3 DEFINITIONS ET CONTROVERSES	
IV. 2	PROPRIETES DE REFRACTION NEGATIVE DES CRISTAUX 2D	
	IV. 2. 1 LE GUIDE W ₁	
	IV. 2. 2 AUTRES SYSTEMES OPTIQUES	
	IV. 2. 3 PROJET DE CARACTERISATION OPTIQUE EN CHAMP PROCHE	
IV. 3	ANISOTROPIE DANS LES CRISTAUX PHOTONIQUES	145
	IV. 3.1 UNE ISOTROPIE VARIABLE	146
	IV. 3. 2 EVALUER L'ISOTROPIE D'UNE STRUCTURE	
	IV. 3. 3 IDEE DE L'ALGORITHME GENETIQUE	151

Chapitre 5 :	155
V.1 GENERALITES	157
V. 1. 1 LES DIFFERENTES ETAPES DE LA FABRICATION	157
V. 1. 2 LA NANOLITHOGRAPHIE ELECTRONIQUE	158
V. 1. 3 LE TRANSFERT DE MASQUE PAR GRAVURE RIE	158
V. 1. 4 LA GRAVURE PROFONDE	160
V. 2 LA NANOLITHOGRAPHIE ELECTRONIQUE	161
V. 2. 1 LES DIFFERENTES ETAPES DE LA LITHOGRAPHIE ELECTRONIQUE	
V. 2. 2 PRINCIPE ET PARAMETRES DE L'ECRITURE ELECTRONIQUE	
V. 2. 3 INTERACTIONS ELECTRONS/RESINE ET EFFETS DE PROXIMITE	
V. 2.4 LES PREMIERS ESSAIS DE LITHOGRAPHIE	
V.2.5 LA CORRECTION DE PROXIMITE A TROIS ET HUIT COEFFICIENTS	
V. 2. 6 LA CORRECTION A SEIZE COEFFICIENTS	
V. 3 LE TRANSFERT DE MASQUE PAR GRAVURE PLASMA	178
V. 3. 1 PRINCIPE DE LA GRAVURE PLASMA	
V. 3. 2 LES CONSEQUENCES DES EFFETS DE PROXIMITE	
V. 3. 3 OPTIMISATIONS DU TRANSFERT DE MASQUE	
V.3.4 INFLUENCE DU FACTEUR DE REMPLISSAGE	
V.3.5 ELARGISSEMENT DES MOTIFS	
V. 4 LA GRAVURE RIE DE L'INP	
V. 4. 1 PRINCIPE ET PARAMETRES	
V. 4. 2 GRAVURES SANS OPTIMISATION DU MASOUE	
V. 4. 3 ANALYSE PROGRESSIVE DE LA GRAVURE	
V. 4. 4 EFFET DE SOUS GRAVURE DANS LA COUCHE CONFINANTE	

Publications	199
--------------	-----

Introduction générale

Ce travail de thèse se situe à l'intersection de l'optique et de la physique du solide, dans le domaine des cristaux photoniques. Dans le vaste monde de l'interaction lumière matière, tant de disciplines se sont développées. Presque toutes concernent des propriétés complexes du point de vue de la lumière (régime quantique par rapport au régime classique), ou de la matière (régime non linéaire par rapport au régime linéaire). Cependant, en considérant un système des plus simples : une matière linéaire, homogène, isotrope, et une lumière classique, monochromatique, on peut déjà observer, à cause des effets de bords, une interaction très intéressante, et non triviale. Il suffit pour cela de structurer périodiquement cette matière, en réseaux de piliers par gravure de trous. Selon l'échelle de structuration par rapport à la longueur d'onde, de nouvelles fonctionnalités peuvent être exploitées.

Dans ce travail de thèse, nous allons nous intéresser à des applications à base de matériaux artificiels, structurés périodiquement : les cristaux photoniques. Une communauté très importante travaille sur ces structures à base de matériaux métalliques et/ou diélectriques. Si l'idée proposée par L. Brillouin, de s'intéresser à l'électromagnétisme des milieux périodiques, paraît simple dans son principe, de nombreuses applications parfois complexes en ont découlé.

Ces études ont conduit à de nombreux travaux sur des structures unidimensionnelles dans un premier temps, avec en optique des travaux sur les réseaux de Bragg. Et ce n'est que depuis peu que les structures bi ou tri-dimensionnelles sont considérées. C'est notamment le développement des possibilités expérimentales (sous ce terme, nous regroupons la fabrication et la caractérisation), qui a permis de les étudier. Les nombreuses applications que l'on a pu prévoir, très rapidement, ont créé un regain d'intérêt pour l'étude des propriétés optiques des matériaux structurés en 2 ou 3 dimensions. On s'intéresse alors à des dispositifs de guidage, de filtrage, bien plus riches que les simples miroirs de Bragg. Potentiellement, les cristaux photoniques bidimensionnels à base de semi-conducteurs III – IV présentent des propriétés de bandes interdites et/ou permises pour les photons tout à fait originales. A ce titre, des dispositifs de routage pour l'optique intégrée (domaine des télécommunications de 1.3 à 1.55 μ m) ont été proposés avec la promesse de performances accrues par rapport aux solutions de guidage classique.

Ceci a créé il y a quelques années un engouement très important sur cette thématique. D'excellents résultats ont été obtenus dans le domaine du contrôle de l'émission de lumière par les cavités photoniques (lasers sans seuil), par contre, les résultats sont plus contrastés dans le domaine du guidage et du routage. Si la compacité des dispositifs proposés est leur atout fondamental, le délicat problème des pertes reste entier. L'un des objectifs poursuivi pendant cette thèse, combiné à la recherche de géométries nouvelles ou de dispositifs originaux, a été de comparer, sans complaisance, les performances des structures à base de cristaux photoniques aux structures classiques équivalentes.

Dans un premier chapitre d'introduction, nous présenterons les propriétés générales des cristaux photoniques, ainsi que les outils qui nous permettrons de les décrire. Nous expliquerons en particulier la méthode utilisée pour trouver les bandes interdites et la relation de dispersion d'un cristal photonique. Etant donné qu'une importante partie de la thèse est consacrée à des simulations numériques temporelles, il nous a paru important de décrire les méthodes les plus couramment employées pour résoudre ce type de problème.

Enfin, nous introduirons à la fin du premier chapitre, les différentes applications fondées sur les propriétés des cristaux photoniques, dont certaines seront traitées plus en détail par la suite, comme le routage compact (guidage et filtrage) ou la réfraction négative.

Dans les deux chapitres suivants, nous nous intéresserons aux propriétés de guides et de coupleurs, en deux dimensions (chapitre 2) puis en trois dimensions (chapitre 3).

Nos travaux permettent de répondre à certaines questions importantes, qui restaient en suspens, pour pouvoir passer de la théorie à la réalisation pratique de dispositifs de guidage, de filtrage et d'imagerie. Si l'on veut vraiment exploiter les possibilités offertes par les cristaux photoniques, on ne peut naturellement pas se contenter de connaître le mécanisme de leur fonctionnement dans les grandes lignes. Il faut évaluer leurs pertes, optimiser leurs propriétés (sélectivité en fréquence d'un dispositif destiné au filtrage, facteur de qualité d'une structure confinante, ...) et obtenir des paramètres géométriques réalistes. Le chapitre 2 nous permet de présenter les mécanismes en jeu, alors que dans le chapitre 3, une étude en trois dimensions, utile pour quantifier précisément les différents types de pertes, a été menée.

Ces études sont exclusivement fondées sur les propriétés de bande interdite. Nous verrons néanmoins, dans le chapitre 4, qu'il est également possible d'utiliser certaines bandes permises pour obtenir un effet d'indice négatif tout à fait original. Une partie de l'énergie qui se propage dans le matériau peut alors obéir à la loi de Snell-Descartes généralisée à la réfraction négative. Nous verrons que de nombreuses applications peuvent être conçues en utilisant cet effet.

Les quatres premiers chapitres cherchent à exploiter les différentes possibilités offertes par la structure de bande d'un cristal photonique. Cependant, ces travaux théoriques se doivent d'être accompagnés par une véritable réflexion sur les technologies de fabrication. Le cinquième chapitre démontre la faisabilité de ces structures et présente les résultats obtenus en terme de fabrication. Nous y expliquons les techniques mises en jeu (nanolithographie, gravure profonde), et par quel moyen nous avons pu faire les optimisations nécessaires, pour obtenir des structures de qualité suffisante, qui correspondent aux paramètres déduits des simulations présentées précédemment.

Chapitre 1

Introduction aux cristaux photoniques : historique et généralités

Introduction

Ce premier chapitre a pour but de donner une vue globale de la thèse, en familiarisant le lecteur aux principaux travaux menés sur les cristaux photoniques. Il s'agira de détailler, notamment, les principaux modèles numériques utilisés, ainsi que les applications potentielles que l'on peut tirer des cristaux photoniques. Ces thèmes seront ensuite repris dans les chapitres 2, 3, 4 (étude numérique de différents dispositifs), et 5 (étude technologique).

Les premières études de milieux périodiques remontent aux travaux de Léon Brillouin. Ensuite, les travaux, notamment de Yablonovitch [1, 2], ont déclanché un fort engouement pour les cristaux photoniques en montrant toutes les possibilités offertes par la présence d'une structure de bande (alternance de bandes passantes et interdites) dans des structures artificielles usinées aux dimensions de la longueur d'onde. Depuis 1987, les études, expérimentales, et théoriques se sont multipliées, et l'on sait aller aujourd'hui de la modélisation théorique à l'application, en passant par la réalisation du prototype en micro ondes, ou même proche infrarouge.

Nous présentons, dans ce chapitre d'introduction, ce qu'est un cristal photonique, ainsi que les outils utilisés pour le décrire. Nous précisons au passage nos choix structuraux pour cette étude, en termes de matériaux utilisés, dimensions du réseau et cristallographie. Nous justifierons ensuite l'intérêt et l'originalité du travail théorique et expérimental que nous avons fait, au sein d'une communauté très riche en production scientifique.

I.1 Généralités, historique

I. 1. 1 Les différentes formes de cristaux photoniques

Faire de l'optique, c'est manier les couleurs, visibles ou invisibles. Celles-ci sont données aux objets qui nous entourent par des mécanismes complexes que l'on peut classer en deux catégories. Les mécanismes chimiques d'absorption et d'émission, et les mécanismes physiques, de diffraction et d'interférence. Ainsi, lorsque l'aile d'un papillon nous charme par ses belles couleurs, est-ce parce qu'elle est effectivement recouverte de pigments, chimiques, ou parce que, tel un miroir articulé, elle filtre la lumière blanche, en nous renvoyant certaines couleurs seulement ?

Cet exemple nous conduit à classer les couleurs en un groupe pigmentaire, i.e. chimique, et un groupe interférentiel. C'est à ce dernier que nous allons nous intéresser.

Il peut à son tour se subdiviser, selon la taille des objets qui diffractent la lumière. S'ils sont petit par rapport à la longueur d'onde, on parlera plutôt de diffusion (c'est typiquement le cas pour le brouillard ou la fumée), ou bien de diffraction et d'interférence.

Des pierres semi-précieuses, les opales, possèdent de telles propriétés étonnantes. Elles furent découvertes notamment au Kenya, par des anthropologues, qui purent établir qu'elle furent employées par des hommes préhistoriques, comme outils ou parures. Elles suscitèrent alors craintes et superstitions, car leurs couleurs restaient mystérieuses. Il s'agit, on le sait aujourd'hui, après les avoir examiné au microscope, d'un solide structuré très régulièrement à l'échelle moléculaire. Les pierres sont des silicates composées d'un agencement de billes de 0.15 à 0.30 micron de diamètre. Bien que les plus pures soient difficiles à trouver, plusieurs variétés sont disponibles, en provenance d'Australie, d'Ethiopie, ou du Mexique, dont des photos typiques sont représentées figure 1.1.



Figure 1.1 : A gauche, opales australiennes, dont un morceau de bois fossilisé opalisé. A droite, opale de feu.

A 6000 ans d'intervalle, des hommes se sont intéressés aux couleurs des opales, puis d'autres ont expliqué le mécanisme, de diffraction, cause de l'iridescence de la pierre. Ces pierres sont probablement le premier exemple de cristal photonique utilisé par l'homme, pour ses propriétés optiques. On peut alors se demander si l'on peut construire artificiellement des matériaux tels que les opales. Après tout, c'est ce que font les papillons, pour orner leurs ailes de couleurs vives (voir figure 1.2). Certes, les pigments, purement chimiques, peuvent jouer un rôle, mais chez certaines espèces, comme les Morphidae, les pigments ne servent qu'à créer un fond sombre sur lequel peuvent se révéler les couleurs vives dues aux effets d'interférence de la lumière sur des structures formées de tuiles de chitines.



Figure 1.2 : Aile de papillon vue au microscope

Au delà de l'entomologie, l'intérêt de mieux comprendre la relation entre la structure microscopique et la couleur réside en la possible utilisation, par exemple dans le domaine des peintures, ou des cosmétiques. En allant encore au-delà, nous verrons que l'étude des propriétés optiques des milieux structurés est une branche de l'optique à part entière, qui s'est développée parallèlement à l'étude des interactions entre la lumière et la matière dans des matériaux traditionnels amorphes (un verre) ou cristallins (un quartz).

Ainsi, des chercheurs se sont penchés sur le comportement optique de matériaux structurés à une échelle beaucoup plus grande que l'échelle atomique. Cela constitue un nouveau domaine de recherche, portant sur des matériaux composites, fabriqués à partir de matériaux homogènes traditionnellement utilisés en optique. Leur structuration peut s'organiser selon différents types, bidimensionnels, tridimensionnels, à base de métaux et/ou de diélectriques, dont la structure est périodique ou non (cristaux ou quasi-cristaux). Ces matériaux composites, les cristaux photoniques, sont des matériaux qui présentent une variation périodique, dans l'espace, de leur constante diélectrique, ɛ. Cette définition englobe a priori des structurations diélectriques (permittivité réelle) et métalliques (permittivité à partie imaginaire non nulle) [3], laissant de côté les structures non périodiques comme les quasi-cristaux.

On peut instaurer un classement en différentes familles de matériaux composites, dont les propriétés optiques, quoique différentes quantitativement, sont très semblables qualitativement. En effet selon le but recherché, exploiter des modes de défauts au sein d'une bande interdite, ou tirer parti de courbures négatives de bande passante induisant la réfraction négative, selon que l'on s'intéressera à des structures métalliques, diélectriques ou métallo-diélectriques, on pourra trouver différentes structuration des matériaux.

A ce titre, la structuration des métaux est emblématique. Exploiter les bandes interdites photoniques se fera généralement par une structuration de l'ordre de la longueur d'onde et l'exploitation des effets de diffraction. Atteindre un régime de réfraction négative nécessitera par contre une structure largement sous longueur d'onde afin de pouvoir définir des paramètres moyens tels que permittivité et perméabilité, qui se doivent d'être toutes deux simultanément négatives, pour atteindre ce mode de fonctionnement. On comprend dès lors que le domaine de l'optique sera très difficile à atteindre puisque la condition d'«homogénéisation» impose une structure nanométrique. Les figures 1.3 a et 1.3 b illustrent ces aspects avec un réseau de résonateurs magnétiques permettant d'obtenir une perméabilité négative ici autour de quelques GHz pour des dimensions typiques de l'ordre du micron pour les plus fines. On remarque tout de suite la complexité des motifs à créer. Pour les diélectriques, la structuration apparaît plus simples dans la mesure où l'on s'intéressera généralement à des réseaux bidimensionnels de trous ou tiges circulaires... Et que les structures de bandes montrent que l'on peut travailler en régime de bande interdite (dans le cas d'un guidage par défauts) ou en bande permise (avec inversion de courbure et réfraction négative) pour des ordres de grandeur de structuration voisins, typiquement de quelques centaines de nanomètres pour une longueur d'onde de travail λ =1.55 µm.





Figure 1.3 : Image par microscope électronique à balayage d'une cellule élémentaire de cristal photonique métallique. A gauche, un motif « Split Ring Resonator », à droite, une vue de détail d'un motif carré montrant la structuration complexe du motif.

Dans la suite, nous nous intéresserons exclusivement, aux matériaux construits à partir de diélectriques. L'étude des matériaux périodiques est ancienne, et l'on peut donc s'appuyer sur

des théories déjà bien développées. En particulier, la physique du solide, et notamment les travaux de Bloch, Brillouin, Bragg, nous est d'une grande aide. On peut en effet établir un lien entre un réseau périodique d'atomes (cristaux atomiques étudiés en physique du solide) dans lequel peuvent se propager des électrons, et un réseau périodique à modulation de permittivité, dans lequel peut se propager une onde électromagnétique. Ainsi, le théorème de Bloch peut s'adapter à l'étude de la propagation d'une électromagnétique, dans un milieu infini, structuré périodiquement. Les notions usuelles de zone de Brillouin, structure de bande, prennent alors un sens nouveau.

I. 1. 2 Quelques généralités sur l'ouverture d'une bande interdite

On peut expliquer simplement l'ouverture d'un gap, dans une structure périodique unidimensionnelle. Considérons un empilement périodique de plaques de diélectriques, d'indices n_1 et n_2 , d'égale épaisseur a/2. Lorsque la longueur d'onde dans le milieu d'onde atteint $\lambda=2a$, les réflexions sont en phase, et peuvent donner naissance à une onde stationnaire. La valeur du nombre d'onde correspondant est $k=\pm \pi/a$. Plus généralement, pour une série de nombres d'ondes, $k=\pm p\pi/a$, pour p entier relatif non nul, on observera une onde stationnaire. Ces points délimitent une série de zones, dites zones de Brillouin, caractéristiques de la périodicité du cristal. Comme c'est le cas en physique du solide, l'information contenue dans la première zone, de k=0 à $k=\pi/a$, suffit pour connaître toutes les propriétés du système. La relation de dispersion pour k quelconque s'obtient ensuite par des considérations de symétrie.

Intéressons nous à ce qu'il se passe en $k = \pi/a$. En ce point, une onde stationnaire s'établit, mais doit cependant respecter les symétries du cristal. Ainsi, le champ électrique ne peut pas s'annuler n'importe où dans la structure. En fait, deux positions seulement sont possibles : le champ électrique peut s'annuler seulement au milieu d'une zone de fort ou de faible indice. Cela correspond à deux modes distincts, soit deux fréquences consécutives, ω_1 et ω_2 séparées par une zone dans laquelle aucun mode ne peut exister, pour cette valeur de k.

Au contraire, loin de la zone $k = p\pi/a$, les ondes réfléchies aux interfaces ne sont pas toutes en phases, et interfèrent donc destructivement si le milieu est suffisamment long. La relation de dispersion est donc linéaire, de pente positive.

Finalement, la forme de la relation de dispersion nous apparaît donc comme une succession de parties linéaires, loin des bords de zone de Brillouin ($k = p\pi/a$), entrecoupées de zones dans lesquelles les réflexions sur les interfaces engendrent d'importantes modifications (à l'origine de la présence de bandes interdites) dans la relation de dispersion.

L'existence de zones de Brillouin, nous permet de replier, i.e. de connaître la forme des bandes dans la première zone de Brillouin, d'après la relation de dispersion couvrant plusieurs zones. La figure I.4 (a) montre la relation de dispersion obtenue en tenant compte des coupures entre les modes, à chaque frontière de zone, et la figure I.4 (b), montre les trois premières bandes, dans la première zone de Brillouin, obtenues à partir de la figure I.4 (a), par repliement de bande.

On a donc montré, comment la symétrie du cristal unidimensionnel engendre un gap, que l'on retrouve, à cause du phénomène de repliement de bande, entre chaque bande. La largeur de ce gap s'explique en considérant l'énergie stockée dans chaque mode. Le premier type de mode, dont le champ électrique est dans la région d'indice n_1 a une énergie par unité de volume $\varepsilon_1 |\mathbf{E}_0|^2$ où $|\mathbf{E}_0|$ est l'amplitude de l'onde plane dans le cristal. Ainsi, le passage d'un mode à l'autre ne se fait pas en augmentant continûment l'énergie du mode, mais par un saut d'énergie, de $\varepsilon_1 |\mathbf{E}_0|^2$ à $\varepsilon_2 |\mathbf{E}_0|^2$. Du point de vue des fréquences, l'énergie d'un mode à la pulsation ω est le produit du nombre de photons dans ce mode par le quantum h ω . Ce saut d'énergie correspond donc à un saut en fréquence : la bande interdite.

On conclue donc, dans le cas d'une structure unidimensionnelle, qu'un gap s'ouvre entre chaque bande. Il est d'autant plus important que le contraste de permittivité est grand.



Figure 1.4: Schéma du phénomène du repliement de bande, aux frontières des zones de Brillouin. Les bandes non encore repliées sont représentées figure (a), en trait fort. Le trait fin, figure (a), représente la relation de dispersion d'un matériau d'indice constant et égal à l'indice moyen de la structure. La figure (b) représente les bandes repliées. Le trait fort pour la première, fin pour la seconde, et interrompu pour la troisième.

De façon à maximiser le contraste, il est commode de prendre de l'air pour l'un des diélectriques, l'autre étant un matériau de fort indice. L'inconvénient vient de ce qu'une forte partie réelle de la permittivité s'accompagne d'une absorption non négligeable. C'est un réel problème si on veut faire du guidage, car l'onde guidée va évoluer dans le matériau absorbant.

Des études ont été menées, à propos de l'évolution de la taille du gap, en fonction de quelques paramètres couramment employés, dans des structures simples : la polarisation, le facteur de remplissage, le contraste d'indice. Il est en effet très intéressant de pouvoir comprendre, dans quelles conditions, une bande interdite pourra s'ouvrir, dans telle ou telle polarisation. Comme nous l'avons vu dans le cas unidimensionnel, le contraste diélectrique est un élément très important, pour obtenir des bandes interdites larges. Mais à contraste fixé, le facteur de remplissage – lié au rapport entre le rayon des trous et la taille de la maille – a un rôle primordial : c'est le seul paramètre géométrique, à structure cristalline fixée. Nous présenterons par la suite l'influence de ces paramètres sur la bande interdite.

I. 1. 3 Structures tridimensionnelles

Très rapidement, des vérifications expérimentales montrèrent la possibilité d'obtenir une bande interdite en trois dimensions. La première, introduite dès 1991, par E. Yablonovitch, fut réalisée avec un cristal de « Yablonovite », ayant la même structure que le diamant [4]. Elle donna un rapport largeur de bande interdite par rapport à la fréquence moyenne de 20%. Celle-ci fut suivie par d'autres études de structures 3D, s'inspirant de cristaux naturels ou artificiels : les opales [5,6,7], le « tas de bois » [8,9,10,11,12], ou d'autres encore [13].

Malgré ces nombreux résultats, il s'avère très difficile de trouver la bonne technique de fabrication, et la bonne structure, pour construire des dispositifs à base de cristaux photoniques 3D, fonctionnant aux longueurs d'onde optiques. Parmi les structures citées cidessus, certaines on tout d'abord été fabriquées à l'échelle micro-ondes, par lithographie aux rayons X, et micro-usinage laser [14]. Aujourd'hui l'évolution des technologies peut conduire à de très beaux résultats comme les structures en nids d'abeille ou opales de la figure I.5. Cependant des progrès restent à faire, notamment en termes de reproductibilité.



Figure I.5 : Exemples de structures tridimensionnelles, en nid d'abeille à gauche, et opales, à droite.

I. 1. 4 Structures de dimensions inférieures : 2 D et 2,5 D

Un autre type d'approche, que nous allons suivre ici, consiste à nous intéresser principalement à des structures de dimension 2 ou 2.5 périodiques dans un plan; c'est par exemple le cas de réseaux de tiges ou de trous d'air gravés dans une couche de diélectrique confinante verticalement. Dans ce cas, il y a ouverture d'un gap dans toutes les directions du plan de périodicité. Par comparaison aux structures tridimensionnelles, les contraintes technologiques sont amoindries, et l'on peut envisager la réalisation de circuits intégrés optiques.

Tout au long de ces travaux nous ferons référence à des structures bidimensionnelles, dès lors qu'il s'agira de problèmes bidimensionnels, et à des structures de dimension 2.5, quand nous étudierons des systèmes tridimensionnels. Pour ces dernières la variation périodique d'indice se fait dans un plan, et une variation discrète (par sauts d'indice) se fait suivant la normale à ce plan. Nous étudierons en grande partie ces structures 2.5 D qui sont très attractives de par leur capacité à confiner la lumière dans les trois directions de l'espace. Ce confinement tridimensionnel se fait :

Dans le plan de périodicité :

En insérant un défaut dans le cristal périodique on crée des états permis pour la lumière, au sein de la bande interdite du cristal parfait. A une fréquence de la bande interdite, la lumière se retrouve piégée dans le défaut et ne peut se propager dans le cristal qui se comporte alors comme un miroir réflecteur. C'est en se basant sur ce concept de confinement par le gap, que nous étudierons les propriétés de structures guidantes diverses à base de cristaux photoniques. Nous étudierons par exemple des guides droits en cristal photonique, obtenus par insertion d'un défaut linéique dans le réseau périodique.

Dans la direction transverse au plan :

L'inscription d'un cristal photonique bidimensionnel dans une structure confinante dans la direction transverse, donne une structure de dimension 2.5. Cette situation permet alors de trouver un compromis entre les structures bidimensionnelles et tridimensionnelles. Le confinement transverse n'est pas lié à un effet de gap mais au contraste d'indice entre les différentes couches empilées dans cette direction. On alors un mécanisme classique de réflection totale interne.

Evoquons à ce stade les différents paramètres structuraux qui vont influer sur les propriétés de confinement dans les structures 2.5 D. Ces paramètres sont les suivants :

- La Périodicité dans le plan : réseau de tiges/de trous d'air
- La cristallographie
- Le facteur de remplissage
- Le contraste d'indice dans le plan et dans la direction transverse

La Périodicité dans le plan : réseau de tiges/de trous d'air

La structure périodique peut être un réseau de tiges, ou de trous gravés dans une couche de diélectrique. Les figures 1.6 a et b, illustrent deux réseaux périodiques bidimensionnels à symétrie carrée. A gauche est illustré un réseau de tiges diélectriques tandis qu'à droite se trouve le dual de cette structure : un réseau de trous gravés dans une couche de diélectrique. A priori l'une et l'autre de ces configurations permettent d'obtenir des bandes interdites, mais la polarisation joue un rôle important dans l'ouverture du gap. Les diagrammes de dispersion, c et d, de ces structures ont été calculés (par une méthode d'ondes planes que nous détaillons par la suite) pour un diélectrique d'indice 3, un facteur de remplissage de 40%, et une période de 400 nm. Cette fois, la structure est bidimensionnelle (carrée), le nombre d'onde varie sur le contour de la zone de Brillouin $\Gamma XM\Gamma$ qui sont les directions de haute symétrie du cristal. Nous détaillerons plus le loin un calcul de diagramme de dispersion d'un réseau triangulaire bidimensionnel.





Figure 1.6 : Exemples de cristaux photoniques bidimensionnels. A gauche (a) est représenté un réseau de tiges diélectriques, à droite (b) la structure duale, un réseau de trous d'air gravés. Les diagrammes de dispersions respectifs figurent en (c) et (d). L'indice du diélectrique est de 3, le facteur de remplissage du motif de répétition, de 40%, et la période de 400 nm.

A gauche, le diagramme de dispersion du réseau de tiges présente un gap en polarisation TE tandis que le réseau de trous d'air possède une bande interdite en polarisation TM (nous préciserons ultérieurement les conventions de polarisation utilisées dans ces travaux). On peut trouver une explication à cette sensibilité à la polarisation dans l'ouvrage de Joannopoulos [3]. Cette différence s'explique par le fait que le réseau, dans l'un des cas, est formé d'îlots isolés dans l'air (structure de tiges), et dans l'autre cas, de structures connectés par des veines de matériau diélectrique.

Toutes les structures à base de cristal photonique étudiées dans ces travaux de thèse sont obtenues par gravure de trous d'air dans une matrice de diélectrique confinante verticalement. Ce choix n'est pas arbitraire, et les raisons sont plutôt d'ordre technologique. D'une part nous maîtrisons dans notre laboratoire les différentes étapes technologiques (comme la nanolithographie ou la gravure RIE) qui permettent la réalisation de trous d'air gravés dans un matériau diélectrique; le détail de la fabrication sera présenté dans le chapitre 5. D'autre part, les objectifs de cette thèse ont été fondés sur le thème de l'optique guidée intégrée. De ce fait la structure à base de tiges, difficilement intégrable à des circuits optiques, n'a pas été retenue.

Revenons ainsi sur le diagramme de dispersion 1.6.b de la structure gravée qui nous intéresse davantage. On peut constater l'ouverture d'une bande interdite autour de $a/\lambda=0.27$. Cette bande interdite est très étroite. Nous allons voir dans ce qui suit, à travers une simple démarche numérique, comment il est possible d'élargir cette plage spectrale. Cet analyse va nous permettre de justifier nos choix en termes de structure (dimensions du réseau, cristallographie, matériaux) en nous orientant vers la structure qui sera principalement étudiée dans ces travaux.

> La cristallographie

Les résultats présentés figure 1.6 (d) décrivent une maille bidimensionnelle carrée. La maille carrée fait partie du système cubique des réseaux de Bravais. D'autres mailles bidimensionnelles hexagonales, obliques, orthorhombiques, rectangulaires...existent dans cette classification.

Nous avons cherché a évaluer le rôle de la structure cristalline sur la taille des bandes interdites, en nous intéressant en particulier à deux structures couramment employées en pratique. Nous comparons donc ci-dessous les diagrammes de bande de deux structures, l'une carrée (voir figure 1.6), l'autre triangulaire (voir figure 1.7), à facteur de remplissage constant.

C'est ainsi qu'en remplaçant la symétrie de la structure initiale à maille carrée par une symétrie hexagonale (triangulaire) et en conservant les paramètres du réseau, nous obtenons le diagramme de dispersion de la figure 1.7. Les résultats numériques, en accord avec les prévisions théoriques, montrent un accroissement de la largeur spectrale interdite qui est comprise entre $a/\lambda = 0.23$ et $a/\lambda = 0.34$. Compte tenu de ces résultats, nous privilégierions dans la suite travaillerons sur une maille hexagonale (triangulaire). Il également important de remarquer que pour cette symétrie la polarisation TM est plus favorable que la polarisation TE qui ne présente pas de gap. Par conséquent, pour exploiter les propriétés de bande interdite de notre structure triangulaire nous devrons utiliser une polarisation TM. Nous allons étudier maintenant l'influence du facteur de remplissage en air dans un structure gravée à maille triangulaire.



Figure I. 7 : Diagramme de dispersion d'un réseau de trous à maille hexagonale. La permittivité du diélectrique est de 9, la période de 400 nm et le facteur de remplissage de 40%.

Le facteur de remplissage

La figure 1.8 présente l'évolution de la largeur des bandes interdites en fonction des facteurs de remplissage en air. La géométrie est celle que nous utilisons la plupart du temps dans cette thèse : une maille hexagonale et l'indice du diélectrique est très proche de l'InP. Nous pouvons donc nous appuyer sur ces résultats pour évaluer l'influence du facteur de remplissage de la structures que nous fabriquons.

Nous y observons l'existence, sur une plage de facteur de remplissage relativement grande, d'une bande interdite TM, favorisée dans ce type de géométrie par rapport à la polarisation TE. A très faible, comme très fort facteur de remplissage (non représenté sur la figure 1.7), la structure est quasiment homogène, et perd ses propriétés de structure périodique. On ne s'étonne donc pas de voir la taille des bandes interdites s'annuler pour f<0.1, sur la figure 1.7, pour les deux polarisations. Pour un facteur de remplissage moyen, on remarque principalement la présence d'une bande interdite en polarisation TM, favorisée par rapport à la TE, par des trous d'air relativement petits (f<0.6). A plus fort taux de remplissage, les épaisseurs varient beaucoup, et des petits îlots se forment, alors que les trous sont séparés par des veines de plus en plus fines. Ces conditions sont plutôt propices à l'apparition d'une bande interdite TE.

Pour des facteurs de remplissage encore plus élevés (f>0.8), la structure est déconnecté, et entièrement constituée de barres diélectriques non connexes, dans l'air ¹. Cette situation interdit la présence d'une bande interdite TM, et seule la TE subsiste, jusqu'à des facteurs encore plus proches de f=1, pour lesquels les deux polarisations ne présentent plus aucune bande interdite.

Notons qu'une zone de recouvrement existe, très utile pour des applications qui requièrent les deux polarisations. On parle alors de bande interdite complète bidimensionnelle comme dans les structures de type graphite [15]. Ici, cela ne peut être atteint que par des facteurs de remplissage en air supérieurs à 70%, valeur difficilement compatible avec les procédés technologiques que nous utiliserons (voir chapitre 5).



Figure 1.8 : Influence du facteur de remplissage sur la largeur de la bande interdite (BIP). L'indice du diélectrique est proche de l'InP (n=3.16)

Cette évolution du facteur du remplissage nous confirme l'utilisation préférentielle de la polarisation TM pour une structure à maille triangulaire. De plus elle nous permet de fixer les paramètres géométriques du cristal. Afin de trouver un compromis entre faisabilité technologique (proximité des trous) et largeur de bande interdite, nous avons choisi un facteur de remplissage moyen de 47,5%. Comme le montre la figure 1.8, ceci fixe la largeur de la bande interdite à (780 nm) et son milieu en $a/\lambda = 0.28$. Comme nous souhaitons travailler autour de $\lambda = 1.55 \mu m$, la période de notre réseau sera de 450 nm, ce qui implique un diamètre de trou de 325 nm pour obtenir le facteur de remplissage souhaité.

Pour illustrer cette évolution de la bande interdite en fonction du facteur de remplissage nous avons augmenté le facteur de remplissage à 60% (il était de 40% en 1.7). La bande interdite est alors comprise entre $a/\lambda = 0.285$ et $a/\lambda = 0.43$, comme le montre la figure 1.9.

¹ Leur section n'est alors pas circulaire.



Figure I.9 : Diagramme de dispersion d'un réseau de trous à maille hexagonale. La permittivité du diélectrique est de 9, la période de 400 nm et le facteur de remplissage de 60%.

Le contraste d'indice : dans le plan et dans la direction transverse

Dans le plan du cristal :

Comme nous l'avons évoqué dans la section 1.2, plus le contraste d'indice est élevé, plus large est la bande spectrale interdite. D'un point de vue pratique il nous est difficile d'obtenir un contraste aussi élevé, nous travaillons sur des structures à base d'InP, le contraste d'indice entre le semi-conducteur et l'air sera donc proche de 3.25.

Dans la direction transverse :

Les structures 2.5 D sont, en pratique, de hauteur finie. Les études en deux dimensions sont alors insuffisantes (en particulier en ce qui concerne l'évaluation des pertes par radiation) et doivent être faites, a priori, en trois dimensions. Quant à la structure verticale, deux approches sont principalement utilisées. Elles aboutissent à deux situations différentes en ce qui concerne le contraste d'indice entre les couches. Il s'agit des membranes suspendues dans l'air et des hétérostructures sur substrat épais. Les membranes, de par le fort contraste d'indice entre l'air et le diélectrique, permettent un meilleur confinement du champ que les hétérostructures de type InP/InGaAsP/InP. Nous avons choisi de fabriquer des structures sur substrat épais qui seront plus facilement intégrables à des circuits optiques classiques. Nous aurons l'occasion de comparer les performances de guides en cristaux photoniques dans les deux types d'approches.

De nombreuses études ont été menées sur les cristaux bidimensionnels, gravés sur une membrane de diélectrique, souvent sur un semi-conducteur, par exemple du silicium. Les géométries typiques du réseau sont les structures à maille carrée et hexagonale [16]. Les propriétés de gap ont été largement étudiées, à cause du confinement de la lumière qu'elles permettent [1].

L'introduction de défauts dans le plan de périodicité pour le routage ou le multiplexage d'ondes a été généralement étudié en négligeant la troisième dimension finie du réseau dans cette direction. La figure 1.10 représente par exemple deux guides droits en cristal photonique sur membrane à gauche, et sur substrat épais à droite. Le confinement tridimensionnel est schématisé sur les deux structures figure 1.10. En bleu, le confinement dans le plan de périodicité se fait en exploitant l'insertion d'un niveau défaut dans la bande interdite. En rouge, le contraste d'indice vertical confine le champ dans la direction transverse par réflection totale interne. A première vue, la solution sur membrane semble supérieure du point de vue du confinement, mais pour les performances nous verrons que la situation est plus complexe qu'il n'y parait. Signalons, enfin, une troisième approche mêlant les avantages des deux situations précédentes. Au départ, une structure sur substrat épais dans laquelle on grave un réseau et que l'on vient reporter après gravure sur un substrat de bas indice – d'indice inférieur au substrat semi-conducteur. Cette solution allie alors robustesse – fragilité des membranes sur de grandes dimensions – et forts rapports d'indice.



Figure 1.10 : Cristaux photoniques bidimensionnels gravés dans une structure verticale confinante de type membrane à gauche, et substrat épais à droite. Un défaut linéique créée en omettant une rangée de trous permet de faire du guidage optique.

Notre contribution a pour but d'étendre les études existantes, en permettant une meilleure évaluation des pertes de guidage et de couplage. En particulier, la prise en compte de la troisième dimension et de l'aspect fini des structures sera l'un des points originaux de nos travaux. Nous allons chercher, par exemple, à connaître quantitativement quels guides, dans une situation réaliste, sont les meilleurs pour router l'information, à longueur d'onde « télécom » (voir chapitre 3). De plus, au-delà des effets de bande interdite, nous étudierons les propriétés de réfraction négative de ces structures (voir chapitre 4). Nous présentons maintenant les outils numériques que nous utiliserons pour étudier ces propriétés.

I. 2. 1 Invariance d'échelle

La propagation de la lumière dans un matériau décrit par ses constantes ε et μ obéit aux équations de Maxwell,

$$\vec{\nabla} \wedge \mathbf{E}(\mathbf{r},t) = -\mu(\mathbf{r})\partial_t \mathbf{H}(\mathbf{r},t), \qquad \qquad \vec{\nabla} \wedge \mathbf{H}(\mathbf{r},t) = \varepsilon(\mathbf{r})\partial_t \mathbf{E}(\mathbf{r},t),$$
$$\vec{\nabla} \cdot [\varepsilon(\mathbf{r}) \cdot \mathbf{E}(\mathbf{r},t)] = 0, \qquad \qquad \vec{\nabla} \cdot [\mu(\mathbf{r}) \cdot \mathbf{H}(\mathbf{r},t)] = 0,$$

Une normalisation simple permet de se rendre compte d'une invariance intéressante. Une dilatation des distances, $\mathbf{r} \rightarrow \alpha \mathbf{r}$, laisse la structure des équations inchangée, si elle s'accompagne d'une dilatation identique des temps (soit une contraction des fréquences), $\mathbf{t} \rightarrow \alpha \mathbf{t}$.

Cette remarque est capitale, car elle nous montre que la physique des cristaux photoniques est invariante par changement d'échelle. Bien entendu, cela n'est vrai que sur une certaine plage : on suppose a priori que l'on peut définir une perméabilité, et une permittivité, ce qui nécessite de se placer à une échelle de longueur suffisamment grande devant la distance interatomique.

Dans une très large mesure, nous allons nous intéresser aux propriétés à l'équilibre du système. Ainsi, l'étude de la structure de bande se fait en supposant qu'une onde plane est établie dans le milieu infini. Du point de vue théorique, il s'agit simplement d'imposer d/dt=0, pour obtenir la solution stationnaire. Nous verrons que du point de vue numérique (dans le cas de simulations FDTD), d'autres contraintes peuvent apparaître, par exemple, la taille finie du système, associée au désaccord d'impédance à l'entrée, qui peut empêcher le mode stationnaire de s'établir convenablement avant un régime transitoire parfois non négligeable. Notons à ce sujet que les premiers résultats de la communauté se situèrent justement dans cette approximation de stationnairté. Ce n'est que très récemment que les effets des régimes transitoires ont été étudiés [17].

I. 2. 2 Deux polarisations en onde plane

Dans le cas d'un cristal photonique bidimensionnel, l'invariance de $\epsilon(\mathbf{r})$ et $\mu(\mathbf{r})$ par translation dans la troisième dimension – direction Y – permet de ne considérer que deux polarisations. Les 6 composantes des deux champs E et H peuvent donc être réparties en deux modes, $\{H_Y, E_z, E_X\}$ et $\{E_Y, H_z, H_X\}$, appelés, respectivement TM et TE. L'intérêt

d'une telle décomposition est une simplification des équations de propagation. On passe alors d'un problème à 3 fonctions inconnues à un problème scalaire, concernant l'unique composante non nulle du champ, selon la polarisation. Les équations s'écrivent,

En TE,
$$\left[\Delta_T + \frac{\omega^2}{c^2}\varepsilon\right] \mathbf{E}_{\mathbf{Y}}(\mathbf{r},t) = 0,$$

En TM,
$$\vec{\nabla}_T \left(\frac{1}{\varepsilon} \vec{\nabla}_T \mathbf{H}_Y(\mathbf{r}, t) \right) + \frac{\omega^2}{c^2} \mathbf{H}_Y(\mathbf{r}, t) = 0.$$

Où $\vec{\nabla}_T$ représente le gradient suivant les directions transverses à la propagation, et $\Delta_T = \vec{\nabla}_T \cdot \vec{\nabla}_T$ le laplacien transverse correspondant. Pour chaque polarisation, les autres composantes sont données par les relations de Maxwell restantes, qui peuvent s'écrire, avec $\mathbf{E} = \mathbf{E}_0 \exp(i\omega t - ikz)$ et $\mathbf{H} = \mathbf{H}_0 \exp(i\omega t - ikz)$,

$$\mathbf{k} \wedge \mathbf{E}_{0}(\mathbf{r}, t) = \omega \mu(\mathbf{r}) \mathbf{H}_{0}(\mathbf{r}, t),$$
$$\mathbf{k} \wedge \mathbf{H}_{0}(\mathbf{r}, t) = \omega \varepsilon(\mathbf{r}) \mathbf{E}_{0}(\mathbf{r}, t).$$

I. 2. 3 Méthode numérique de calcul en milieu infini

Nous allons voir maintenant comment calculer la structure de bande d'un cristal photonique. Nous rappelons que cette étude porte sur des matériaux massifs sans pertes² : les matériaux qui constituent le cristal (composite) photonique – souvent de l'air et un diélectrique – ont un indice, une permittivité et une perméabilité réelle. Cette condition nous permet d'utiliser le théorème de Bloch, sur l'invariance des champs par translation. Sans elle, il est impossible de définir une structure de bande correspondant à un milieu infini.

La structure de bande représente l'ensemble des points de fonctionnement possibles – dans la première zone de Brillouin – pour lesquels une onde plane (ω , **k**) peut se propager, sans pertes, dans un milieu infini. Des zones de fréquence « mortes », pour lesquelles aucune propagation n'est possible sont parfois présentes. On les appelle, d'après un terme de physique du solide, les « bandes interdites ». L'analogie avec la physique de solide pousse parfois à qualifier la courbe de dispersion immédiatement inférieure à la bande interdite, de « bande de valence », et celle immédiatement supérieure, de « bande de conduction ».

² Ainsi, les pertes par émission de photon ou de phonon sont négligées.

Méthode des ondes planes

Pour obtenir la structure de bande d'un cristal photonique, on est conduit à résoudre un problème aux valeurs propres pour l'opérateur de propagation dans un milieu périodique. En utilisant l'hypothèse d'onde plane, et la condition de Bloch, le champ H s'écrit simplement à l'état stationnaire : $\mathbf{H}(\mathbf{r}) = \exp(i\mathbf{k}.\mathbf{r})\mathbf{u}_k(\mathbf{r})$. La condition de périodicité sur la fonction de Bloch s'exprime, $\mathbf{u}_k(\mathbf{r}) = \mathbf{u}_k(\mathbf{r} + \mathbf{R})$ où \mathbf{R} est un vecteur quelconque du réseau cristallin.

L'équation de propagation en onde plane, $\vec{\nabla} \wedge \cdot \left(\frac{1}{\varepsilon} \vec{\nabla} \wedge \mathbf{H}(\mathbf{r})\right) = \frac{\omega^2}{c^2} \mathbf{H}(\mathbf{r}),$ donne, en introduisant les fonctions propres, $\mathbf{u}_k(\mathbf{r})$,

$$(i\mathbf{k}+\vec{\nabla})\wedge\left(\frac{1}{\varepsilon(\mathbf{r})}(i\mathbf{k}+\vec{\nabla})\wedge\mathbf{u}_{\mathbf{k}}(\mathbf{r})\right)=\frac{\omega^{2}}{c^{2}}\mathbf{u}_{\mathbf{k}}(\mathbf{r}).$$

Il s'agit de la relation fondamentale, valide pour les deux polarisations, TE et TM, qui permet d'obtenir, pour k fixé, les éléments propres caractérisant l'onde plane en milieu infini. On peut finalement calculer les fonctions propres $\mathbf{u}_{\mathbf{k}}(\mathbf{r})$ et les fréquences propres $\omega(\mathbf{k})$ correspondantes. Une méthode possible passe par un procédé d'orthonormalisation, qui fournit tous les éléments propres [27].

L'opérateur ci-dessus est décomposé sur N ondes planes se propageant dans les directions élémentaires du cristal, conduisant à une matrice N x N. En pratique, une centaine d'onde plane est nécessaire pour obtenir une précision suffisante dans la position des valeurs propres et la description des modes [18]. Notons, enfin, qu'il est plus approprié de calculer *analytiquement* la transformée de Fourier de l'inverse de la fonction diélectrique, $\varepsilon(\mathbf{r})$, pour éviter les problèmes numériques, liés au manque de coefficients de Fourier, lorsque ces fonctions sont constantes par morceaux³ [19].

Autres décompositions possibles

En toute rigueur, la décomposition en ondes planes est critiquable. On utilise en effet une base de fonctions de carré non intégrable, c'est à dire des ondes qui contiennent une énergie infinie. Cet argument n'est pas si déroutant car en pratique, le front d'onde est toujours limité ; en outre on peut se tourner vers d'autres possibilités de modélisation. En fait, l'introduction d'une décomposition en ondes planes, vient principalement du fait qu'elle facilite les calculs, notamment parce qu'elle s'associe bien avec la transformation de Fourier.

³ Ces fonctions sont alors analogues à des fonctions créneaux, qui nécessitent de nombreuses composantes de Fourier pour être correctement représentées.

Notons cependant que l'on pourrait utiliser d'autres bases pour décomposer les champs. Nous pourrions utiliser, par exemple une famille de fonctions de Bessel (adaptée aux symétries cylindriques) pour décrire le profil transverse de l'amplitude du champ. L'avantage d'une telle approche, est d'introduire, dès l'écriture des fonctions de base, une largeur caractéristique dans le profil transverse des champs. Bien sûr, cela ajoute un paramètre de plus, par rapport à une simple étude en ondes planes. Celui-ci peut cependant être très utile, si l'on veut faire ensuite une étude théorique , analytiquement, une étude des effets de diffraction à l'entrée dans la structure. On introduit alors dès l'écriture de la décomposition, le paramètre intéressant pour cette étude.

Approche variationnelle

Le calcul de structure de bande de cristaux photoniques est analogue, comme nous l'avons souligné précédemment, aux calculs de physique du solide. Ainsi, des auteurs [20, 21] ont développé des méthodes de physique du solide – équation de Schrödinger – qui furent adaptées à l'optique des cristaux photoniques – équations de Maxwell – [22, 23]. Il s'agit de méthodes itératives, qui approximent la solution par un algorithme d'optimisation. Soulignons que cette méthode permet de ne calculer que les modes de fréquence les plus basses.

Matrice de diffusion

Une méthode particulière, qui généralise le développement en onde plane, dans un milieu de dimension 2.5, est la méthode de la matrice de diffusion. Celle-ci s'inspire d'une méthode introduite en physique du solide [24], puis adaptée à l'électromagnétisme en milieux périodiquement structurés [25, 26]. Il s'agit de déterminer les modes de résonance de l'opérateur de diffusion, dont la matrice est calculée sur une base d'ondes planes, en détaillant la propagation dans chaque couche, ainsi que les conditions de passage entre les couches. On obtient des résultats analogues à ceux de la méthode en onde plane, enrichis d'informations sur les pertes par radiation hors du plan de périodicité du cristal. Ces méthodes, intéressantes, sont utilement complétées par le travail que nous avons mené, en utilisant une intégration directe, par la méthode FDTD, des équations de propagation. Nous pouvons ainsi prendre correctement en compte les conditions aux bords, et étudier, par exemple, ce qu'il se passe dans la zone de couplage, en entrée ou en sortie d'un cristal photonique.

1. 2. 4 Exemple de la structure principalement étudiée dans la thèse

Le réseau que nous étudions est hexagonal 2D, suivant la classification de Bravais (ou plus communément triangulaire). Il est caractérisé par un angle de $\pi/3$ entre deux vecteurs de base, de même module, $||\mathbf{a}|| = ||\mathbf{b}||$. La période du réseau est de 450 nm pour un facteur de remplissage en air de 47%, soit un diamètre de trou de 325 nm. Cette géométrie est représentée sur la figure I. 11.



Figure I. 11 : Schéma de la structure bidimensionnelle étudiée.

La figure I.12 (a) représente la cellule élémentaire qui est utilisée par notre méthode de calcul, à laquelle correspond la zone de Brillouin réduite $\Gamma KM\Gamma$ (figure I.12.b). La cellule élémentaire contient les informations cristallographiques du réseau périodique bidimensionnel, ainsi que la répartition spatiale des indices des deux matériaux constituants. Dans un réseau sans défaut, la maille élémentaire appelée maille primitive ne comporte qu'un motif par maille. On obtient ainsi un losange, traduit communément par « diamant » en anglais. Ce réseau 2D est ainsi l'équivalent du cubique diamant en 3D, réseau classique des semiconducteurs – réseau qui présente pour les électrons les meilleurs bandes interdites.



Figure I.12 : (a) Représentation d'une cellule élémentaire ; (b) zone de Brillouin correspondante.

Nous avons choisi, des trous circulaires d'air dans une matrice diélectrique d'indice 3.24. Le diagramme de bande résultant est représenté sur la figure I.13. Il a été obtenu a l'aide d'un logiciel commercial, BandSolve \mathbb{R} de Rsoft. Il montre l'ouverture d'une bande interdite TM (bande hachurée) dans les directions principales du cristal, entre $a/\lambda = 0.24$ et $a/\lambda = 0.36$.



Figure I.13 : Diagramme de dispersion du réseau triangulaire de trous (fig. 1.11) en polarisation TM. La période du réseau est de 450 nm et le facteur de remplissage en air de 47 %. Le contraste d'indice est de 2.16.

Présentation de la méthode supercellule

Dans ce cas d'un réseau sans défaut, la simulation d'une maille multiple appelée supercellule, de dimension (N.a, N.b), donne évidemment le même résultat, d'un point de vue physique (exemple figure 1.14, N=7). On observe des bandes supplémentaires dans la nouvelle zone de Brillouin plus petite. Même si intrinsèquement utiliser une telle taille n'offre aucun intérêt pour un cristal parfait, cela s'avèrera nécessaire pour calculer les modes d'un cristal à défauts.







31

On construit alors une structure périodique, à partir d'une supercellule, voir figure I.14, présentant un défaut (ici une cavité H_1), pour laquelle on peut calculer les modes de champs, fonctions propres de l'opérateur de propagation. Comme nous allons le voir, cette technique n'a de sens qu'aux fréquences qui se situent dans la bande interdite de la structure sans défaut.

L'idée sous-jacente, est qu'on peut artificiellement fabriquer un milieu périodique en juxtaposant les supercellules, dans le but de calculer le mode d'une structure non périodique, qui présente un seul défaut. Une condition nécessaire, pour atteindre le résultat espéré, est la convergence, à mesure que l'on augmente la taille de la supercellule, vers un mode particulier, que l'on définit alors comme le mode de défaut de la structure étendue. Ceci est possible si les modes en question sont suffisamment localisés. En particulier, si la fréquence du mode est située dans le gap de la structure sans défaut.

Le choix de la taille de la supercellule s'avèrera aussi déterminant. Elle devra être suffisamment grande pour s'assurer qu'il n y ait pas de couplage possible entre défauts de supercellules adjacentes. Elle devra être suffisamment petite pour éviter dans le calcul l'apparition d'une multiplicité de solutions alourdissant le traitement.

Cette méthode nous permettra, au chapitre 2, de calculer les cartes de champ des modes de cavités, et de guides.

L'étude détaillée ci-dessus considère une onde plane dans un milieu infini, avec éventuellement présence d'un défaut. Il est nécessaire de la prolonger par une étude temporelle, en milieu fini, notamment pour voir comment se manifeste la présence d'une bande interdite, les effets de diffraction, ou encore évaluer l'influence de la taille du milieu sur l'efficacité d'un dispositif.

I. 2. 5 Etude en milieu fini

Comme nous venons de le voir dans un milieu infini, le temps ne joue aucun rôle, et a été éliminé des équations de Maxwell. En milieu fini, il faut le considérer, et l'on est conduit à deux types de modélisations pour intégrer l'évolution des champs dans les milieux. Une première possibilité est d'utiliser une intégration dans le domaine temporel, du type Finite Difference Time Domain, une autre est l'intégration en domaine fréquentiel, après transformée de Fourier. En pratique, nous avons utilisé une méthode FDTD particulière, celle du logiciel commercial FullWave © de Rsoft, et une méthode d'intégration fréquentielle particulière, du logiciel commercial HFSS © de Ansoft, qui utilise une technique d'élément finis. Présentons maintenant leur fonctionnement.

La FDTD

Notons tout d'abord que de nombreuses techniques temporelles existent, implicites ou explicites, conservatives ou dissipatives, plus ou moins stables, ou précises [27]. Notre but n'est pas ici de faire une présentation exhaustive, mais de détailler quelques uns des grands types de méthodes utilisées, pour mieux situer celle que nous avons employé. Le point commun à toutes les méthodes FDTD est le calcul de la dérivée temporelle par discrétisation sur un maillage, nous renvoyons le lecteur à la référence [28] pour plus d'informations. On approche la dérivée par le taux de variation, c'est la différence finie. Il en est de même pour les dérivées spatiales.

A ce stade, plusieurs méthodes sont possibles. On obtient, par discrétisation, une succession d'équations algébriques sur des variables du type $H^{(i,j)}_{n}$ qui sont les champs à la position (i,j), et au temps n. Selon que les dérivées temporelles et spatiales sont calculées au même pas de temps ou à des pas de temps différents, on obtient un système implicite, les $H^{(i,j)}_{n}$ sont obtenus par itérations successives ,ou explicite, les $H^{(i,j)}_{n}$ sont calculés directement. La méthode implicite est généralement plus stable, mais parfois plus longue en temps de calcul. Dans notre cas, c'est une méthode plus simple, explicite, qui est utilisée, car le problème le supporte bien. Le logiciel nous permettra de modéliser la structure dans ses trois dimensions, de choisir les ports d'injection ainsi que la forme du signal injecté (en impulsionnel ou en régime d'injection continue). De plus, grâce à des conditions aux limites absorbantes utilisables sur toutes les frontières du domaine simulé, l'accès à des termes importants pour des applications, comme les pertes par radiation, sera possible.

Les méthodes fréquentielles

En partant de l'équation de propagation dans le cristal, et par transformation de Fourier temporelle, on peut obtenir une équation d'évolution lente, dans le domaine fréquentiel. Il s'agit d'un problème avec conditions aux limites, car le temps y est absent. Des méthodes d'éléments finis permettent de résoudre ce type de problème aux conditions aux limites. A cet effet, nous avons utilisé, en particulier, HFSS ®(Ansoft). A la différence de la FDTD, où l'état stationnaire s'établit petit à petit par un régime transitoire qui a une signification physique, la progression de l'algorithme vers une solution, dans le cas de cette méthode aux éléments finis (HFSS), est résolue par un schéma implicite. Les solutions intermédiaires n'ont pas de réalité physique. Signalons qu'un maillage adaptatif est généralement utilisé. Il est affiné à chaque étape de calcul. Ceci est rendu possible grâce au fait que les conditions de raccord et de continuité se font ici, non pas sur les nœuds du maillage (comme dans la méthode FDTD que nous utilisons), mais sur les faces et arrêtes des volumes élémentaires (en général des tétraèdres) définis par le maillage.

Selon les conditions aux limites utilisées, on pourra accéder directement, soit aux modes propres des structures de dimensions finies que l'on désire caractériser, soit aux propriétés de transmission ou de réflexion au travers d'un dispositif de longueur finie, et ceci pour un type d'onde incident choisi.

I. 3.1 Le confinement par gap

D'un point de vue historique, les premières applications signalées concernèrent le confinement par effet de bande interdite. D'un point de vue fondamental, cet aspect est déjà fort intéressant [29, 30]: l'interaction avec la matière entourant un atome émetteur, placé dans un cristal photonique peut modifier son émission spontanée. Mais d'un point de vue appliquée, les retombées sont très importantes. Le contrôle de l'émission spontanée est primordial dans la mise au point des lasers. Le confinement, en particulier tridimensionnel, ouvre la porte, par l'intermédiaire de la baisse des seuils, à la fabrication de lasers de plus en plus efficaces. L'idée de dispositifs actifs à base de cristaux photoniques est très séduisante, et a déjà fait ses preuves [31, 32].

A plus basses fréquences, les bandes interdites photoniques ont déjà des applications dans le domaine allant des microondes au ondes millimétriques. Il peut être très intéressant, par exemple, de positionner « derrière » une antenne, un réflecteur qui augmentera l'efficacité d'émission de l'antenne [33,34] ou encore d'insérer une antenne au sein d'une cavité photonique pour en améliorer la directivité.

Un cas très intéressant est le confinement partiel : toutes les directions sont confinantes, sauf une. Ce confinement induit alors un guidage, qui peut se faire de façon beaucoup plus compacte qu'avec un système fibré classique.

Enfin, notons que le guidage en lui-même est peu de chose, si l'on ne peut pas sélectionner ce que l'on va guider, quelle fréquence, quel mode. Les cristaux photoniques peuvent constituer de réels systèmes de routage, mélangeant des fonctions de guidage, multiplexage et démultiplexage, [35, 36] tout en présentant les avantages de stabilité et robustesse des systèmes passifs. On peut alors choisir de façon très souple quelles fréquences vont être extraites ou insérées dans un spectre incident, et réaliser, par exemple, à l'aide de cavités résonnantes des filtres à insertion-extraction. Nous verrons plus en détail, dans le chapitre 2, les mécanismes à la base du fonctionnement de ces filtres.

Nous consacrons, dans ce manuscrit, un chapitre à l'étude de guides et coupleurs qui utilisent ce mécanisme, en particulier dans une configuration tridimensionnelle – ce travail, original, est d'une grande importance pour la réalisation de prototypes à faible taux de pertes, et sera présenté dans le troisième chapitre.

I. 3. 2 Au-delà du gap

Si la plupart des applications reposent sur des effets de gap, tout ne s'arrête pas là. L'utilisation de modes particuliers – dits « main gauche », comme nous le verrons dans le dernier chapitre – permet par exemple d'obtenir des effets de réfraction négative [37]. Ceux-ci sont utiles pour fabriquer des lentilles plates [38], des prismes aux propriétés originales [39, 40].

I. 3. 3 L'anisotropie

Dans la notion de bande interdite, la direction de propagation de l'onde n'intervient pas : elles sont toutes « interdites ». Cependant, au sein d'une bande permise, la dépendance de la fréquence en fonction de la direction de propagation, et pas seulement du module de k, a une grande importance, et conduit à beaucoup d'applications. Il faut alors bien comprendre comment les conditions de passage de l'air au cristal photonique, et les diagrammes de couplage, construits à l'aide des courbes iso-fréquences, ou des surfaces iso-fréquence dans le cas de structure tridimensionnelles, permettent de déterminer le rayon qui se propage dans la structure semi-infinie [41].

Par exemple, il a été montré [37] que l'on peut ainsi simuler un comportement d'indice de réfraction négatif, ce que nous détaillerons dans le chapitre 4.

D'autres applications concernent les possibilités d'utiliser l'anisotropie pour faire du multiplexage / demultiplexage. Un superprisme [42] sera utilisé pour séparer fortement deux faisceaux ayant une faible divergence à l'entrée. Un supercollimateur, au contraire, permet de regrouper en un, des faisceaux venant de directions différentes.

I. 3. 4 Perspectives

Si les applications pratiques de ces recherches peuvent avoir d'évidents débouchés technologiques, très attendus, nous ne devons pas pour autant négliger les applications des matériaux à bande interdite dans d'autre champs de recherche, moins « appliqués ».

Ainsi, la physique non linéaire, et l'optique non linéaire en particulier peuvent attendre beaucoup des cristaux photoniques. Remarquons, par exemple, que les propriétés visibles sur la structure de bande, figure I.4, dépendent fortement du contraste d'indice de la structure. En particulier, comme nous l'avons vu ci-avant, l'ouverture d'un gap est d'autant plus marquée que le contraste diélectrique est important. On mesure donc l'intérêt d'effets non-linéaires, grâce auxquels le contraste d'indice peut être contrôlé, par exemple par un champ fort de commande. De nombreux travaux s'orientent d'ailleurs dans cette direction.

Enfin, dans d'autres domaines, comme la biophysique, les cristaux photoniques tels que nous les définissons dans ces travaux, ont pu être utilisés pour des applications totalement différentes, fondées sur d'autres propriétés physiques. Dans le contexte actuel des nanosciences où les nanotechnologies prennent une place importante, des réseaux périodiques structurés à l'échelle nanométrique (comme celles qui seront présentées dans le dernier chapitre), peuvent avoir de nombreuses applications. Par exemple, dans le domaine de la nanofluidique, des réseaux de trous gravés ou de cylindres peuvent être utilisés pour séparer des protéines. Dans le domaine de la biologie, on peut par exemple cultiver des cellules sur des surfaces périodiques et donc rugueuses (comme des piliers de diélectrique) qui les contraignent et les obligent à s'adapter à ce milieu en changeant de forme ou de morphologie ; on parle alors de morphogénèse de surface. La photo 1.14 illustre la morphogénèse d'une cellule cultivée sur un réseau de piliers.

Finalement aujourd'hui les disciplines se rejoignent et les propriétés électromagnétiques des cristaux photoniques peuvent également être exploitées dans ces domaines d'applications. Des résultats récents montrent la détection de molécules ou protéines spécifiques en milieux aqueux au sein d'une cavité en cristal photonique ; le dépôt de ces molécules modifiant le fréquence de résonance de la cavité.



Figure I.14 : Etude de la morphogénèse de surface sur un réseau de piliers de diélectriques (Du Roure O. et al., 2005, Proc. Natl. Acad. USA, 102, 2390-2395).

Conclusion

Les premiers cristaux photoniques que nous avons présentés dans ce chapitre d'introduction sont ceux qui permettent un confinement dans les trois directions de l'espace. Ils semblent ainsi des structures idéales pour bon nombre d'applications. Cependant, nous verrons que les structures bidimensionnelles sont, d'une part plus faciles à fabriquer, pour fonctionner à des longueurs d'onde voisines de 1.55 μ m; d'autre part, de bons candidats pour y tracer des circuits de routage complexes (guides, cavités, coupleurs, ...). Un problème se pose toutefois : la minimisation des pertes par radiation perpendiculairement au plan de périodicité, dans le cône de lumière.

En allant au-delà des propriétés de gap, et en s'intéressant à la courbure des bandes, les cristaux bidimensionnels permettent de concevoir des dispositifs très intéressants, telle la lentille plate. Il reste à optimiser l'isotropie de tels dispositifs, pour en améliorer les propriétés optiques.
Bibliographie

- [1] E. Yablonovitch; Phys. Rev. Lett. 58; 2059 (1987).
- [2] S. John; Phys. Rev. Lett. 58; 2486 (1987).

[3] J. D. Joannopoulos, R. D. Meade, J. N. Winn; *Photonic Crystals, molding the flow of light*; Princeton, NJ; Princeton University Press (1995).

- [4] E. Yablonovitch, T. J. Gmitter, K. M. Leung ; Phys. Rev. Lett 67 ; 2295 (1991).
- [5] J. Wijnhoven, W. L. Vos; Science 281; 802 (1998).
- [6] D. Cassagne, A. Reynolds, C. Jouanin; Optical and Quant. Elec. 32; 923 (2000).

[7] A. Blanco, E. Chomski, S. Grabtchak, M. ibisate, S. John, S. W. Leonard, C. Lopez, F. Meseguer, H. Miguez, J. P. Mondia, G. A. Ozin, O. Toader, H. M. Vandriel; Nature 405; 437 (2000).

[8] S. Y. Lin, J. G. Fleming, D. L. Hetherington, B. K. Smith, R. Biswas, K.-M. Ho, M. Sigolas, W. Zubrzycki, S. R. Kurtz, J. Bur ; Nature **394** ; 251 (1998).

[9] S. Noda, K. Tomoda, N. Yamamoto, A. Chutinan ; Science 289 ; 604 (2000).

[10] K.-M. Ho, C. T. Chan, C. M. Soukoulis, R. Biswas, M. Sigalas ; Solid State Comm. 89 ; 413 (1993).

[11] C. T. Chan, S. Datta, K.-M. Ho, C. M. Soukoulis ; Phys. Rev. B 50 ; R1988 (1994).

[12] S. Fan, P.R. Villeneuve, R. D. Meade, J. D. Joannopoulos ; Appl. Phys. Lett. 65 ; 1466 (1994)

- [13] O. Toader, S. John ; Science, 292 ; 1133 (2001).
- [14] G. Kiriakidis, N. Katsarakis ; Matter Phys. Mech. 1 ; 20 (2000).

[15] A. Barra, D. Cassagne, and C. Jouanin ; Appl. Phys. Letters. 72 ; 627 (1998).

- [16] D. Cassagne ; Annales de Physique 23 ; 3-91 (1998).
- [17] G. Gomez-Santos; Phys. Rev. Lett. 90; 077401 (2003).
- [18] P. R. Villeneuve, M. Piché ; J. of Mod. Opt. 41 ; 241 (1994).
- [19] H. S. Sozuer, J. W. Haus, R. Inguva ; Phys. Rev. B 45 ; 13962 (1992).
- [20] R Car, M. Parrinello ; Phys. Rev. Lett. 55 ; 2471 (1985).
- [21] M. P. Teter, M. C. Payne, D. C. Allan ; Phys. Rev. B 40 ; 12255 (1989).

[22] R. D. Meade, A. M. Rappe, K. D. Brommer, J. D. Joannopoulos, O. L. Alerhand ; Phys. Rev. B 48 ; 8434 (1993).

[23] S. G. Johnson, J. D. Joannopoulos; Optics Express 8; 173 (2001).

[24] D. Y. K. Ko, J. C. Inkson, Phys. Rev. B 38; 9945 (1988).

[25] D. M. Whittaker, I. S. Culshaw; Phys. Rev. B 60; 2610 (1999).

[26] N. Carlsson, T. Takemori, K. Asakawa, Y. Katayama ; JOSA B 18 ; 1260 (2001).

[27] Numerical Recipies; Cambridge University Press (1995).

[28] A. Taflove; Computational Electrodynamics: the Finite-Difference Time Domain Method; Norwood, MA, Artech House (1995).

[29] S. John, J. Wang; Phys. Rev. Lett. 64; 2418 (1990).

[30] S. John, J. Wang; Phys. Rev. B 43; 12772 (1991).

[31] O. Painter, R. K. Lee, A. Scherer, A. Yariv, J. D. O'Brien, P. D. Dapkus, I. Kim ; Science 284 ; 1819 (1999).

[32] M. Imada, S. Noda, A. Chutinan, T. Tokuda, M. Murata, G. Sasaki; Appl. Phys. Lett. 75; 316 (1999).

[33] E. R. Brown, C. D. Parker, O. B. Mc Mahon ; Appl. Phys. Lett. 64 ; 3345 (1994).

[34] S. D. Cheng, R. Biswas, E. Ozbay, J. S. McCalmont, G. Tuttle, K.-M. Ho ; Appl. Phys. Lett. 67 ; 3399 (1995).

[35] S. Fan, P. R. Villeneuve, J. D. Joannopoulos, H. A. Haus; Phys. Rev. Lett. 80; 960 (1998).

[36] S. Noda, A. Chutinan, M. Imada ; Nature 407 ; 608 (2000).

[37] C. Luo, S. G. Johnson, J. D. Joannopoulos, J. B. Pendry; Phys. Rev. B 65; 201104 (2002).

[38] J. B. Pendry; Phys. Rev. Lett. 85; 3966 (2000).

[39] S. Foteinopoulos, C. M. Soukoulis; Phys. Rev. B 67; 23107 (2003).

[40] P. V. Parimi, W. T. Lu, I. Sokoloff, J. S. Derov, S. Sridhar; Phys. Rev. Lett. 92; 127401 (2004).

[41] M. Notomi ; Phys. Rev. B 62 ; 10696 (2000).

[42] H. Kosaka, T. Kawashima, M. Notomi, T. Tamamura, T. Sato, S. Kawakami ; Phys. Rev. B 58 ; R10096 (1998).

Chapitre 2

Etude bidimensionnelle de structures guidantes à base de cristaux photoniques

Introduction

Dans le chapitre précédent, nous avons présenté une méthode en onde plane pour calculer les structures de bandes. Nous avons alors expliqué comment une bande interdite apparaît systématiquement, dans une structure unidimensionnelle. Elle peut aussi s'observer, dans une structure hexagonale bidimensionnelle, si le contraste d'indice est suffisant, et le facteur de remplissage bien choisi.

Dans ce chapitre, nous allons exploiter les propriétés de bande interdite dans une structure bidimensionnelle, brièvement présentées dans la dernière partie du chapitre précédent.

Nous présenterons en premier lieu, des défauts simples typiques, puis nous montrerons qu'ils induisent des états permis, localisés, au sein même de la bande interdite du cristal photonique parfait. Dans le cas d'un défaut ponctuel, la lumière se retrouve confinée, comme au sein d'une cavité optique traditionnelle. Dans le cas d'un défaut linéique, la lumière, contrainte à rester à l'intérieur du défaut, peut cependant s'y délocaliser et se propager.

Le but de ce chapitre est de montrer comment, à partir d'une méthode d'étude simple, qui permet de trouver les modes de défaut, on peut construire un système de couplage plus complexe, utile pour faire du démultiplexage. Nous examinerons le cas de plusieurs filtres à insertion-extraction, pour finir par l'étude d'un coupleur « trois couleurs », capable de séparer trois longueurs d'ondes multiplexées, à partir d'une seule topologie.

Enfin, nous complèterons cette étude modale par une analyse temporelle qui nous permettra de remonter aux grandeurs caractéristiques comme le temps de couplage.

Nous avons vu dans le chapitre précédent le mécanisme d'ouverture de bandes interdites dans des cristaux photoniques bidimensionnels parfaits, c'est-à-dire sans défauts. Nous allons voir dans cette partie comment il est possible de générer des états permis au sein même de cette bande interdite.

Dans le cadre d'une étude en deux dimensions, nous considérons une structure formée de trous – indice de l'air – dans une matrice diélectrique, d'indice réel. Nous négligeons ainsi les pertes par absorption dans le diélectrique massif. Considérer un problème à deux dimensions, notées X et Z, avec invariance par translation de la structure suivant la troisième dimension, Y, permet de décomposer les six composantes des champs (**E**,**H**) en deux modes, comme nous l'avons vu au chapitre précédent. Tout champ peut s'écrire comme une combinaison de modes TE – champs non nuls $\{H_x, H_z, E_y\}$ – et TM – champs non nuls $\{E_x, E_z, H_y\}$ –¹.

II. 1. 1 Les différents types de défauts ponctuels

Par analogie avec les défauts ponctuels présents au niveau atomique dans les réseaux cristallins étudiés, par exemple, en science des matériaux – les lacunes, les atomes interstitiels ou substitutionnels –, il est possible de créer des défauts dans le réseau périodique du cristal photonique, tout en contrôlant exactement leur position. Dans notre cas, le motif de répétition est un trou d'air, et les défauts typiques sont définis Figure 2.1. Il est possible par exemple de jouer sur la taille du motif (a et d), sa forme (b), son indice

(c) et sa position (e) par rapport à la maille élémentaire. Ces défauts qui peuvent modifier la symétrie du cristal, sont sièges de mode localisés qui ne peuvent se propager dans le cristal parfait.



Figure 2.1 : Exemples de défauts ponctuels dans un réseau hexagonal bidimensionnel de trous d'airs. Modification de : a) la taille du motif ; b) de sa forme ; c) de son indice ; e) de sa position par rapport aux axes de symétrie. Enfin en d) : lacune de motif.

¹ Selon les auteurs, la définition des mode TE – transverse électrique – et TM – transverse magnétique – peut s'inverser, selon que ceux-ci se repèrent par rapport à la normale au plan (X, Z) ou au plan luimême. Nos définitions sont en accord avec celles imposées par le logiciel Rsoft utilisé comme outil numérique tout au long de ce chapitre.

En jouant sur les différents paramètres présentés ci-dessus il est possible de contrôler les caractéristiques des modes de défauts [1] telles que la fréquence de résonance, la distribution spatiale ou la dégénérescence. Cette grande liberté d'ajustement des modes, offertes par les cristaux photonique est très intéressante, elle permet par exemple de réaliser des accords modaux entre différents défauts en vue d'un couplage ou transfert d'énergie ou encore de contrôler la vitesse des modes de propagation dans des guides par exemple [2].

En reproduisant certains de ces défauts ponctuels de base sur plusieurs périodes, il est possible de concevoir différents types de défauts étendus, qui jouent le rôle de structures guidantes. Par exemple, une lacune de trous d'air dans notre cas, permettra d'obtenir une cavité et une rangée de trous manquants dans une direction définira un guide. La figure 2.2 permet de faire le point à ce stade, sur la nomenclature des objets utilisés dans le domaine des cristaux phoniques pour le guidage optique.

Une cavité formée par une lacune est appelée cavité H_1 . De façon analogue, une cavité hexagonale H_n , possède n lacunes sur chaque côté. Par exemple, la figure 2.2 (a) représente une cavité H_2 . Un guide formé par une rangée de trous manquants dans la direction ΓK sera appelé un guide W_1 , représenté sur la figure 2.2 (b). Le guide W_3 , formé par trois rangées manquantes est visible sur la même figure. Les cavités et guides, H_1 et W_1 seront étudiés plus en détail par la suite.



Figure 2.1: Exemples de structures guidantes obtenues par combinaisons de défauts ponctuels : (a) cavités H_1 et H_2 ; (b) guides W_1 et W_3 ; (c) guide W_1 à rangée décalée ; (d) guide CROW ; (e) virage à 60°; (f) filtre add-drop : combinaison guide-cavité-guide.

On peut également réaliser des guides CROW (Cavity Resonnator Optical Waveguide) dont un exemple est représenté figure 2.2 (c). On remarque qu'ils sont formés par des cavités H_n , dans la direction ΓM . Aussi, le guidage se fait par couplage successifs des cavités. La bande passante est alors centrée sur la fréquence de résonance d'une cavité unique, d'autant plus fine que le nombre de cavités est important. La sélectivité de ce guide peut ainsi être contrôlée en ajustant le nombre de cavités, ce qui détermine la largeur de la bande passante. Le plus petit guide de type CROW, succession de cavités H_1 , revient à créer un défaut linéique dans la direction ΓM , en omettant une rangée de trous.

Au delà de cette approche uniquement fondée sur l'introduction de lacunes dans le réseau initial, la figure 2.2.(d) représente un guide W_1 comportant une rangée de trous plus petits. Ce guide illustre la grande capacité d'ajustage des modes de défauts dans les cristaux photoniques. En effet nous verrons par la suite que cette topologie particulière de guide peut permettre de contrôler la courbe de dispersion du mode guidé, en la décalant sous le cône de lumière. Les pertes de propagation s'en trouvent considérablement réduites. Nous aborderons ces aspects de cône de lumière liés à la troisième dimension dans le chapitre suivant.

La figure 2.2. (e) représente un virage formé par deux guides W_1 connectés sous un angle de 60°, imposé par la symétrie du cristal photonique. Les premières études théoriques très prometteuses, prévoyaient de bonnes transmissions pour des virages abrupts. Ces nouveaux virages en cristal photonique représentaient alors une alternative de routage compact, aux guides courbes classiques à base de microruban gravé. En effet, la technologie de gravure ruban est très sensible à la rugosité des flancs de gravure, et des virages trop abrupts couplent le mode guidé aux modes radiatifs, ce qui provoque des pertes élevées. Par rapport à cette approche classique, les cristaux photoniques, qui possèdent une bande interdite dans le plan de périodicité, doivent permettre de confiner le mode guidé dans ce plan et éviter les pertes par couplage avec les modes rayonnés. En réalité des études sur les virages ont montré que cette transmission entre deux guides n'est pas triviale. Même intrinsèquement, à l'infini avant et après le virage, le guide possède les mêmes caractéristiques de propagation, il existe une zone, au voisinage du virage et dont les dimensions difficiles à définir avec précision, où l'onde incidente subit des réflexion. Cette région, qui peut être assimilée à une cavité très ouverte, possède ses propres modes localisés qui induisent des pertes en transmission. Les virages en cristal photoniques nécessitent des optimisations sur la topologie [3]. En déplaçant ou en omettant des trous au voisinage du virage, il est possible d'augmenter efficacement la transmission. Etant donné le nombre de combinaisons possibles sur la topologie, on peut avoir recours à une méthode inverse qui permet de déterminer selon un critère de convergence bien défini, la l'architecture précise du virage. Ce type de méthode peut également être utilisé pour l'optimisation du facteur de qualité d'une cavité [4]. Nous détaillerons dans le chapitre 4 un exemple de méthode inverse pour l'optimisation de l'isotropie dans les cristaux photoniques.

Enfin, une association pertinente de ces défauts pourra alors permettre de réaliser des circuits optiques intégrés comportant des fonctions de guidage, de filtrage et même des fonctions de routage directif plus complexes telles que les filtrages à insertion-extraction que nous recherchons dans ce deuxième chapitre. La figure 2.2 (f) représente, à titre d'exemple, un filtre de type insertion-extraction, composé de deux guides – parfois appelés « bus » – séparés par une cavité résonnante.

II. 1. 2 Performances sélectives de microcavités en cristal photonique

Toutes les cavités optiques sont des résonateurs, et peuvent donc être caractérisées par un facteur de qualité, Q. Celui-ci représente la qualité de la résonance, liée à la finesse du mode, $\Delta \omega$, par rapport à la fréquence de travail, ω . Il s'agit là d'une description du rôle de filtre qu'ont les cavités, par exemple les résonateurs de Fabry-Pérot. Une cavité optique peut aussi être utilisée pour confiner la lumière. On cherche alors à limiter au maximum les fuites vers l'extérieur, pour augmenter l'intensité lumineuse dans le volume de la cavité.

Facteur de mérite

Si l'on considère que de la lumière est présente dans une cavité – qu'elle y soit produite ou injectée – celle-ci peut (i) rester confinée, en se répartissant sur les modes de la cavité, ou (ii) fuir dans des modes de pertes – couplage aux modes du vide, par exemple par émission spontanée.

La loi de Purcell nous apprend que le taux maximal d'émission dans les modes du résonateur, α_{MAX} , est lié au taux de fuite, γ , selon,

$$\alpha_{MAX} = \frac{3Q(\lambda/n)^3}{4\pi^2 V} \gamma$$

Il en résulte que deux grandeurs sont importantes, pour ce qui est du confinement spatial : le facteur de qualité, Q, et le volume modal, V, rapporté au volume élémentaire dans la cavité : $V/(\lambda/n)^3$, où n est l'indice dans la cavité.

Les cavités auxquelles nous nous intéressons ici sont des « microcavités », et ont un très faible volume modal, de l'ordre de $(\lambda/n)^3$. L'intérêt de ces systèmes est de diminuer le nombres de modes possibles dans lesquels peut se faire l'émission spontanée. Cela renforce indirectement le confinement dans un seul mode de cavité de tout photon émis spontanément, et permet, par exemple, d'abaisser le seuil d'un laser.

Quelques exemples

On comprend donc l'intérêt que représentent les systèmes de petit volume modal, V, et grand facteur de qualité, Q. Les applications potentielles regroupent, outre les lasers à faible seuil, les filtres insertion-extraction et les sources à photons uniques.

Les structures photoniques à défauts de type cavité, qui sont capables de créer de hauts facteurs de qualité et de faibles volumes modaux sont donc bien adaptées à ces applications. De nombreuses équipes ont effectivement mis en évidence des designs de cavités à cristal photoniques ayant des facteurs de qualité supérieur à 10⁴ pour des volumes modaux de l'ordre de la longueur d'onde dans le matériau.

Puis, des études [5] portant sur des cavités de type « donneur » (l'insertion du défaut augmente l'indice, c'est le cas par exemple d'une cavité H_1 dans un réseau de trous d'air) ont montré une optimisation du facteur de qualité allant jusqu' à 2.10⁶. Ces structures sont des cavités formées dans un réseau hexagonal de trous, sur membrane.

L'optimisation du facteur de qualité et du volume modal, passe par un ajustement simultané de plusieurs paramètres, comme la taille des trous formant la cavité et la position de ces trous [6,7], qui sont excentrés par rapport au centre comme sur la figure 2.3.b. Ce type de design (ou topologie) supporte un mode hexapole (voir la figure 2.3.a) dont la forme est similaire au « Whispering Gallery mode » (WGM) des cavités microdisques. C'est en partie ici, cette distribution à symétrie hexagonale qui permet l'obtention d'un tel facteur de qualité.



Figure 2.3 : (a) et (b) : distribution du champ d'un mode hexapole dans une structure hexagonale et schéma de la cavité associée [5] ; (c) : mode de type WGM dans une maille carrée [8].

Enfin plus récemment, Hennessy et al. [8] ont mis en évidence un facteur de qualité de 8500 (figure 2.3.c) en utilisant une source interne issue de puits quantiques InAs. Les modes à hauts facteurs de qualité sont confinés dans un petit volume modal $V=0.7(\tilde{\lambda}/n)^3$ ce qui les rend attractifs, pour l'étude de cavités à puits quantiques, où un rapport $Q/V^{1/2}$

élevé est nécessaire pour un bon couplage entre un état électronique et le mode optique de la cavité.

Enfin ajoutons à titre d'exemple, que les cavités en cristal photonique peuvent sont être caractérisées en transmission, les résonances Fabry-Pérot permettant de remonter au facteur de qualité, ou par microcopie optique en champ proche (SNOM), cette dernière méthode possède l'avantage de faire une cartographie locale du champ [9,10].

II. 1. 3 Analyse modale de la cavité H_1

Nous allons dans un premier temps calculer des modes de défaut par une méthode d'onde plane (logiciel Bandsolve de Rsoft). Cette méthode bien connue, est largement exploitée dans le domaine des cristaux photoniques. Nous rappelons dans cette partie la méthode de calcul des modes propres d'un cristal photonique parfait, puis nous montrons comment il est possible de calculer les modes de défauts, grâce à la méthode de la supercellule, introduite dans le premier chapitre. Nous nous sommes plus particulièrement intéressés à l'étude modale de la cavité H_1 qui sera un élément de base pour notre dispositif de filtrage à insertion-extraction.

Nous avons expliqué, dans le premier chapitre, comment l'on pouvait caractériser, par une structure de bande, un cristal photonique parfait infini, c'est-à-dire invariant par translation dans les deux directions déterminées par les vecteurs de base de la structure. Mais nous nous intéressons maintenant au cas d'une cavité. L'insertion d'un défaut ponctuel, tel une lacune de trous d'air, perturbe le réseau, et ne rend plus possible, a priori, l'utilisation du concept même de structure de bande : le système n'est plus périodique.

Cependant, on peut – artificiellement – paver l'espace (infini) par des cellules élémentaires, qui contiennent chacune un défaut – i.e. une cavité – le système retrouve alors sa périodicité. Cette méthode, dite de la « supercellule » est très utile pour obtenir les modes d'une structure à défaut. Elle repose sur une hypothèse, que nous avons pris soin de satisfaire : les défauts, au cœur de chaque cellule doivent être suffisamment éloignés pour ne pas interagir. On peut alors estimer que les modes propres obtenus sont bien ceux d'une cavité H_1 , puisqu'on on néglige le couplage avec les autres cavités, suffisamment éloignées.

Le défaut introduit des bandes permises dans la bande interdite du cristal. Nous allons voir à travers l'étude de la cavité H_1 , comment il est possible d'obtenir les modes de défauts localisés, dans un cristal photonique.

Récapitulons quelques points importants à prendre en compte lors des calculs de modes de défauts avec la méthode supercellule :

- plus la surface occupée par le défaut dans le plan de périodicité sera importante, plus la supercellule devra être grande. On permet ainsi au défaut de ne pas interagir, en augmentant malheureusement la taille des simulations numériques, qui peuvent rapidement s'avérer fastidieuses. De plus, les résultats obtenus ne sont valides que si la longueur d'onde dans le matériau ne voit qu'un seul défaut. Par exemple, au voisinage de Γ , l'onde verrait toutes les cavités et la méthode de la supercellule ne marche plus. Il faut donc se restreindre à un parcourt qui évite les voisinages de Γ , et ne considérer que des longueurs d'ondes plus petites que la taille de la supercellule.

- la rupture de symétrie apportée par le défaut modifie en général la zone de Brillouin [11].

Remarques :

En ce qui concerne le couplage possible entre deux défauts, nous avons pu observer que le nombre de rangées nécessaire à l'isolation n'est pas très important, quelques 3 rangées suffisent pour un défaut ponctuel.

A propos de la modification de la zone de Brillouin, il faut prendre soin de construire la structure de bande suivant le bon parcourt, lorsqu'on veut comparer, par exemple, le gap d'une structure sans défaut, et les bandes d'une structure avec défaut.

Calcul des modes de la cavité H₁

Rappelons que le réseau utilisé est à maille hexagonale, la période est de 450 nm, et le diamètre des trous est de 325 nm. L'indice de la couche de diélectrique est celui de l'InP (3.16). Pour calculer les modes de la cavité H_1 , la supercellule qui a été utilisée est représentée sur la figure 2.4 (b). Le diagramme de dispersion du cristal photonique est représenté sur la figure 2.5. La bande interdite – zone hachurée – , et les bandes permises, en trait fin, sont celles de la structure sans défaut. Les traits pleins indiquent les niveaux des modes propres de la cavités H_1 .



Figure 2.4: (a) Cellule élémentaire pour une structure hexagonale sans défauts. (b) Représentation de la supercellule utilisée pour le calcul des modes de la cavité H_1 .



Figure 2.5 : Caractéristique de dispersion du cristal photonique sans défauts. Les niveaux des deux types de modes (doublement dégénérés) de la cavité H_1 sont représentés dans la bande interdite.

Les cartes de champs associées aux modes de défauts de la cavité H_1 sont présentées sur la figure 2.7. On observe deux types de modes doublement dégénérés : un type quadripôle à la longueur d'onde 1.3 µm (en haut), et un type dipôle à 1.5 µm (en bas). Pour mieux situer la répartition spatiale des modes par rapport à la taille de la cavité, la figure 2.6 représente une cavité H_1 à l'échelle des cartes de champ.



Figure 2.6 : Schéma de la cavité H₁



Figure 2.7 : Modes propres de la cavités H_1 (amplitude Hy). On observe deux modes doublement dégénérés de type quadripôle, en haut, et de type dipôle, en bas.

II. 1. 4 Etude des guides droits en cristal photonique

Les guides en cristal photonique ont suscité beaucoup d'intérêt de la part des chercheurs et de nombreuses études ont été menées dans ce domaine, aussi bien au niveau théorique [11] qu'au niveau expérimental [12]. Ces guides optiques permettent le confinement de la lumière dans le plan de périodicité en piégeant celle-ci dans le défaut linéique. Pour confiner la lumière dans la troisième direction, on utilise un contraste d'indice (réflexion totale interne). En réalité ces structures ne sont pas de vraies structures tridimensionnelles telles que les structures « tas-de-bois » ou opales, il s'agit de dimension 2.5.

Sans faire intervenir la troisième direction de confinement, c'est-à-dire en négligeant l'interaction des modes guidés avec le continuum de l'air, nous avons mené une première étude rapide bidimensionnelle. Les aspects liés au confinement dans la troisième direction seront abordés dans le chapitre suivant, seul le confinement apporté par le cristal photonique nous intéresse à ce niveau de l'étude. Nous avons tout d'abord calculé le diagramme de dispersion d'un guide en cristal photonique W_1 et vérifié l'existence de modes guidés. Ainsi, les résultats numériques de cette partie sont extraits de calculs bidimensionnels.

En particulier, nous verrons que ces guides présentent des propriétés très originales et présentent des caractéristiques de dispersion différentes de celle des guides diélectriques classiques de type ridge.

Influence de la largeur des guides droits en cristal photonique

Signalons que les guides droits en cristal photonique peuvent se répartir en deux catégories. L'ensemble des W_{2p+1} , qui présente une symétrie par rapport à l'axe passant par le milieu du défaut, et celui des W_{2p} , qui n'en présente pas. Cette perte de symétrie influence les propriétés du guidage, ce que nous n'étudierons pas ici. Les deux premiers guides que nous considérons sont W_1 et W_3 ils sont représentés sur la figure 2.8.

Nous avons vu (figure 2.2.b) que le guide W_1 est formé par une rangée manquante de trous dans la direction ΓK de la zone de Brillouin. A diamètres de trou constant, et périodicité fixée, il est le guide le plus étroit que l'on trouve dans les guides en cristal photonique. En particulier, pour notre structure de cristal photonique (a =450 nm et d= 325 nm), l'omission d'une rangée de trous donne un guide de largeur 480 nm. Un guide W_3 dans cette configuration possède une largeur d'environ 1.2 µm. Ces deux types de guides ont des caractéristiques de guidage différentes, et présentent l'un et l'autre des avantages et des inconvénients. En effet, la dimension du guide W_1 paraît petite en terme de largeur, pour le couplage avec les autres éléments d'un système optique tels que les fibres ou les

guides rubans classiques. Nous allons voir cependant qu'il offre la seule possibilité dans les guides en cristal photonique de travailler sur une plage fréquentielle monomode. Un guide monomode de largueur comparable à celle d'un guide ridge classique n'existe pas en cristal photonique. En effet, dès que l'on passe à des guides plus larges tels que le guide W_2 , le guide devient multimode sur toute sa bande passante. Nous étudierons et comparerons les pertes de propagation de ces deux guides, W_1 et W_3 , dans le chapitre suivant.



Figure 2.8 : Représentations schématiques des guides W_1 et W_3 et de leurs paramètres géométriques. Sur la figure de gauche, les axes principaux de la zone de Brillouin de la structure sans défaut sont représentés.

Dans ce chapitre, nous cherchons à proposer un dispositif de routage directionnel interférentiel, à base de guides et cavités monomodes couplés. Nous nous focaliserons donc sur l'étude du guide W_1 .

\succ Etude bidimensionnelle du guide W_1

Une première étape de l'analyse des propriétés du guide, passe par la détermination de sa bande passante. Pour obtenir son spectre, nous utilisons la méthode FDTD en injectant un signal impulsionnel. Nous faisons ensuite la transformée de fourrier du signal transmis et réfléchi. Les résultats sont représentés sur la figure 2.9.

On observe une bande passante, c'est-à-dire un maximum de transmission pour un minimum de réflexion, centrée sur la longueur d'onde de $1.55 \,\mu$ m. Cette transmission du guide est comprise entre $1.25 \,\mu$ m et $1.85 \,\mu$ m. On peut remarquer dans cette bande passante un creux de transmission assez étroit compris entre $1.35 \,\mu$ m et $1.38 \,\mu$ m. En réalité ce creux de transmission, appelé « mini bande interdite », est lié à la nature périodique du cristal photonique et son origine se déduit du diagramme de dispersion.



Figure 2.9 : Réponse spectrale du guide W₁. On observe une bande passante entre 1.25 et 1.85 μ m (0.245 <a/ λ <0.36) avec un creux de transmission centrée sur 1.37 μ m.

> Analyse du diagramme de bande du guide W1

Après avoir calculé le spectre de transmission du guide, nous avons calculé son diagramme de dispersion. Pour cela nous avons choisi la supercellule de taille (a, 9b), représentée sur la figure 2.10. Dans la direction a et b, les conditions périodiques appliquées permettent de reproduire ainsi des guides W_1 séparés par 8 rangées de trous, valeurs largement satisfaisante pour l'isolation des guides. Nous allons nous intéresser au guidage dans la direction du défaut. En ce qui concerne la structure de bande, nous nous limitons donc à l'étude dans la direction ΓK . Dans cette direction, la ligne de Brillouin du cristal parfait – une seule cellule – et celle du guide – supercellule (a,9b) – sont identiques. On pourra donc superposer sans problème la structure de bande obtenue pour le cristal parfait, et celle du guide.



Figure 2.10 : Supercellule utilisée pour le calcul des modes du guide W₁

Le calcul bidimensionnel a été effectué à partir de la supercellule, figure 2.10, pour la polarisation TM. Le résultat du calcul est représenté sur la figure 2.11. Ce diagramme contient ici un ensemble de bandes comprises entre $a/\lambda = 0.15$ et $a/\lambda = 0.45$.



Figure 2.11 : Diagramme de dispersion bidimensionnel du guide W_1 calculé sur la nouvelle zone de Brillouin ΓK . Les cartes de champ (amplitude de la composante Hy) des modes impairs Og_1 et Og_2 sont représentées au point Γ .

On observe sur le diagramme des bandes nommées Eg ou Og qui indiquent la parité des modes associés par rapport à l'axe du guide. Les modes pairs sont notés Eg, les modes impairs, Og. Par exemple, les cartes de champ des modes impairs de type Og_1 et Og_2 sont représentés au point Γ .

La symétrie des modes permet de prévoir l'existence du couplage entre les états. Pour qu'il y ait couplage entre deux modes, les symétries doivent être identiques, et la levée de dégénérescence associée, peut alors créer une « minibande interdite » [13] entre les modes guidés. C'est cette levée de dégénérescence, qui se traduit par une densité d'états nulle, et donc une mini bande interdite, qui est à l'origine du creux de transmission dans la bande passante du guide W_1 (Figure 2.9). On observe sur le diagramme une plage interdite pour des valeurs de a/λ comprises entre 0.33 et 0.34 (1.32 $<\lambda <$ 1.36). Il y a donc un bon accord entre la méthode FDTD et la méthode des ondes planes.

Il faut également souligner l'existence de modes réfractifs, qui ne sont pas représentés sur ce diagramme. Ces modes réfractifs se situent sous la bande de valence – sous le gap du

cristal photonique parfait – , l'indice du guide étant supérieur à l'indice du cristal photonique. Ce type de confinement est proche de celui des guides ruban classiques, dans lesquels le guidage se fait par réflexion totale interne. Notons que le mode Og_1 est un repliement du mode fondamental sous la bande de valence du cristal, et le guidage dans ce cas est plutôt de type réfractif.

L'obtention du diagramme de bande, par la méthode supercellule, permet de mieux comprendre l'allure du spectre de transmission du guide W_1 . Il met notamment en évidence des mécanismes de couplage entre modes guidés qui sont responsables de l'ouverture de mini-bandes interdites. La figure 2.12 donne maintenant une description plus complète de la réponse spectrale du guide W_1 initialement représentée figure 2.9.

Une première zone de transmission est relative au guidage par le mode Og_2 tandis que la deuxième zone colorée correspond à la minibande interdite formée par la levée de dégénérescence entre les modes Og_1 et Og_2 . Les plages suivantes correspondent à la première et à la deuxième zones monomodes Og_1 séparées par une zone étroite (non représentée sur la figure 2.12) où coexistent les modes Eg_1 et Og_1 .



Figure 2.12 : Réponse spectrale détaillée du guide W₁ par superposition au diagramme de dispersion

\succ Analyse temporelle du guidage W_1

Une étude temporelle en régime continu montre la propagation du mode $Og_1 à \lambda = 1.55$ µm. La figure 2.13 (a) montre la réponse temporelle du guide W_1 à cette longueur d'onde. L'unité de temps communément employée, dans ce type d'analyse, n'est pas la seconde, mais un temps multiplié par la vitesse de la lumière dans le vide, c, soit une longueur, exprimée généralement en micromètres. Cette unité, notée cT, peut donc s'interpréter comme la longueur parcourue par la lumière dans le vide au bout du temps T correspondant. L'intérêt est notamment de pouvoir relier directement les temps et les distances typiques du problème, telle que la durée du régime transitoire, et la longueur du guide.

La transmission instantanée, représentée figure 2.13.a, est d'abord nulle, puis croit rapidement au bout d'un temps de l'ordre de 30 cT. Celui-ci correspond au temps de traversé du guide, et permet de calculer l'indice effectif de groupe du mode. Après un régime transitoire, la transmission se stabilise pour cT>250 à une valeur d'environ 98% de la puissance injectée. Cette simulation montre que les pertes dans le plan sont faibles, la puissance perdue étant majoritairement due à la désadaptation du mode à l'injection. La figure 2.13.b montre la carte de champ à cette longueur d'onde. Cette cartographie est tout a fait similaire à celle du mode Og_1 présentée figure 2.11, et confirme que l'énergie est transportée par ce mode unique.



Figure 2.13 : En a): réponse temporelle du guide W_1 . En b) : carte de champ représentant l'amplitude du champ électrique (Hy) sur le guide, après le régime transitoire.

Conclusion partielle :

Cette première étude bidimensionnelle sur les défauts a montré le potentiel des cristaux photoniques à confiner la lumière dans la bande interdite. Nous avons pu identifier les modes de la cavité H_1 et du guide W_1 qui seront pour nous les éléments de base pour la conception d'un dispositif compact de filtrage directionnel. C'est notamment l'aspect monomode de ces systèmes que nous allons exploiter.

Cette analyse modale préalable nous permet d'aborder des systèmes de filtrage plus complexes à base de guides et de cavités couplés.

II. 2. 1 Principe du filtre Add-drop

Le concept de filtre à insertion-extraction est relativement ancien, notamment dans le domaine des micro-ondes, et l'idée d'utiliser un coupleur placé entre deux supports de propagation unidirectionnels remonte à plusieurs décennies. Cependant, depuis la proposition de Fan et al. l'utilisation de cristaux photoniques à défauts, du domaine microonde jusqu'au domaine optique, s'est répandue, et constitue un sujet de recherche très intéressant.

Le principe repose sur le couplage de deux guides parallèles séparés par une zone de couplage appelé « médiateur ». Le topologie ou la géométrie fixent les propriétés de transfert ; notamment le couplage, la directivité et la sélectivité. Pour réaliser des transferts directifs et sélectifs en longueur d'onde, deux fonctions doivent être définies : l'extraction – drop – permet, via une cavité résonnante, de sélectionner une longueur d'onde parmi un spectre incident ; l'insertion – add – permet le couplage ou la réinsertion de l'onde extraite dans la cavité vers les autres éléments de guidage. La figure 2.14 représente de manière schématique le principe de fonctionnement d'un tel filtre.



Figure 2.14 : Représentation schématique du filtre add-drop

Dans les dispositifs que nous allons étudier, les fonctions insertion et extraction doivent être optimisées afin d'obtenir les meilleurs performances de routage, à la fois en terme d'efficacité de couplage, de directivité, de sélectivité, mais aussi de compacité. Le plus souvent il s'agira de trouver un compromis entre toutes ces caractéristiques de transfert. Avant de commencer cette étude, rappelons quelques notions classiques :

- la sélectivité est à relier à la durée de vie des photons dans la cavité selon une relation du type :

sélectivité
$$\approx \frac{1}{Q} \approx \frac{1}{\tau} = \frac{1}{\tau_c} + \frac{1}{\tau_0}$$

 $\begin{bmatrix} \tau & : \text{ durée de vie du mode médiateur} \\ \tau_{c} : \text{ couplage entre guide et médiateur} \\ \tau_{0} : \text{ pertes optiques du médiateur} \end{bmatrix}$

On peut décomposer le facteur de qualité du système global Q en deux facteurs de qualités relatifs d'une part au couplage des éléments du système (Q_{in}) [14], et d'autre part au rayonnement (Q_v) selon la relation présentée par Noda et al [15]:

$$\frac{1}{Q} = \frac{1}{Q_{\nu}} + \frac{1}{Q_{in}} \tag{1}$$

- la directivité du couplage dépend du type de médiateur et notamment de la symétrie des modes médiateurs. L'obtention d'un couplage guide-cavité-guide directif nécessite l'utilisation de deux modes (au moins) qui doivent :

- être dégénérés

- avoir des symétries compatibles
- avoir des constantes de couplages identiques

Ces conditions sur la directivité révèlent ainsi l'inaptitude de la cavité monomode au couplage directif. Nous aurons, dans cette étude sur le couplage directionnel, l'occasion de vérifier cet effet.

Notons tout de même que la directivité peut être obtenue à partir d'un seul mode. C'est le cas par exemple des cavités surdimensionnée qui supportent des modes de Gallerie par exemple.

II. 2. 2 Les cristaux photoniques : une alternative aux limites atteintes par la technologie classique.

La méthode la plus courante pour obtenir, un filtre directif et sélectif en longueur consiste à utiliser les modes de galerie d'un microdisque ou microanneau (voir la figure 2.15.a). Il s'agit de modes « propagatifs tournants » localisés à la périphérie du microdisque. La symétrie circulaire assure ici la directivité. Si l'idée est élégante, elle souffre cependant de la difficulté à réaliser des flancs de gravure de très bonne qualité. En effet, les rugosités autour du microdisque peuvent non seulement provoquer des pertes par diffusion de la lumière mais aussi « tuer » la directivité du filtre. De plus, ce type de structure présente des résonances multiples, sources de pertes, difficilement contrôlables. Une solution évidente et immédiate invite à une réduction de la taille de la cavité afin d'augmenter l'espace entre les modes. Cependant, pour cette technologie ruban, la diminution du rayon génère automatiquement des pertes par radiation. C'est donc dans ce contexte que s'exprime l'importance de notre étude sur les cristaux photoniques. En effet, les cavités à base de cristal photonique peuvent être monomodes, et la sensibilité aux imperfections de fabrication est moindre. L'objet du prochain paragraphe est de proposer différentes alternatives à base de cristaux photoniques.



Figure 2.15: (a) : exemple de micro-résonnateur en ruban obtenu par gravure mesa classique. (b) : simulation FDTD mettant en évidence un couplage directif.

II. 2. 3 Les différentes structures de couplage à base de CP

Les cristaux photoniques, qui possèdent une bande interdite dans le plan de la périodicité, sont capables de supporter des circuits de routage à forts rayons de courbure. Dans ce type de structuration périodique, plusieurs voies peuvent se confronter pour la réalisation de filtres add-drop.

Nous présenterons dans la suite quatre approches complémentaires. La première étend aux cristaux photoniques le principe des modes de galerie, la seconde exploite les propriétés de couplage, la troisième se fonde sur l'utilisation de guides parallèles multimodes. Dans la dernière, que nous détaillerons, c'est l'aspect interférentiel à partir de guides et cavités multiples monomodes qui sera mis en avant.

• Coupleur à pseudo-mode de galerie

Une première idée consiste à imiter les microdisques dans une technologie à bande interdite photonique (BIP). Dans ce cas, le cristal photonique triangulaire ne permet pas de définir une cavité parfaitement circulaire. Par contre, une cavité hexagonale (H_n) s'adapte parfaitement à ce réseau. Des couplages directifs et sélectifs ont ainsi déjà été mis en évidence dans des cavités H_n (n>5) de grande dimensionnalité, à base de quasi-modes de gallerie. Les travaux de thèse effectués par J.Danglot [16] ont mis en évidence des couplages directifs et sélectifs en longueur d'onde dans des dispositifs supportant des mode de gallerie.



Figure 2.16 : Carte de champ d'un mode directif à base de pseudo mode de galerie [16].

Ces études consistent à examiner avec précision comment un mode de la cavité surdimensionnée peut être « excité » en fonction du type d'injection utilisé. L'expérience acquise sur l'utilisation des résonateurs diélectriques en hyperfréquences montre que ces modes sont observés lorsque la cavité est couplée tangentiellement à une ligne de propagation, ou à un guide d'onde. Les vecteurs d'onde des modes de galerie étant tangents à la surface de la cavité, il est tout à fait justifié de placer le guide de façon à anticiper les effets de directivité. Il est à noter que pour ce coupleur, le coefficient de qualité obtenu est de l'ordre de 2200. Celui-ci peut encore être augmenté en découplant la cavité des guides par adjonction de rangées de trous supplémentaires.

Coupleur utilisant un mode guidé à faible vitesse de groupe

Une approche exploite l'ajustement possible des vitesses de groupe des modes de guide obtenus en modifiant la topologie des guides. En augmentant par exemple, la taille des trous de la première rangée d'un guide W₁, on modifie la caractéristique de dispersion du guide qui devient plus plate ; c'est ainsi que l'on parle de mode lent. Cette approche consiste à utiliser à coupler deux guides W_1 classiques, à modes rapides, séparés par un médiateur constitué d'une portion de guide à mode lent. La figure 2.17 illustre le principe de couplage. C'est à l'intersection ou « anticroisement » des courbes de dispersion des modes lents et rapide que se produit le couplage qui nécessite un accord entre les vecteurs d'onde. La sélectivité est d'autant mieux assurée que les courbes de dispersion des deux types de guides se croiseront avec des pentes différentes. Dans ce dispositif, la directivité est assujettie à l'absence de réflexion aux extrémités du guide médiateur et est obtenue par superposition de deux modes pairs et impairs dégénérés. Des résultats récents de ces travaux [17] montrent une puissance transmise de 90% pour un facteur de qualité de 1300.



Figure 2.17 : Schéma de principe du filtre Add-drop à base de mode guidé lent [17].

• Couplage codirectionnel par un mode d'ordre élevé

La périodicité des bords des guides multimodes en cristaux photonique est à l'origine de couplages du mode fondamental avec des modes d'ordres supérieurs. Pour certains vecteurs d'onde, lorsque les conditions de Bragg sont vérifiées, on observe un anticroisement sur le diagramme de dispersion du guide, traduisant ce phénomène de couplage entre modes. On alors ouverture d'une minibande interdite dans la bande interdite du cristal photonique sans défauts. L'aspect multimode des guides $W_n(n>1)$, peut être exploité pour réaliser un coupleur directionnel compact constitué de deux guides parallèles W_n , séparés de quelques rangées de trous [18]. Si on injecte un signal dans un des deux guides à une longueur d'onde de la minibande interdite, le mode fondamental injecté est converti en mode d'ordre supérieur se propageant en sens inverse. Ce mode se couple alors dans le deuxième guide puis se reconverti en mode fondamental selon le processus réciproque de celui qui se passe dans le premier guide. Ce type de coupleur peut être utilisé comme un filtre add-drop car il ne transfère la lumière d'un guide à l'autre qu'à une longueur d'onde comprise dans la minibande interdite.

D'autres coupleurs codirectionnels basés sur ce même principe ont été proposés dans des guides W_3 [19] ou plus étroits de type $W_1/W_{0.8}$ [20,21].

Après avoir fait une brève présentation de différentes voies de couplage add-drop, nous présentons ici notre démarche et nos choix en terme de topologie pour la réalisation d'un filtre add-drop à base de cristal photonique bidimensionnel. L'objectif de cette étude est donc de trouver un dispositif de routage qui soit à la fois directionnel, compact, sélectif, et monomode si possible. Pour tenter de répondre au mieux à ces critères nous avons choisi de développer un coupleur à insertion-extraction formé deux guides W_1 monomodes séparés par une zone de couplage contenant une ou plusieurs microcavités de type H_1 et L_2 obtenues en omettant respectivement 1 trou, et deux trous dans la direction ΓK .

Au commencement de cette étude, nous nous sommes inspirés des travaux de Manolatou et al. [22]. Ces recherches ont montré, entre autre, le couplage directif par levée de dégénérescence de deux cavités de petites dimensions. Afin de mieux comprendre l'influence de la double cavité, nous avons décomposé le problème en faisant une étude progressive sur des dispositifs à une seule cavité. Ces systèmes, que nous avons appelés « monobranches », n'ont donc qu'une seule branche de couplage entre les deux guides W₁. Après avoir évalué l'influence de la géométrie (forme de la cavité, taille, ouverture sur le guide) sur les caractéristiques de couplage, nous avons pu aborder et optimiser des systèmes plus complexes à base de cavités couplées.

II. 3.1 Une approche « monobranche »

L'architecture des coupleurs monobranches étudiés dans cette section se compose de deux guides W_1 couplés par une ligne de défauts dans la direction transverse. Les paramètres géométriques qui ont été choisis sont la taille de la cavité et de l'ouverture de la branche de couplage. La figure 2.19 représente différentes configurations de structures de couplage monobranches. Les deux structures de gauche, figure 2.19 a et b, comportent des branches de couplage à faible ouverture sur les guides et possèdent deux cavités : de type H_1 pour a) et de type L_2 pour b). Les deux autres structures, 2.19.c et 2.19.d, représentent les structures équivalentes avec une large ouverture de branche, soit une seule cavité dans la branche de couplage. Signalons que cette dénomination des branches de couplage est utilisée pour la clarté de la présentation. De fait, dans les deux cas, il s'agit d'enlever un ou deux rangées de trous dans la direction perpendiculaire au guides principaux. Seul le choix de la rangée influe sur l'ouverture de la branche.

La méthode des éléments finis HFSS permet d'obtenir la réponse fréquentielle et les modes propres de chaque géométrie de système de couplage. Cette méthode par les

éléments finis nous permet de connaître le champ électromagnétique sur l'ensemble de la structure et sa projection sur les modes définis par les conditions limites sur les ports d'entrée/sortie nous permet d'obtenir les paramètres de répartition S_{ij} . Le calcul continue tant que le critère de convergence choisi n'est pas atteint, cela passe par un nouveau maillage de la structure (maillage adaptatif).

Cette analyse numérique nous a permis de mettre en évidence les paramètres géométriques agissant sur les performances de couplage. Les spectres de transmission ont été tracés pour les différentes architectures ou topologies de coupleur, les principaux résultats en terme couplage, directivité et sélectivité sont présentés ce qui suit.



Figure 2.19 : Schémas des différentes topologies de coupleurs monobranches : coupleurs a) et b) à ouverture de branche étroite, c) et d) à ouverture large.

Efficacité du couplage :

En premier lieu, cette étude a mis en évidence le rapport direct entre l'amplitude de l'ouverture de la branche de couplage, et l'efficacité de la transmission de lumière entre les deux guides. En effet, les structures qui ne comportent pas d'ouverture de branche ou une ouverture étroite par rapport à la taille de la cavité n'ont conduit à aucun transfert entre les deux guides (topologies a et b sur fig. 2.19). Dans cette étude particulière, la condition nécessaire à un couplage significatif est fortement liée à l'ouverture du guide sur la zone de couplage. La figure 2.20 représente le spectre de transmission – paramètres S_{ij} – pour une topologie de type 2.19.d, c'est-à-dire à entrée large et comportant une cavité H_1 dans la branche de couplage. On observe deux points fréquentiels caractéristiques pour lesquels on a égalité des paramètres S_{ij} dans les quatre directions c'est-à-dire $S_{11}=S_{12}=S_{13}=S_{14}=-6$ dB. Cette égalité des paramètres S implique une équipartition de l'énergie dans les quatre directions. La carte de champ associé au mode propre calculé à l'une de ces fréquences particulières est représentée sur la figure 2.20.



Figure 2.20 : A gauche : réponse fréquentielle du coupleur à ouverture de branche large et contenant une cavité H_1 . Les paramètres S_{ij} sont représentés en fonction de la fréquence. A droite : carte de champ (intensité Hy) en un point d'égalité des quatre paramètres S.

• Directivité

La directivité n'apparaît pas dans le coupleur monomode à une branche et à base de cavité H_1 (Fig. 2.20). Au final un seul type de mode (le mode orienté selon l'axe de la branche) de la cavité H_1 permet le couplage entre les guides. La topologie du système global cavité+guides+ouvertures conduit à l'existence de modes dipolaires dans la cavité H_1 et une seule valeur propre a été trouvée à chacune des deux fréquences de couplage.

En réalité, il est bien connu depuis longtemps dans le domaine des microondes qu'une seule cavité monomode ne peut conduire à un couplage directionnel. En effet, comme le montre la figure 2.21, l'énergie qui est couplée dans la cavité est réémise dans toutes les directions du système et on obtient nécessairement au mieux un couplage à -6 dB.

Jamais, en régime monomode, les sorties 3 et 4 ne pourront être différenciées. Il est aisé de montrer que pour un système à une seule cavité, aux moins deux modes sont nécessaires pour obtenir une directivité. Comme le suggèrent les travaux de Fan (schéma 2.21), la superposition de deux modes dégénérés pairs et impairs par rapport à un plan miroir, peut conduire sous certaines conditions, à cause du déphasage de 180°, à des interférences destructives dans certaines directions du système.

66



Figure 2.21: Schéma montrant la directivité obtenue par superposition des modes (a) et (b), respectivement les deux modes pair, et impair se superposent pour donner (c).

Ainsi dans cette étude sur les systèmes monobranches, seules ces cavités de type L_2 , ou de taille plus importante, qui possèdent des résonances multiples, permettent d'établir des modes d'ordres supérieurs, et de réaliser par superposition de modes des transferts directifs. La figure 2.22 représente le spectre de transmission de la topologie 2.19.c, à base de cavité L_2 , et à large ouverture de branche. On observe un pic de transmission vers le port 4. La carte de champ associé à ce fonctionnement montre bien un transfert majoritaire vers le port 4 et l'établissement de modes d'ordre supérieur dans la cavité. La directivité obtenue dans ce cas est directement liée à la superposition de modes qui interfèrent destructivement dans la direction 3.



Figure 2.22 : A gauche : réponse fréquentielle du coupleur monobranche à ouverture de branche large et contenant une cavité H_1 . A droite : carte de champ (intensité de la composante Hy) montrant le transfert directif à base de modes d'ordres supérieurs.

Sélectivité

Dans cette analyse bidimensionnelle du couplage , les facteurs de qualité calculés ne prennent pas en compte l'interaction des modes de défauts avec les modes rayonnés d'un système réel tridimensionnel. Dans ce cas le facteur de qualité global Q du système guides-cavité, est réduit au terme Q_{in} de la relation (1). Ce terme traduit le couplage entre tous les éléments du système. Pour le coupleur à -6 dB à base de cavité H₁ (Fig 2.20), le facteur de qualité f/ δ f est de 115, une optimisation de cette sélectivité peut se faire en isolant davantage la cavité du guide par une ou plusieurs rangées de trous ou encore en décalant les trous d'une demi rangée dans la direction Γ M, ce qui conduit à la structure 2.19.a. Mais ces configurations n'ont pu être retenues car le couplage et la directivité sont fortement dégradés.

Signalons que pour le coupleur à base de cavité multimode L_2 (Fig. 2.22), la sélectivité est plus grande Q =574 mais ces valeurs sont inférieures aux cas des cavités surdimensionnées, et restent trop faibles d'un point de vue applicatif.

Conclusion partielle

Ce type de dispositif monobranche à base de microcavités présente de bonnes performances de transfert en terme d'efficacité de couplage et de compacité. Une part importante de la lumière peut être transmise d'un guide vers l'autre sur une surface effective de couplage de quelques 10 μ m². Cependant la directivité n'existe que si l'énergie se répartit sur des modes d'ordres supérieurs, une cavité monomode ne pouvant à elle seule conduire à un couplage directif. Il convient donc de modifier cette géométrie de coupleur afin d'améliorer la directivité du système ; pour cela nous allons exploiter des dispositifs à base de cavités couplées.

II. 3. 2 L'approche multibranche

L'étude des coupleurs à une branche nous a redémontré l'impossibilité de réaliser du routage directif à partir d'une seule cavité monomode. L'approche de Fan [23] dans des systèmes comparables, sur micropilliers et en microondes, a démontré l'influence d'une deuxième cavité sur la directivité. En effet, le couplage entre deux cavités monomodes induit une levée de dégénérescence des modes de cavité autour des fréquences de résonances de la cavité H_1 isolée. C'est alors une redégénérescence accidentelle liée à la topologie du système, comme l'élargissement d'une cavité par exemple, qui peut être à l'origine de la directivité. En se basant sur ces principes, nous avons exploré une approche multibranche à base de cavités couplées pour améliorer la directivité de notre dispositif. Signalons que cette démarche est aussi à rapprocher de techniques de type coupleurs en anneaux ou multibranches utilisées en microondes dans le cadre de structures guidées de type microstrip, par exemple.

De la même manière que pour l'approche monobranche, une étude fréquentielle a été menée afin d'identifier des architectures de couplage, à deux branches, capables de réaliser des transferts directifs et sélectifs en longueur d'onde [24]. Suite à l'étude monobranche, et afin d'obtenir un bon couplage guide-cavité, il convient de choisir des branches de couplage de type 2.19.d qui possèdent une ouverture de branche de largeur W_1 et une cavité de type H_1 . Toute cette étude sera donc basée sur cette architecture de branche. La figure 2.23 représente la structure de couplage à deux branches ; la longueur des branches L_B et la distance qui les sépare L_C sont variables.



Figure 2.23 : schéma du dispositif à deux branches de couplage. Les variables géométriques sont la distance L_C entre les deux branches et la longueur L_B des branches de couplage.

• Transfert « backward »

Les calculs numériques par notre méthode d'éléments finis ont permis l'identification d'au moins deux architectures de coupleur permettant de réaliser un transfert d'énergie du port 1 vers le port 4. Ces deux géométries correspondent aux couples ($L_B = 3\sqrt{2}$ a, $L_C = 2a$) et ($L_B = \sqrt{2} a$, $L_C = 4a$). Les caractéristiques de couplage de ce transfert directif vers le port 4, appelé transfert « backward », sont résumées dans le tableau pour les deux configurations. Sur la première ligne du tableau figurent les paramètres S_{ij} correspondant au transfert directif « backward », c'est-à-dire au transfert de la lumière de 1 vers 4. Pour $L_C=2$ le transfert se fait à la longueur d'onde de 1.832 µm et à $\lambda = 1.823$ µm pour $L_C=4$. Ces valeurs de paramètres S_{ij} nous renseigne directement sur les caractéristiques du couplage. En régime backward, le paramètre S_{41} permet de quantifier le couplage d'énergie ; pour que la totalité du signal soit transmise vers la direction préférentielle, cette valeur doit atteindre 0 dB . La directivité est définie par $|S_{41}-S_{31}|$, plus cette différence, exprimée en dB, est petite, plus le couplage est directif. Enfin, le facteur de qualité qui traduit la sélectivité du couplage est calculé par le rapport classique de la fréquence sur la largeur à mi hauteur du pic de transmission.

L _C (in a)	$\lambda(\mu m)$	$S_{11}(dB)$	S ₂₁ (dl	B)	$S_{31}(dB)$	$S_{41}(dB)$
2	1.832	-21.9	-27.7	1	-0.07	-21.4
4	1.823	-14.6	-9.6		-0.7	-26.6
L _C (in a)	Attenuation*	uation* Coupla		Directivité***		Sélectivité****
	(dB)	(dB)		(dB)		
2	27.7	-0.07 (-0.07 (98.5 %)		21.4	356 (460 GHz)
4	9.6	-0.7	(85%)		25.9	1112 (150 GHz)

* Attenuation : -S21

** Couplage: S31 (en régime backward)

*** Directivité: |S 31-S41

**** Sélectivité

Figure 2.24 : Tableau récapitulatif des caractéristiques de couplage du dispositif « backward »

Le tableau montre un meilleur couplage pour la configuration $L_c=2a$ où 98,5% de l'énergie injectée en 1 est transmise vers le port 4. En effet, l'atténuation est grande (27,7 dB), et la valeur de la directivité (21,4 dB) montre un très faible couplage vers la direction 3. Pour $L_c=4$, le couplage vers 3 est moins élevé (85%), ce qui se traduit par une atténuation moins importante (9.6 dB) dans la direction 2. On peut alors relier l'efficacité de couplage du système global au couplage des deux microcavités.

Si le couplage apparaît plus efficace lorsque l'interaction entre les deux cavité est forte, la sélectivité devient moins élevée. On note un facteur de qualité Q de 356 (proche de celui de la cavité H₁ isolée qui est de l'ordre de 300 [25]) pour $L_c=2$ a contre 1112 pour $L_c=4a$. En conclusion, il apparaît que dans ce système, il existe un compromis entre sélectivité et couplage.

La figure 2.25 montre la réponse fréquentielle du dispositif pour $L_c = 2a$. On y observe un pic de transmission vers la direction 4 à $\lambda = 1.832 \mu m$. A droite, se trouve la carte de champ du coupleur en fonctionnement backward, pour Lc=2a. La quasi-totalité de l'énergie (98,5%) qui est au départ injectée en 1 est transmise vers 4.



Figure 2.25 : A gauche : réponse fréquentielle du coupleur « backward » à deux branches de couplage (Lc=2a). A droite : carte de champ (intensité de la composante Hy) montrant le transfert directif backward, la quasi-totalité de l'énergie injectée en 1 est transmise vers 3.

L'apport d'une deuxième branche apporte donc de la directivité au transfert. Ce dispositif de couplage à base de deux cavités H_1 couplées permet de faire du routage compact, directif, et sélectif. Ce dispositif de filtrage est notamment remarquable par sa grande efficacité de couplage associée à une très bonne directivité même si la sélectivité du couplage reste très modeste par rapport aux besoins actuels en WDM.

• Transfert « forward » d'un dispositif « trois couleurs »

N'ont été représentées que les structures amenant des fonctionnements de type « backward ». Pour d'autres valeurs de L_C et L_B , d'autres régimes tels que le coupleur hybride par exemple ($S_{12}=S_{13}=3$ dB, $S_{41}\rightarrow\infty$), ou le coupleur forward ($S_{13}=0$, $S_{41}=S_{21}=S_{11}\rightarrow\infty$), peuvent être identifiés. Les degrés de liberté sont très nombreux, rappelons le sur des dimensions de zones d'interférence très petites, de l'ordre de quelques pas du réseau. Ici aussi, on pourra dans une structure ultérieure, optimiser les facteurs de mérite en modifiant localement la période ou le facteur de remplissage du réseau, comme dans le cas des cavités. Ce type d'optimisation reste néanmoins tributaire des qualités de réalisations technologiques et des précisions de taille que nous saurons atteindre, comme nous le verrons dans le cinquième chapitre.

Pour illustrer plus encore la gamme des applications potentielles basées sur ce type de structure, nous avons pu définir, une géométrie à base de branches plus longues $L_B = 8a$ et $L_C = 5a$, qui présente la propriété originale d'alimenter successivement les trois directions 2, 3 et 4, comme le montre le spectre de transmission de la figure 2.26.

L'originalité de ce coupleur « trois couleurs » réside dans sa capacité d'extraire trois longueurs d'ondes particulières d'un spectre donné, à partir d'une seule topologie.



Figure 2.26: A gauche, réponse fréquentielle du coupleur « trois couleurs ». Cette architecture de couplage originale permet d'extraire trois longueurs d'onde dans les direction 2, 3 et 4 à partir d'un train d'onde injecté en 1. La carte de champ (intensité de la composante Hy) illustre le transfert forward qui couple l'énergie injectée en 1 vers 3.

Dans le cas présent, l'agrandissement de la taille de la zone de couplage permet d'obtenir plusieurs points de fonctionnement particuliers, dans la bande interdite des guides couplés. Dans le paragraphe suivant, nous allons nous intéresser de manière plus précise à l'origine de ces transferts, par une analyse modale, mais aussi en faisant appel à la notion, classique, de chemin optique.

• Analyse modale du coupleur backward

Après avoir identifié les différentes topologies de coupleur à deux branches qui permettent de réaliser des transferts directifs, nous nous sommes plus particulièrement intéressés à l'étude et la compréhension du mécanisme de couplage, et notamment à l'origine de la directivité. En s'appuyant sur une analyse modale par une méthode d'éléments finis nous pouvons recréer petit à petit le mode backward, en partant d'une structure simple, une cavité H_1 , puis en la modifiant en ajoutant guides et cavités, pour obtenir le coupleur final (figure 2.27).

Mode ΓM : $\lambda = 1.693 \ \mu m$

Mode ΓK : $\lambda = 1.693 \ \mu m$





Mode I'K

1.6780<λ<1.7065





Mode _LM





Mode ΓM : $\lambda = 1.7273 \ \mu m$

Mode ΓM : $\lambda = 1.7506 \ \mu m$





Mode backward : $\lambda = 1.8026 \ \mu m$



Figure 2.27 : Reconstruction progressive du mode backward (intensité de la composante Hy), on introduit successivement : une cavité, puis deux, les deux guides, et enfin les ouverture des branches.
- T out d'abord nous avons calculé les modes de la cavité H₁. Ce sont les modes dipôlaires, analogues à ceux identifiés lors de l'analyse modale de la cavité H₁ qui se couplent au guide W₁. On retrouve bien les deux modes dégénérés à la longueur d'onde de 1.693 μm), l'un est orienté dans la direction ΓM du cristal, l'autre dans la direction ΓK
- ⇒ Ens uite, nous avons cherché les modes des deux cavités couplées séparées de la distance L_c = 2a. L'analyse modale a mis en évidence quatre valeurs propres. Les deux types de modes se sont découplés autour de la fréquence de résonance de la cavité seule et on obtient quatre modes (deux selon ГМ et deux selon ГК) compris entre $\lambda = 1.6780$ et 1.7065 µm. Le couplage des deux cavités entraîne donc la duplication ainsi qu'une levée de dégénérescence des deux types de modes.
- L'éta pe suivante consiste à analyser ce qui se passe lorsque l'on insère les deux guides.
 Pour ce système on obtient seulement deux valeurs propres à λ= 1.7273 et 1.7506 µm. C'est donc le mode de cavité orienté selon ΓM qui est couplé avec les guides et qui participe au transfert « backward » de la structure finale.
- Finalement lorsque l'on ouvre les branches de couplage sur les guides, un seul mode subsiste à la fréquence du fonctionnement backward de la figure 2.25. Ce mode exploite lui aussi le mode de type ΓM de la cavité H₁. Ceci est plus nettement visible sur la carte de champ 2.28 du mode propre final calculé à partir de la méthode supercellule. Cette représentation de l'amplitude du champ électrique ne présage pas de la directivité associée au mode, il faudrait en complément une information de phase pour indiquer l'isolation qui se crée entre les ports 1-4 et 2-3. En régime de « transmission », c'est alors l'injection via un port donné qui induit la directivité.



Figure 2.28 : Amplitude de la composante H_Y du champ électromagnétique à la fréquence de résonance du mode backward. Un seule valeur propre existe à la résonance.

Cette analyse modale montre que ce couplage directif est différent de l'approche de Fan, qui suggère des transferts directionnels par redégénérescence accidentelle de deux modes de parités opposés. Ce type de mécanisme a déjà été démontré dans des systèmes triangulaires de trous d'airs comportant deux microcavités couplées de type $H_1[26]$ (en changeant la taille de deux trous de la cavité H_1), ou $L_3[27]$ (en jouant sur la distance guide-cavité).

La levée de dégénérescence de ces cas particulier s'effectue lorsque l'on augmente artificiellement la taille de la cavité et donc l'indice, en changeant le diamètre des trous de la périphérie par exemple. Le calcul par la méthode supercellule, du mode propre responsable du transfert backward montre que des modes de parités opposés basés sur le mode ΓK de la cavité H₁ existe à des longueurs d'onde plus petites (Fig 2.29). Cependant la géométrie du coupleur ne conduit pas à une redégénerence de ces modes.



Figure 2.29 : Exemple de mode de transfert à base du « mode dipolaire ΓK » de la cavité H₁.

Une approche de type optique classique permet d'interpréter ce phénomène de couplage et de justifier l'exploitation du mode ΓM dans le transfert directif. Au lieu de considérer des cavités H₁, considérons les deux branches de couplages comme deux guides CW_1 (cavités H₁ couplées dans la direction perpendiculaire aux guides). Ce guide CW_1 possède un mode fondamental dont la carte de champ est semblable à celle du mode fondamental de la cavité dans la direction ΓM . On peut dès lors considérer que chaque branche est un guide « monomode » dans la gamme de longueur d'onde utilisée. Cette analyse reste valable pour le dispositif « trois couleurs » présenté sur la figure 2.26.

Dans ce cas, l'existence des points de fonctionnement particuliers redevient « géométrique » et dépend des longueurs L_B et L_C . La différence de chemin optique suivis par l'onde entre les ports d'entrée/sortie, induit des interférences constructives et/ou destructives au niveau des zones de croisement entre les guides principaux et les branches. On peut alors voir dans ces zones le mode fondamental qui devient d'amplitude négligeable et un mode supérieur qui est excité à l'entrée d'un port d'entrée/sortie. Néanmoins, à la longueur d'onde de travail, ce dernier est évanescent dans la direction de propagation et l'on récupère en sortie un minimum.

Conclusion partielle:

Cette étude bidimensionnelle a permis de trouver des dispositifs originaux de couplage compact, directif et sélectif, à base de microcavités comme le coupleur « trois couleurs » qui permet d'extraire trois longueurs d'onde à partir d'une seule géométrie. Les bonnes performances obtenues en termes de couplage et de directivité sont basées sur une ingénierie des modes guidés. La sélectivité reste le dernier point à optimiser, ce qui se fait dans nos structure par compromis avec le coefficient de couplage

II. 3. 3 Etude temporelle du couplage

Afin de compléter cette analyse fréquentielle, nous avons étudié la réponse temporelle des différents régimes de transferts directifs [28]. La juxtaposition des grandeurs caractéristiques comme le temps de couplage et le facteur de qualité, a permis de mettre en évidence le rapport direct entre la sélectivité et la durée de vie des photons dans la zone de couplage. Tous les résultats qui sont présentés dans cette approche temporelle, sont obtenus à partir de la méthode FDTD.

• Etude temporelle du couplage backward

La figure 2.30 représente la réponse fréquentielle du coupleur backward à deux branches séparées par une distance $L_c = 2a$. Ce spectre met en évidence un pic de transmission dans la direction 4 à $\lambda = 1.81 \mu m$, correspondant au fonctionnement backward de la figure 2.25.



Figure 2.30 : Réponse fréquentielle du coupleur backward obtenue par FDTD. Le transfert directif dans la direction 4 est observé à λ =1.81 µm. Le facteur de qualité est de 100 alors qu'il était de 350 par FEM.

Nous précisons que le facteur de qualité associé à ce régime n'est que de 100 alors qu'il était de 350 par le méthode des éléments finis. Cette différence peut être attribuée à la plus grande précision offerte par le maillage adaptatif FEM; le maillage FDTD étant ici régulier.

La figure 2.31 représente la réponse temporelle du système excité par une onde plane à λ =1.81 µm. La puissance collectée sur chaque port de sortie (direction 1 à 4) est représentée en fonction du temps exprimé en unités de cT (µm). La totalité du champ injecté dans la direction 1 est ici normalisée à 1.2 (unité arbitraire). Nous pouvons extraire de cette réponse temporelle deux informations importantes : la vitesse de propagation du mode dans le guide W₁ ainsi que le temps de transfert d'un guide à l'autre via la cavité.



Figure 2.31 : Réponse temporelle du coupleur en fonctionnement backward.

En zoomant sur les petite valeurs de l'échelle temporelle, on peut avoir accès au temps de montée la direction 2. Au départ l'énergie injectée ne « voit » pas la cavité et tout le signal est transmis dans cette direction; la cinétique est donc caractéristique du guidage W_1 . La vitesse de groupe dans le guide peut ainsi être estimée à 1.18 m.s⁻¹, ce qui correspond à un indice de 2.54, valeur comprise entre l'indice de l'air et du diélectrique.

Lorsque le mode résonnant de la cavité est excité, l'amplitude dans la direction 2 décroît et le régime backward s'établit progressivement dans la direction 4. On peut en déduire un temps de transfert, τ_{tr} , de 0.43 ps (130 µm en unité de cT) au croisement des deux évolutions 2 et 3, tandis que l'état stationnaire est atteint au bout de $4\tau_{tr}$. On remarquera au passage, des temps de retard dans les directions 3 et 4 de l'ordre de 0.1 ps (30 µm en unité cT). Compte tenu des distances, ces valeurs sont en accord avec la vitesse de groupe calculée précédemment. Ces résultats montrent que ce système est du première ordre, et qu'il peut être modélisé par les courbes représentées sur le graphe dont les équations sont les suivantes :

$$\begin{cases} E_4 = 1 - \exp[-(T - 30)/130] \\ E_3 = \exp(-T/130) \end{cases}$$

Avec τ_{tr} (temps de transfert) =130 ps, et τ_0 (temps de retard)= 30 ps.

On observe un bon accord entre la simulation et le modèle.

Pour les applications électroniques, on définit le temps de commutation τ_{sw} par la durée sur laquelle 10 à 90% de l'énergie est couplée. On extrait du graphe un temps de commutation de l'ordre de 3 τ_{tr} .

• Etude temporelle du coupleur « trois couleurs »

Nous nous intéressons maintenant à la réponse temporelle du démultiplexeur trois couleurs qui possède trois régimes de transfert directif, vers 2, 3 et 4. Rappelons que la longueur des branches de couplage et la distance qui les sépare sont plus élevées que dans le coupleur précédent (voir 2.26). La réponse fréquentielle est représentée sur la figure 2.32. On distingue les trois points de fonctionnement successifs à λ = 1.79, 1.81 et 1.83 µm.



Figure 2.32 : Réponse fréquentielle du démultiplexeur « trois couleurs ».

Il est particulièrement intéressant de comparer les caractéristiques de transfert des deux types de coupleurs étudiés. Le tableau 2.2 résume les grandeurs Q (facteur de qualité), τ_{tt} (temps de transfert) et τ_{sw} (temps de commutation) pour les trois régimes possibles :

Modes	λ (µm)	Q	τ_{tr} (ps)	τ_{sw} (ps)
"Non directif	1.79	133	0.12	0.21
"Backward"	1.81	61	0.33	1.01
"Forward"	1.83	118	0.45	1.25

Tableau 2.33 : Caractéristiques de couplage du démultiplexeur « trois couleurs », λ est la longueur d'onde, Q la sélectivité, τ_{tr} le temps de transfert et τ_{sw} le temps de commutation.

On constate rapidement que les facteurs de qualité ne sont pas améliorés (même ordre de grandeur) et l'on peut penser que la dynamique de couplage dans ce type de dispositif est régulée par l'ouverture des branches qui sont larges d'environ une demie cavité. Dans le cas du transfert non directif (vers 2), le facteur de qualité est de 133. Cette valeur explique les faibles temps de transferts τ_{tr} et τ_{sw} du transfert dans la direction 2 qui n'implique pas de mode de couplage spécifique.

A ce stade il est intéressant de faire un lien entre les caractéristiques de transfert et la sélectivité du processus de couplage. Avant d'atteindre un état directif, une partie de l'énergie s'accumule progressivement dans la zone de couplage. Les temps de couplage τ_{tr} et τ_{sw} plus élevés sont alors liées aux multiples allers-retours de l'onde dans la cavité. Si on compare les transferts directifs forward et backward du tableau 2.33, plus le temps passé dans la cavité est grand, plus la sélectivité est grande. Cependant, ce raisonnement reste valide pour des tailles de cavité raisonnables ; même petit le couplage entre les branches est nécessaire pour considérer la zone de couplage deviennent indépendantes, des point de fonctionnement peuvent également exister dans la bande passante des guides mais au détriment de la directivité et de la sélectivité. Finalement nous avons choisi restrictivement d'omettre des trous et de garder constants les paramètres du cristal, et d'autres topologies peuvent être envisagées pour optimiser les performances de routage comme une zone de couplage à branches multiples, ou des cavités plus larges.

Conclusion de l'étude temporelle :

Nous avons présenté une étude temporelle détaillée de systèmes de couplage à base de cristaux photoniques bidimensionnels. Différents régimes de transferts directifs comme ceux du démultiplexeur trois couleurs ont été mis en évidence avec des temps de transfert subpicoseconde et des temps de commutation de l'ordre de la picoseconde (autour de 1.55 μ m). A ce stade il apparaît clair qu'une étude complémentaire sur les pertes de couplage est nécessaire. La méthode FDTD tridimensionnelle, nous permettra dans le chapitre suivant d'étudier l'influence de la finitude dans la troisième dimension sur les caractéristiques de couplage.

Conclusion

Nous avons utilisé la présence de défauts dans les cristaux photoniques, pour réaliser des filtres à insertion-extraction de type add-drop

Si des défauts sont présents, le cristal perd une ou plusieurs symétries, et ainsi, parfois, son invariance par translation dans les deux directions. Bien qu'on ne puisse alors plus parler de zone de Brillouin, la méthode en onde plane présentée au premier chapitre permet de calculer les modes de champ des cavités, ou guides W_n . On peut ainsi raisonner sur les fréquences et champs propres aux structures guidantes – guides W_n –, confinantes – cavités H –, ou de couplage. Cela nous a permis de construire pas à pas plusieurs topologies de coupleurs add-drop à branches interférentielles, utiles pour faire du démultiplexage. Nous retiendrons notamment le coupleur « backward », très satisfaisant, du point de vue de sa compacité, et de sa directivité, ainsi que le coupleur « trois couleurs », plus original, capable d'extraire trois longueurs d'onde à partir d'une seule topologie.

Nous avons ensuite procédé à une étude temporelle pour évaluer les temps de couplage caractéristiques, il est intéressant de s'intéresser à des aspects transitoires, et pas seulement à des régimes établis.

Enfin, il serait intéressant, de pouvoir confirmer que les propriétés de couplage telles que la directivité et sélectivité sont conservées lorsque l'on considère la structuration verticale. Dans un premier temps, nous analyserons et quantifierons les pertes de propagation dans différentes topologies de guide afin de mieux en comprendre les origines. Nous pourrons ainsi évaluer les pertes de couplage dans nos systèmes de démultiplexage.

Bibliographie

[1] O. Painter, K. Srinivasan; Phys. Rev. B 68; 035110 (2003).

[2] M. Notomi, K. Yamada, A. Shinya, J. Takahashi, C. Takahashi, I. Yokohama ; Phys. Rev. Lett. 87 ; 253902 (2001).

[3] A. Talneau, L. Le Gouezigou, N. Boudma, M. Kafesaki, C. M. Soukoulis, M. Agio ; Appl. Phys. Lett. 80 ; 547 (2002).

- [4] J.M. Geremia, J. Williams, H. Mabuchi; Phys. Rev. E 66; 066606 (2002).
- [5] H.-Y. Ryu, M. Notomi ; Appl. Phys. Lett. 83 ; 4294 (2003).

[6] Y. Akahane, T. Asano, B. S. Song, S. Noda ; Nature 425 ; 944 (2003).

[7] H. Takano, Y. Akahane, T. Asano, S. Noda; Appl. Phys. Lett. 84 ; 2226 (2004).

[8] K. Hennessy, A. Badolato, P. M. Petroff, E. Hu; Photon. and nanostr. 2; 65 (2004).

[9] N. Louvion, D. Gérard, J. Mouette, F. de Fornel, C. Seassal, X. Letartre, A. Rahmani, S. Callard; Phys. Rev. Lett. 94; 113907 (2005).

[10] D. Gérard, L. Berguiga, F. de Fornel, L. Salomon, C. Seassal, X. Letartre, P. Rojo-Romeo, P. Viktorovitch; Opt. Lett. 27; 173 (2002).

[11] G. Johnson, P.R. Villeneuve, S. Fan, and J. D. Joannopoulos; Phys. Rev. Lett. B; 62; 8212 (2000).

[12] M. Zelsmann, E. Picard, T. Charvolin, E. Hadji, B. Dal'Zotto, M. E. Nier, C. Seassal, P. Rojo-Romeo, X. Letartre ; Appl. Phys. Lett. 81 ; 2340 (2002).

[13] C. J. M. Smith, H. Benisty, S. Olivier, M. Rattier, C. Weisbuch, T. F. Krauss, R. M. De la Rue, R. Houdré, U. Oesterle ; Appl. Phys. Lett. 77 ; 2813 (2000).

[14] Y. Akahane, T. Asano, B.-S. Song, S. Noda ; Appl. Phys. Lett. 83 ; 1512 (2003).

[15] A. Chutinan, M. Mochizuki, M. Imada, S. Noda ; Appl. Phys. Lett. 79 ; 2690 (2001).

[16] Thèse de Jérôme Danglot, université des Sciences et Technologies de Lille, USTL (2002).

[17] E. Drouard, H. T. Hattori, C. Grillet, A. Kazmiereczak, X. Letartre, P. Rojo-Romeo, P. Viktorovitch; Opt. Express 13; 3037 (2005).

[18] Thèse de S. Olivier, Université Paris 6 (2002).

[19] D. Leuenberger, R. Ferrini, L. Andrea Dunbar, R. Houdré, M. Kamp, A. Forchel ; Appl. Phys. Lett. 86 ; 081108 (2005).

[20] M. Qiu, M. Mulot, M. Swillo, S. Anand, B. Jaskorzynska, A. Karlsson, M. Kamp and A. Forchel; Appl. Phys. Lett. 83; 5121; (2003).

[21] E. A. Camargo, H. M. H. Chong, R. M. De la Rue; Photon. and nanostr. 2; 207 (2004).

[22] C. Manolatou, M. J. Khan, S. Fann, P. R. Villeneuve, H. A. Haus Life Fellow, IEEE, and J.D. Joannopoulos; IEEE Journ. of Quant. Electr. 35; 1322 (1999).

[23] S. Fan, P.R.Villeneuve, J. D. Joannopoulos, H. A. Haus; Opt. Express 3; 4 (2001).

[24] S.Fasquel, X.Mélique, O. Vanbésien, D. Lippens ; Superlattices and Microstructures 32 ; 145 (2002).

[25] Y. Akahane, M. Mochizuki, T. Asano, Y. Tanaka ; Appl. Phys. Lett. 82 ; 1341 (2003).

[26] M. Qiu, and B. Jaskorzynska; Appl. Phys. Lett. 83; 1074; (2003).

[27] B.-K. Min, J.-E. Kim, H. Y. Park ; Appl. Phys. Lett. 86 ; 011106 (2005).

[28] S.Fasquel, X.Mélique, D.Lippens, O. Vanbésien; Optics Communications 233; 305 (2004).

Chapitre 3 :

Etude tridimensionnelle de la propagation dans des structures guidantes à base de cristaux photoniques

Introduction

L'analyse bidimensionnelle du chapitre précédent nous a montré les potentialités des guides et cavités inscrits dans des cristaux photoniques pour le routage des ondes optiques. La réalité de nos structures nous impose la prise en compte de la troisième direction. En effet, notre réseau bidimensionnel est constitué de trous d'air de profondeur finie dans une matrice diélectrique. Pour confiner verticalement l'onde optique, une hétérostructure semiconductrice guidante est utilisée. Ces choix technologiques vont influer grandement sur les performances des guides et des structures plus complexes de type coupleur. Il est donc essentiel de soumettre notre système à des simulations tridimensionnelles prenant en compte les interactions des modes guidés avec les modes rayonnés de l'air et du substrat.

Dans ce chapitre nous resituerons dans un premier temps, le contexte des pertes de propagation dans les cristaux photoniques bidimensionnels gravés dans une structure verticale confinante. Nous détaillerons les différentes sources de perte et rappellerons la notion de cône de lumière liée à la structuration verticale.

Dans un deuxième temps, grâce à des simulations FDTD tridimensionnelles, nous évaluerons les performances de différentes structures de guidage. Nous comparerons l'approche substrat épais aux autres approches de la littérature. Cette analyse tridimensionnelle de la propagation dans les guides en cristaux photoniques va nous permettre de quantifier a la fois les pertes globales de propagation, et les différentes contributions de ces pertes.

Enfin, nous verrons dans quelle mesure les propriétés de couplage directif et sélectif étudiées dans le chapitre précédent, comme le transfert « backward », sont conservées.

L'analyse modale bidimensionnelle a montré l'existence de modes guidés par insertion de défauts linéiques dans notre cristal photonique. Les guides qui nous intéressent particulièrement et dont nous maîtrisons la fabrication, sont constitués de cristaux photoniques bidimensionnels gravés dans une hétérostructure confinante de type InP/InGaAsP/InP. Nous présentons ici une analyse tridimensionnelle de la propagation dans différentes topologies de guides. Une étude comparative permet d'analyser l'influence de plusieurs paramètres tels que la structuration verticale, la largeur des guides, la longueur d'onde, sur les pertes de propagation. Le calcul tridimensionnel nous permet de faire un bilan sur les sources de pertes et de proposer quelques optimisations sur le design pour les minimiser. Pour une étude en milieu fini nous utiliserons une méthode temporelle et fréquentielle de différences finies tandis qu'en milieu infini, nous aurons recours à une méthode aux valeurs propres après décomposition en ondes planes.

III. 1. 1 Les sources de pertes

Les principales sources de pertes dans les cristaux photoniques bidimensionnels inscrits dans des couches confinantes par contraste d'indice sont liés aux effets suivants :

- Couplage du mode guidé aux modes radiatifs : le cône de lumière
- Interaction du mode guidé avec les trous dans la direction transversale
- Interaction du mode guidé avec les trous dans la direction de propagation
- Les imperfections technologiques

• Couplage aux modes radiatifs : le cône de lumière

La principale source de pertes est liée, dans la direction transverse, au guide planaire seul indépendamment du cristal photonique. Les calculs de diagramme de dispersion tridimensionnels de Johnson (1999) [1]. Ils montrent l'existence d'une bande interdite bidimensionnelle. La figure 3.1 montre un exemple de diagramme de dispersion d'un réseau triangulaire de trous dans une membrane diélectrique (le cœur). La région grisée représente le cône de lumière associé au guide planaire. Il constitue un continuum de modes radiatifs pour lequel les modes ne sont pas confinés dans la couche guidante mais s'étendent loin à l'extérieur (les gaines). Pour le cas de la figure 3.1, la ligne de lumière est définie par la droite de pente C, dans la direction Γ M du diagramme de dispersion. Dans un cas plus général, où les gaines sont des milieux d'indice n donné, la pente est alors égale à c/n, recouvrant ainsi de plus en plus les états du diagramme de dispersion. Pour des structures composites où le guide planaire est inséré entre deux milieux d'indice différents, on considèrera en général le milieu

d'indice le plus élevé comme limite de couplage avec les modes radiatifs. Ainsi pour une structure fabriquée sur un substrat épais, présentant des trous de profondeur finie, c'est l'indice optique du substrat qui est utilisé.

Parmi les modes propres du système, on distinguera alors ceux qui sont :

En dessous du cône de lumière :

Les modes sont confinés verticalement dans le cœur, avec un profil évanescent dans les gaines. En théorie ces modes se propagent sans pertes.

Au dessus du cône de lumière :

Les modes sont délocalisés verticalement et s'étalent loin dans les gaines. Ces modes ne restent donc pas confinés dans le cœur et peuvent se coupler aux modes radiatifs.



Figure 3.1 : diagramme de dispersion d'un cristal photonique gravé dans une couche de diélectrique suspendue dans l'air. La région grisée représente le cône de lumière relatif à la structuration verticale air-diélectrique-air [1].

Le chapitre 2 qui est consacré à l'analyse modale bidimensionnelle de défauts de type guide, ou cavité, a montré qu'il apparaît pour ces derniers des bandes permises au sein de la bande interdite du cristal. Ces modes sont piégés par le défaut dans le plan de périodicité. Pour que les modes du système global soient sans pertes, ils doivent également être confinés dans la direction transversale, celle de la de croissance de l'hétérostructure ou de création de la membrane. Il faut donc s'assurer que le profil vertical du mode soit localisé dans le cœur du guide. Pour cela il faut minimiser le recouvrement de la bande interdite photonique avec le cône de lumière. Nous avons vu dans le chapitre d'introduction que dans le cas d'une membrane de diélectrique suspendue dans l'air, où le contraste d'indice est fort, le cône de lumière ne recouvre que partiellement la bande interdite. La situation est beaucoup moins favorable dans le cas des hétérostructures à faible contraste d'indice, pour lesquelles la bande interdite est totalement immergée dans le cône de lumière (défini ici par l'indice du substrat). Par conséquent dans ces dernières, tous les modes guidés peuvent se coupler aux modes radiatifs. A priori, la structure verticale de type membrane, à fort confinement du champ, semble donc mieux adaptée. Cependant des défauts tels que les cavités ou les virages qui brisent l'invariance par translation du cristal, se couplent aux modes radiatifs quelque soit le confinement vertical. Les deux approches se confrontent donc, et selon le type d'application elles offrent des avantages ou des inconvénients. Finalement, en termes de pertes deux considérations sont à prendre en compte:

- En dessous du cône de lumière, l'approche membrane permet de faire du guidage sans pertes. Cependant si on prend l'exemple du guide W₁, les calculs tridimensionnels de O'Brien et al. [2] montrent que la plage fréquentielle en dessous du cône de lumière possède des modes à vitesse de groupe très lente caractérisée par une bande quasi-plate sur le diagramme de dispersion (fig. 3.2 à gauche). En réalité seule une zone très étroite en longueur d'onde est exploitable en termes de vitesse de groupe.
- Au dessus du cône de lumière, des études théoriques [3] prévoient de moins bonnes performances pour les membranes dont le fort confinement accentue le couplage avec les modes de l'air. L'inconvénient d'avoir un substrat dans lequel on peut maîtriser la profondeur des trous peut donc devenir un avantage. Dans certains défauts comme les cavités où les modes passent inévitablement dans le cône de lumière, la membrane ne reste donc plus la structure optimale.



Figure 3.2 : Diagrammes de dispersion d'un guide W_1 : à gauche sur membrane, à droite sur substrat épais. La structure membranaire offre une plage fréquentielle sous le cône de lumière tandis que toute la bande interdite se situe dans le cône de lumière pour la structure épaisse [2].

Signalons enfin qu'au vu des difficultés de fabrication et de manipulation des structures sur membrane, des solutions de reports de cristaux photoniques 2D sur substrat de faible indice sont proposées. On se retrouve alors dans une situation intermédiaire entre la membrane et le substrat épais. Sans optimisation supplémentaire, cela revient à diminuer la zone de longueur d'onde où le mode fondamental du guide est sous le cône de lumière. De toute évidence, selon la configuration choisie, il est possible de minimiser les pertes en optimisant le guide vertical [4].

Interaction du mode guidé avec les trous dans la direction transversale

Il paraît assez clair que pour limiter les pertes , il est nécessaire de maximiser l'interaction du mode guidé avec le cristal photonique. En effet la partie du champ associé au mode guidé qui n'est pas interceptée par le cristal introduit obligatoirement des pertes dans le substrat. Encore une fois la structuration verticale prend toute son importance. Si l'on choisi une structuration à fort contraste d'indice, le champ est bien confiné dans la couche de haut indice et typiquement le champ s'étale sur l'épaisseur de la membrane qui est de l'ordre de $\lambda/2$. La gravure des trous se fait donc sur une centaine de nanomètres lorsque l'on travaille autour de 1.55 µm.

En revanche, dans les hétérostructures le champ est fortement étalé dans le substrat. Typiquement sur une hétérostructure de type InP/InGaAsP/InP, il s'étale sur 2 à 3 μ m. La figure 3.3 représente les profils schématiques du champ dans la direction verticale du confinement et dans le plan du cristal. Ces deux profils sont liés. En effet une partie du champ qui n'est pas intercepté par les trous qui ne sont pas assez gravés profondément, ne voit plus le cristal photonique et l'énergie correspondante n'est plus guidée. Afin de minimiser ces pertes, il est nécessaire de maximiser le recouvrement du champ avec le cristal photonique.

Cela implique une gravure profonde des trous dans le cas des structures à faible contraste d'indice. Il faut garder à l'esprit que les cristaux photoniques fonctionnant aux longueurs d'onde optique sont structurés à l'échelle nanométrique. Afin d'obtenir une largeur de gap satisfaisante, les diamètres de trous varient de 100 à 400 nm pour des profondeurs de trous de quelques µm. L'optimisation des pertes sur substrat épais nécessite donc la maîtrise de la gravure profonde à fort rapport d'aspect.

La détermination d'une relation entre les pertes de propagation et la profondeur de gravure constitue également un des objectifs de cette étude. En effet l'obtention d'une loi prédictive pourrait nous permettre de trouver un compromis entre la faisabilité technologique et les pertes.



Figure 3.3 : Représentation schématique du profil du champ dans une hétérostructure verticale à faible contraste d'indice. En bleu, le champ est confiné dans le plan de périodicité par l'effet de bande interdite. En rouge, dans la direction de croissance, le champ est peu confiné et s'étale loin dans le substrat.

Interaction du mode guidé avec les trous dans la direction de propagation

Une autre source de pertes est liée à la rugosité ou discontinuité des bords des guides induites par la périodicité du cristal photonique. En effet, l'onde propagée est périodiquement diffractée par les trous des bords du guide, ce qui crée des composantes hors plan. Ce mécanisme de diffraction convertit une partie de l'énergie guidée en énergie rayonnée. Cette diffraction est sensible à la structuration verticale, au diamètre des trous et à la largeur des guides [5]. Nous verrons dans cette étude que ces effets de diffraction sont particulièrement importants dans les guides étroits. Sous le cône de lumière ces pertes par diffraction sont inhibées.

Les imperfections technologiques

Les imperfections technologiques sont souvent à l'origine de pertes surestimées par rapport aux prévisions théoriques, il est essentiel de chiffrer ces pertes par rapport aux pertes intrinsèques du cristal photonique.

Aujourd'hui il est encore difficile d'obtenir des flancs de gravure parfaitement lisses. La rugosité des parois constitue d'ailleurs une source de perte inévitable pour les guides ruban classiques. En effet la rugosité entraîne un phénomène de diffusion et les modes guidés se couplent aux modes radiatifs de l'air. Cette forte sensibilité à la qualité technologique est un facteur limitant les performances des guides optiques classiques. Des mesures expérimentales ont montré que les guides en cristal photonique ont l'avantage de posséder une sensibilité moins importante à la rugosité des trous. En effet, le confinement par gap impose au champ

un profil exponentiellement décroissant dans le cristal, sur une faible longueur caractéristique. La majorité de l'énergie reste donc guidée dans le plan.

Le profil des flancs de gravure influence de manière plus significatives les performances de guidage des cristaux photoniques. En effet des modèles théoriques [6] ont évalué l'impact de différents profil de gravure sur les propriétés de confinement. Ils ont montré par exemple les conséquences de profils gravés en forme de pinceau, possédant un diamètre de trous plus petit dans le fond des trous. Sur le plan technologique, ce genre de profil est dû à une mauvaise évacuation des espèces dans le fond des trous. En effet pour de fort rapports d'aspect plus on grave profondément plus il est difficile d'éliminer les espèces gravées qui se redéposent sur les parois. La photo 3.4 de gauche montre un exemple de profil en forme de pinceau obtenu par gravure CAIBE [7,17] ; signalons ici que la gravure est suffisamment profonde pour que les propriétés de confinement soient préservées.



Figure 3. 4 : A gauche : profil de gravure obtenu par CAIBE [17] suite à une mauvaise évacuation des espèces dans le fond des trous. A droite : écriture électronique non homogène d'un réseau de trous d'air, le diamètre des trous est plus grand sur les bords où la dose effective d'écriture est plus grande (voir section V.2).

Enfin, des effets de proximité entre motifs, lors de l'écriture électronique par exemple, peuvent conduire à des réseaux inhomogènes en termes de diamètre de trous ou de conservation de la période. Nous verrons dans le chapitre consacré à la fabrication des cristaux photoniques que ces effets sont dus à la diffusion des électrons dans le matériau. Des modèles théoriques permettent de prendre en compte ces effets de proximité qui peuvent être corrigés en ajustant localement les doses d'écriture.

D'une manière générale, les mesures expérimentales montrent que les imperfections technologiques génèrent des pertes mais elles ne sont pas de grande ampleur dans les structures à base de cristaux photoniques, ou tout du moins du second ordre par rapport aux pertes intrinsèques. On parle presque « d'insensibilité technologique » par rapport aux structures optiques classiques tels que les microrubans gravés. La principale contrainte technologique ayant un réel impact sur les pertes, réside dans la profondeur des trous, lorsque l'on travaille sur des hétérostructures à faible confinement vertical.

Conclusion partielle:

Ce premier bilan sur l'origine des pertes de propagation dans les guides à cristaux photoniques bidimensionnels montre que la structuration verticale joue un rôle essentiel et qu'il est souhaitable de travailler en dessous du cône de lumière pour éviter le couplage avec les modes radiatifs de l'air. Pour les structures à faible contraste d'indice, les modes propres se trouvent dans le cône de lumière et les pertes par rayonnement sont donc inévitables. En revanche, les membranes possèdent, sur une petite plage fréquentielle, des modes « lents » localisés dans la couche confinante qui ne se couplent pas aux modes radiatifs.

Pourtant, pour des structures plus complexes incluant des guides avec virages et /ou cavités, il apparaît que quelque soit l'approche utilisée, le couplage avec les modes radiatifs soit inévitable.

III. 1. 2 Les différentes structures de guidage étudiées

Le premier objectif de cette analyse tridimensionnelle est de quantifier les pertes de propagation dans les guides droits en cristal photonique. La diversité technologique actuelle propose plusieurs voies possibles pour la réalisation de guides en cristaux photoniques. Bien sûr, la théorie suggère que la voie royale reste l'exploitation d'une bande interdite complète possible avec les cristaux photoniques tridimensionnels. Cependant, la structuration 3D reste difficile notamment aux échelles nanométriques caractéristiques des cristaux photoniques fonctionnant aux longueurs d'onde optique. Des études sur les guides en cristal photoniques 3D ont montré la sensibilité de ces structures aux imperfections technologiques. A ce sujet, des pertes du même ordre de grandeur que les celles des cristaux bidimensionnels 2.5 D ont été mesurées [8]. Pour l'instant, la contrainte technologique liée à la complexité de ces structures tridimensionnelles ne permet pas d'obtenir les performances attendues mais la réalisation de circuits optiques reste envisageable [9].

Pour des raisons de faisabilité technologique nous nous sommes plus particulièrement intéressés aux structures 2,5 D qui sont plus faciles à réaliser. Ces structures sont une alternative aux structures 3D et sont composées de cristaux photoniques bidimensionnels insérés dans une structure composite verticale qui confine la lumière par contraste d'indice. Nous allons voir que cette structuration verticale qui confine la lumière par réflexion totale interne joue un rôle déterminant sur les pertes de propagation. D'un point de vue numérique les structures 2.5 D ont la particularité d'être finies dans la troisième direction [10] par rapport aux structures tridimensionnelles ; les méthodes de calculs traditionnelles de type onde plane doivent donc être adaptées aux milieux infinis. Comme nous l'avons déjà spécifié dans le chapitre d'introduction, deux grandes voies existent pour la structuration verticale des structures 2,5 D. L'une est basée sur un contraste d'indice élevé impliquant un fort confinement du champ dans la couche de haut indice, c'est la cas des membranes suspendues dans l'air. La seconde, repose sur des structures à plus faibles contraste d'indice comme les hétérostructures sur substrat épais, utilisées en microélectronique classique. Ces deux voies se confrontent et possèdent toutes deux des avantages et des inconvénients. Le but de cette section est de faire une étude comparative de ces deux types de structures verticales afin de déterminer les utilisations optimales de cellesci.



Figure 3.5 : Représentation des différentes topologies de guides étudiés. En a : guide W_1 inscrit dans une membrane diélectrique. En b et c guides inscrits dans une hétérostructure confinante ; ces deux guides, l'un en cristal photonique l'autre en ruban ont la même largeur W_1 .

Les structures guidantes de la figure 3.5 ont été choisies de manière à faire plusieurs études comparatives complémentaires :

- En figure 3.5.a :

Schéma du guide W_1 sur membrane. L'épaisseur de la membrane est de 225 nm et son indice de 3.16.

- En figure 3.5.b :

Schéma du guide W_1 sur substrat. La figure 3.6 montre les paramètres géométriques de cette hétérostructure à base d'InP. La couche confinante d'épaisseur 500 nm est à base d'InGaAsP dont l'indice est de 3.32. Ce cœur est entourée de deux gaines en InP d'indice 3.16. La gaine supérieure a une épaisseur de 200 nm et le substrat qui joue le

rôle de gaine inférieure est épais de plusieurs microns. La figure 3.6 montre une épaisseur de trous gravés de l'ordre de 2μ m. Cette valeur a été choisie pour cette étude numérique car le calcul de l'indice effectif du mode a montré que la quasi-totalité du champ est confiné sur cette profondeur. Cette valeur reste compatible avec nos compétences en gravure.

- En figure 3.5.c : Schéma d'un guide ruban. Il s'agit d'un microruban de largeur W_1 gravé sur une profondeur de 2 µm. La structuration verticale est identique à celle du guide W_1 sur substrat épais.



Figure 3.6 : Représentation des paramètres géométriques de la structure verticale du guide planaire, il s'agit d'une hétérostructure InP/InGaAsP/InP. Le cœur en InGaAsP a un indice de 3.32 et les gaines en InP possèdent un indice de 3.16.

Nous avons également choisi d'étudier les pertes dans un guide W_3 sur substrat épais. Le schéma n'est pas représenté sur la figure 3.5 car la structure verticale est la même que le guide W_1 sur substrat. Le tableau 3.1 synthétise les différentes structures de guidage étudiées dans ce chapitre.

	cristal photonique	ruban	largeur	InP/InGaAsP	membrane
Guide 1	×	<u></u>	W ₁	×	
Guide 2	×		W ₃	×	
Guide 3	×		W ₁		×
Guide 4		×	W ₁	×	

Tableau 3.1 : Synthèse des différentes structures de guide étudiées.

93

III. 1. 3 La méthode numérique utilisée : FDTD et indice effectif

Nous présentons ici brièvement la méthode numérique utilisée pour le calcul des pertes de guidages dans les différentes structures présentées précédemment, sachant que nous pouvons trouver dans la littérature d'autres approches ou méthodes tridimensionnelles [11,12,13]. Son principe repose sur l'exploitation des diagrammes de bandes obtenus par la méthode des ondes planes, ainsi que des estimations de puissances transmises par une méthode FDTD 3D. L'obtention des diagrammes de bande par la méthode de l'indice effectif, que nous détaillons dans la suite, permet de choisir les modes excités, leur position par rapport au cône de lumière, ou encore leur vitesse de groupe, et de prévoir un couplage éventuel entre modes. La méthode FDTD permet quant à elle d'analyser les propriétés des modes guidés. La réponse fréquentielle des guides permet par exemple de déterminer leur bande passante qui peut être superposable au diagramme de dispersion, tandis qu'une analyse temporelle en régime continu permet de quantifier les pertes de propagation.

• La méthode de l'indice effectif

Si on utilise une méthode aux valeurs propres classique de type onde plane, le calcul du diagramme de dispersion bidimensionnel d'un cristal photonique classique impose des conditions périodiques sur les bords de la cellule. La cellule est reproduite selon les vecteurs de la maille cristalline, on obtient ainsi un milieu infini. La méthode reste également valable pour les cristaux photoniques tridimensionnels qui sont périodiques dans les trois directions de la maille élémentaire. Le problème se pose alors pour les structures 2,5D qui sont finies dans la troisième direction. Comment appliquer la méthode des ondes planes à ces structures ? Il faut pour cela introduire une périodicité artificielle dans la direction verticale. Dans l'exemple des structures membranaires, on peut reproduire périodiquement des couches de diélectrique séparées par des couches d'air suffisamment épaisses. La structure est ainsi périodique dans les trois directions et on peut définir une maille élémentaire tridimensionnelle.

La figure 3.7 représente le volume élémentaire choisi pour calculer le diagramme de dispersion d'un cristal photonique bidimensionnel inscrit dans une hétérostructure de type InP/InGaAsP.

Il est clair que ce volume doit être bien défini afin de modéliser correctement le système réel. Le volume minimal doit prendre en compte au moins une période dans chaque direction. Pour des systèmes bidimensionnels la maille est une surface a*b, pour un système 3D, la maille est un volume a*b*c avec a, b et c paramètres de maille du même ordre de grandeur. La situation est différente lorsque l'on étudie des structures 2,5 D car la période verticale c' relative au confinement par l'indice est nettement plus grande que les paramètres de maille du cristal photonique. Le volume élémentaire est assez conséquent dans ces structures, les temps de calculs sont donc longs. Ainsi l'étude tridimensionnelle de structures 2,5 D n'est pas une tâche facile de part sa périodicité verticale artificielle.



Figure 3.7 : Diagramme de dispersion bidimensionnel proposé par Qiu et al [14] et obtenu par la méthode de l'indice effectif. Le diagramme se superpose parfaitement au diagramme tridimensionnel qui utilise le volume élémentaire représenté sur la figure.

C'est dans ce contexte qu'a été proposée la méthode de l'indice effectif qui permet d'accéder aux diagrammes de dispersion tridimensionnels de manière plus rapide. Cette méthode repose sur un calcul bidimensionnel prenant en compte l'indice effectif du mode dans l'espace tridimensionnel. Par exemple, si on étudie la propagation d'un mode guidé dans une membrane, on calcule d'abord l'indice effectif du mode dans le système air/ diélectrique/ air, indépendamment du cristal photonique. Puis, on calcule le diagramme de dispersion bidimensionnel du cristal photonique inséré dans une couche ayant pour indice l'indice effectif du mode guidé qui transporte l'information de la troisième dimension.

Cette méthode a donc l'avantage de pouvoir analyser des problèmes tridimensionnels en faisant des calculs relatifs à des systèmes bidimensionnels. Le gain en temps de calcul est donc conséquent. Des études ont montré les limites de cette méthode qui semble plus adaptée aux structures à faible contraste d'indice [14] car l'indice moyen reste constant sur une large plage fréquentielle, contrairement aux structures à fort contraste d'indice vertical.

• La méthode de calcul des pertes

L'analyse tridimensionnelle des pertes des guides à cristaux photoniques est basée sur la méthode de l'indice effectif que nous venons de décrire, ainsi que sur la FDTD 3D. La méthode de l'indice effectif permet d'accéder à la structure de bande rapidement en identifiant la gamme de longueur d'onde, tandis que la FDTD 3D va nous permettre d'analyser le comportement exact d'un régime de propagation pour une longueur d'onde donnée. Au cours des calculs FDTD 3D, le système s'apparente à une boite tridimensionnelle (L_a, L_b, L_c) dont chaque face est associée à une condition au bord absorbante de type PML. Un coefficient de reflexion très faible est appliqué sur chaque face. Cette boite contient un guide en cristal photonique formé par une ou plusieurs rangées de trous manquants. Pour calculer les pertes de propagation, on insère de manière alèatoire le long du guide des surfaces de calcul ds, qui sont en quelques sorte des sondes virtuelles internes (cf figure 3.8).

Sur chaque surface est calculé le flux de la puissance propagée, et plus particulièrement le flux du vecteur de Poynting selon la relation :

$$Pt = \int \vec{E} \cdot \vec{H} \cdot \vec{n} \cdot ds$$

La normale à la surface étant orientée selon l'axe de propagation du guide. L'évolution de la puissance transmise sur ces ports surfaciques en fonction du temps - ou de la distance parcourue - permet d'obtenir l'atténuation du signal ou les pertes de propagation.





• Détermination de la fenêtre de calcul (La ; Lb ; Lc)

La largeur L_a est définie par la largeur du guide plus les rangées de cristal de part et d'autre du guide. Typiquement pour ce contraste d'indice (environ 2.2), 6 rangées de trous sont utilisées. La largueur de la fenêtre de calcul est donc de l'ordre de 15 périodes.

La longueur L_b représente la distance de propagation. Elle doit être suffisamment grande d'une part pour que le mode ait le temps de s'installer dans le guide. En effet la désadaptation entre le mode d'injection de la gaussienne à l'entrée et le mode guidé entraîne des pertes par réflexion accompagnées d'un temps de stabilisation du mode guidé. Les pertes de propagation du mode guidé doivent donc être calculées sur une zone éloignée de la zone de stabilisation du mode. Nous verrons par la suite que cette distance est de l'ordre de 10 à 15 µm pour la simulation d'un guide W₁ sur substrat épais.

D'autre part plus la structure est longue, plus la précision sur les pertes sera grande, car nous verrons que sur des petites distance la valeur de la transmission fluctue localement à cause de la périodicité de bords de ces types de guide en cristal photonique. Les effets liés à cette corrugation des bords seront abordés plus loin dans ce chapitre. Pour ces simulations la distance de propagation Lc est de l'ordre de 30 à 40 µm soit 80 à 100 périodes.

En ce qui concerne la troisième dimension L_c , c'est le type de confinement vertical par contraste d'indice qui détermine sa longueur. Elle varie beaucoup selon la technologie utilisée. En effet, pour une membrane le champ est confiné verticalement sur quelques 100 nm seulement. Par contre pour des structures à faible confinement vertical autrement dit à faible contraste d'indice, le champ peut s'étaler sur plusieurs µm. Pour nos simulations sur substrat épais de type InP / InGaAsP la quasi-totalité du champ s'étale sur 2 µm. Dans ce cas nous choisirons une valeur de Lc un peu supérieure à cette valeur. Le volume cellulaire sera moins important dans le cas des membranes donc le temps de simulation et la mémoire requise seront plus faibles. Ainsi à taille mémoire égale, une plus grande précision de calcul peut être obtenue dans les structures à base de membrane. La précision est liée au maillage c'est-à-dire au nombre de points.

• Choix du maillage

Le maillage est constitué du réseau de points à partir desquels sont calculés les champs dans toute la structure. Plus ce nombre de point est important, plus le maillage est fin, et plus la précision et le temps de résolution sont grands. Afin d'assurer une bonne convergence de l'algorithme, une condition sur les pas d'espace, Δx , et de temps, Δt , doit être remplie. Celleci exprime que la vitesse « numérique », $\Delta x/\Delta t$ doit être plus grande que la vitesse physique de l'onde qui se propage dans le matériau, c. Les pas doivent donc vérifier la relation de Courant, $c\Delta t < \Delta x$.

Afin d'optimiser le couple précision - temps de calcul, nous avons étudié l'évolution de la transmission en fonction de la taille du maillage en d'autres termes en fonction du nombre de points. Cette étude à été faite pour un incrément spatiale dans les trois dimensions compris entre 35 et 100 nm. La figure 3.9 montre l'évolution de la transmission en fonction de cet incrément spatial. On observe une convergence significative de la transmission à partir d'un maillage de 60 nm. C'est cette valeur que nous avons choisie pour les études systématiques sur les pertes de propagation. Cette valeur était de 10 nm pour les simulations bidimensionnelles. On peut remarquer sur ces caractéristiques de transmission une première zone non linéaire qui correspond à la distance de stabilisation du mode guidé qui est due à une désadaptation à l'entrée entre le mode injecté et le mode guidé. Cette désadaptation est ici faible car l'indice effectif de la gaussienne d'injection possède un indice effectif proche du mode guidé.



Evolution de la transmission en fonction du maillage

Figure 3.9 : Evolution de la transmission dans un guide W_1 sur substrat InP, en fonction de la finesse du maillage. On observe une convergence de la transmission pour un maillage de 60 nm.

III. 2.1 Calcul des pertes de propagation

L'utilisation de la méthode tridimensionnelle décrite précédemment a été appliquée à l'étude de la transmission dans les différents guides [15]. La figure 3.10 représente la transmission (en décibels) en fonction de la distance de propagation exprimée en μ m. Les calculs des différentes pentes ¹ permettent ainsi d'obtenir les pertes de propagation linéiques globales exprimées en dB.cm⁻¹. Il est à noter que ces calculs sont faits sur des régimes bien établis loin de la zone d'injection où il y a une désadaptation entre le mode d'entrée et le mode guidé.

Les longueurs d'onde d'excitation dans chacun des guides sont déterminées en examinant à la fois la réponse fréquentielle et le diagramme de dispersion obtenu par la méthode de l'indice effectif. Rappelons ici que pour les guides en cristaux photoniques W_1 , nous avons choisi d'exciter des modes qui se situent sur la bande Og_1 et au dessus du cône de lumière. Pour le guide sur W_1 sur substrat épais, le réseau est calculé pour obtenir ce régime autour de 1.55 µm. Il en est de même pour le guide ruban équivalent. Pour le guide sur membrane une longueur d'onde de 1.6 µm est utilisée. Pour W_3 , sur substrat épais, nous choisissons arbitrairement une valeur en milieu de bande passante, soit 1.8 µm dans le cas présent.



Caractéristique de transmission pour différentes structures de guide

Figure 3.10 : Caractéristique de transmission des guides : W_1 sur substrat, W_3 sur substrat et W_1 sur membrane.

¹ Les pentes peuvent également être exprimées en cm⁻¹ et en Neper :1 cm⁻¹ = 4.34 dB.cm⁻¹ = 1 Np

Les résultats numériques de la transmission dans chaque guide figurent dans le tableau 3.2 qui indique les pertes de propagation exprimée en dB. cm⁻¹ en fonction de la longueur d'onde d'injection. Ces résultats permettent de faire les trois études comparatives suivantes : (i) guide W_1 sur membrane et sur substrat, (ii) guide classique et guide en cristal photonique, (iii) guides W_1 et W_3 .

	W _{1 substrat}	W _{1 membrane}	W _{3 substrat}	Ruban
Pertes en dB.cm ⁻¹	377	550	80	50
λ en μm	1.55	1.6	1.8	1.55

Tableau 3.2 : Valeurs numériques des pertes de propagation pour différentes topologies de guide. Dans tous les cas les modes excités se situent dans le cône de lumière.

Etude 1 : Comparaison entre le guide W1 sur membrane et sur substrat InP

Les calculs des pentes révèlent des pertes de 377 dB.cm⁻¹ pour le guide sur substrat autour de λ =1.55 µm; cette estimation numérique est cohérente avec la caractérisation en transmission de pertes sur un guide W₁ inscrit dans une structure InP/InGaAsP [18]. Pour la structure de type membrane, les pertes sont estimées à de 550 dB.cm⁻¹ autour de λ = 1.6 µm. Dans les deux cas, les modes guidés se situent au dessus du cône de lumière où ils peuvent se coupler fortement avec les modes rayonnés.

Concernant le guide W_1 sur membrane, la figure 3.11 montre la composante Ex dans l'axe du confinement vertical du champ, au milieu du guide. On observe nettement sur cette carte de champ le rayonnement hors plan de part et d'autre de la membrane qui figure en pointillé. Ce rayonnement dans l'air justifie les pertes de propagation calculées. Les nœuds et les ventres du champ électromagnétique sont ici représentés sur une distance 5 périodes.



Figure 3.11 : Coupe transversale du guide W_1 sur membrane représentant la composante Ex du champ électromagnétique associé au mode guidé. On observe le rayonnement dans l'air de part et d'autre de la membrane.

Dans le cas du guide W_1 sur substrat, le mode guidé autour de $\lambda = 1.55 \mu m$ se situe à la fois au dessus de la ligne de lumière et au dessus de la ligne de substrat ; il se couple donc aux modes radiatifs de l'air et du substrat.

La figure 3.12 montre la composante Ex du champ électromagnétique dans une coupe selon l'axe de propagation et au milieu du guide W_1 . Cette carte de champ montre ainsi la répartition spatiale du champ dans la direction de croissance de l'hétérostructure, et sur une distance de propagation de 25 µm. On observe un étalement important du champ dans toute la structure en cristal photonique qui est gravée sur une profondeur d, de 2 µm. Le champ se concentre majoritairement dans la couche en InGaAsP qui possède l'indice le plus élevé, et la queue d'évanescence associée s'étale dans le substrat. On comprend clairement ici l'importance de la profondeur des trous gravés qui doivent intercepter le maximum de ce champ étalé pour pouvoir guider la lumière dans le plan du cristal photonique.

Par ailleurs on observe de part et d'autre de la structure gravée le rayonnement du champ dans l'air et le substrat, source supplémentaire de perte, inévitable dans les structures verticales à faible contraste d'indice. Mais quelles sont les proportions respectives de ces deux contributions ?

Le calcul de la puissance surfacique sur des ports situés de part et d'autre de la structure a montré la répartition suivante : 2/3 dans le substrat et 1/3 dans l'air.



Figure 3.12 : Coupe transversale du guide W_1 sur substrat InP représentant la composante Ex du champ électromagnétique associé au mode guidé. On observe le rayonnement dans l'air et le substrat de part et d'autre de l'hétérostructure confinante gravée sur une profondeur d, de 2 μ m.

Le calcul du mode effectif montre que la quasi-totalité du champ s'étale sur environ deux microns de profondeur, au-delà la densité du champ transportée par la queue d'évanescence est très petite. Le bon recouvrement du mode guidé avec les trous devraient en principe limiter le rayonnement dans le substrat, mais les simulations montrent que les pertes restent élevées. C'est la suite de cette analyse sur les pertes de propagation qui va nous permettre de comprendre l'origine de ces pertes résiduelles liées à la nature périodique des cristaux photoniques. Si la profondeur des trous est un paramètre important pour capturer la puissance du mode propagé, il n'est pas unique. La corrugation des bords du guide (aussi bien sur substrat épais que sur membrane) apparaît toute aussi importante.

CONCLUSION PARTIELLE :

En conclusion, cette première analyse des résultats montre qu'au dessus du cône de lumière les deux voies, membrane et substrat épais sont soumises à des pertes par rayonnement importantes. Le fort confinement du champ dans la membrane induit même des pertes légèrement supérieures à celles calculées sur substrat épais. Ce comportement de la membrane au dessus du cône de lumière semble en accord avec les prévisions théoriques même si des études complémentaires sont nécessaires pour valider cette proposition. Enfin pour l'approche substrat, malgré le bon recouvrement du champ avec les trous gravés sur deux μm , on observe un couplage important du mode guidé avec les modes du substrat.

Etude 2 : Guide classique et guide en cristal photonique

La tableau 3.2 montre que les pertes de propagation sont beaucoup plus élevés dans le guide en cristal photonique que dans le guide ruban. Les calculs indiquent des pertes de 50 dB.cm⁻¹ pour le guide ridge qui n'est pas optimisé, contre 377 dB. cm⁻¹ pour le guide en cristal photonique. La structure verticale est identique pour les deux dispositifs ce qui implique que l'origine des pertes dans le cristal photonique n'est pas seulement liée au guide planaire qui le compose. Ainsi c'est la nature intrinsèque du guide en cristal photonique qui contribue de manière prédominante au rayonnement dans l'air et le substrat. En réalité c'est l'aspect discontinu des bords du guide en cristal photonique qui interagit avec le mode guidé et provoque un couplage de ce mode avec les modes radiatifs. Par la suite, nous développerons plus en détail les effets de corrugation à travers l'étude du guide W_1 sur substrat épais. La figure 3.13 montre une carte de champ dans la couche confinante des deux guides, à gauche le guide corrugué en cristal photonique, à droite le guide ruban à bords continus.

Il est à noter que l'on trouve souvent dans la littérature des pertes mesurées plus élevées dans les guides de type ruban. Ceci s'explique par l'extrême sensibilité de ces structures aux imperfections technologiques comme la rugosité des flancs de gravure; on se rapproche alors du cas du guide en cristal photonique, mais avec une corrugation non périodique. Les études numériques ne prennent pas toujours en compte ces sources de pertes mais ont l'avantage de pouvoir comparer sans ambiguïté les pertes de propagation intrinsèques aux structures de guidage. Enfin des études ont montré que la tendance s'inverse également pour des guides plus larges, comme le guide W_3 .



Figure 3.13 : Composante Ex du champ associé au mode guidé dans la couche confinante en InGaAsP. A gauche : un guide W_1 à bords discontinus ; à droite : un guide ruban à bords continus de même largeur W_1 .

Etude 3 : Guide en cristal photonique de largeur W₁ et W₃

Cette étude numérique révèle également l'influence de la largeur des guides en cristal photonique sur les pertes de propagation. A ce sujet, on note des pertes de 377 dB.cm⁻¹ pour le guide W_1 contre 80 dB.cm⁻¹ dans le guide W_3 . Signalons qu'ici, plus que la performance c'est l'ordre de grandeur des pertes qui est important. En effet, les valeurs que nous donnons évoluent en fonction de la longueur d'onde de travail. On retiendra donc principalement les ordres de grandeurs à savoir plusïeurs centaines de dB.cm⁻¹ pour les guides W_1 , plusieurs dizaines de dB.cm⁻¹ pour les guides W_3 , ceci sans optimisation particulière.

Ces résultats numériques sont en accord avec les résultats expérimentaux de la littérature [16,17,18]; en effet des pertes de l'ordre de 50 dB.cm⁻¹ ont été caractérisées (en transmission) sur des guides W_3 inscrit dans une hétérostructure très similaire à celle que nous présentons. Notons également la mesure de pertes de l'ordre de 1.9 dB.cm⁻¹ pour un guide W_9 et 25 dB.cm⁻¹ pour un guide W_5 [19].

Concernant le guide W_1 , guide le plus étroit, sans modification particulière de la topologie, des pertes ont été estimées expérimentalement ou numériquement sur une structure de type membrane, au dessus et en dessous du cône de lumière. Au dessus du cône de lumière les pertes sont très élevées comme nous avons pu le montrer ici. En dessous de cette limite, les pertes théoriques sont nulles, des mesures expérimentales indiquent quelques dB.cm⁻¹ [20,21].

Cette évolution des pertes en fonction de la largeur des guides a déjà été constatée [5] et peut s'expliquer aisément avec l'analyse précédente qui a mis en évidence l'effet de la discontinuité des bords des guides sur le mode guidé. En effet, la carte de champ de la figure 3.14 montre que pour le guide W₃, plus large, une petite partie du champ voit la discontinuité des bords. Ainsi, l'énergie du mode reste majoritairement guidée et seule une petite fraction du champ se couple aux modes radiatifs de l'air et du substrat via la rugosité. En revanche dans un guide W_1 plus étroit, le champ est plus confiné dans le défaut et le recouvrement avec les trous est plus important. Les guides étroits en cristaux photoniques sont donc plus sensibles à la périodicité des bords qui couple les modes guidés aux modes à pertes.

Gardons à l'esprit l'une des limitations principales des guides larges à savoir leur caractère multimode qui peut être préjudiciable en termes de routage des ondes, le terme de pertes n'étant pas le seul facteur de mérite à envisager pour les applications.



Figure 3.14 : Composante Ex du champ associé au mode guidé dans la couche confinante en InGaAsP. A gauche : un guide W_1 ; à droite un guide W_3 .

CONCLUSION :

Cette étude comparative sur les pertes de propagation dans différentes structures guidantes a montré trois points essentiels :

Au dessus du cône de lumière les structures sur membrane à fort contraste d'indice se couplent davantage aux modes radiatifs de l'air et possèdent des pertes légèrement plus élevées que les structures sur substrat épais (à trous profonds). Pour les cavités où le couplage avec les modes radiatifs est inévitable l'approche membrane n'est plus avantageuse.

La comparaison entre un guide ridge et un guide en cristal photonique indique que les guides cristaux photoniques possèdent des pertes de propagation intrinsèques à leur structuration périodique.

Plus les guides en cristal photonique sont étroits plus ces pertes sont élevées.

III. 2. 2 Optimisations des pertes dans les guides en CP

Les trois études comparatives précédentes montrent qu'optimiser le terme de pertes dans un guide à cristal photonique n'est pas une tâche aisée. Les lignes de lumière ou de substrat sont intangibles et les contourner implique des raffinements structuraux qui peuvent parfois se révéler incompatibles ou inutiles pour la création de fonctions de routage plus complexes. Au-delà du terme de perte, d'autres considérations, telles que la vitesse de propagation de l'onde optique par exemple, ne doivent pas être oubliées.

Avant d'analyser en détail l'influence de la corrugation des bords des guides sur les pertes, nous chiffrons dans la suite comment optimiser le terme de pertes en jouant respectivement sur la profondeur des trous dans le cas du guide W_1 sur substrat épais et sur la géométrie du guide W_1 sur membrane.

Profondeur des trous

La figure 3.15 montre le profil schématique du champ vertical dans la structure sur substrat épais. Pour une profondeur de trous largement inférieure à la longueur de pénétration du mode dans la structure, il y a un mauvais recouvrement entre le champ associé et le cristal photonique. Les zones en rouge sur la figure illustrent ce mauvais recouvrement. Toute l'énergie qui n'est pas interceptée par le cristal est perdue car elle n'est plus guidée dans le plan par l'effet de bande interdite. Il est donc essentiel de réaliser des gravures de trous profondes afin maximiser l'interaction entre le champ associé au mode guidé et le cristal photonique.



Mauvais recouvrement du champ avec le cristal



Notre méthode FDTD 3D met en évidence la grande sensibilité de la transmission des guides sur substrat à la profondeur des trous. En effet, nous avons calculé les pertes de propagation dans un guide W_1 pour des profondeurs de trous comprises entre 1 et 3 µm. La figure 3.16 montre les caractéristiques de transmission du guide pour chaque profondeur de trous. Ce réseau de caractéristiques permet de tracer l'évolution des pertes de propagation en fonction de la profondeur des trous du cristal photonique. Dans tous ces calculs la longueur d'onde d'injection est fixée à 1.55µm.

On observe une première zone de gravure, de 1 à 1.5 μ m, pour laquelle les pertes varient de manière drastique : de 500 à 3500 dB.cm⁻¹. Cette première observation montre l'extrême sensibilité de la transmission du guide à la profondeur des trous dans les zones où la densité de champ est élevée. Cette sensibilité devient moins accrue lorsque l'on se situe dans la queue d'évanescence du champ. En effet, la figure 3.16 montre qu'à partir d'une profondeur de 1.5 μ m, on a une saturation des pertes. Cette saturation est à priori inattendue car le calcul du profil du champ dans la structure verticale montre que la queue d'évanescence s'étale bien au-delà de cette valeur. Néanmoins, la quantité d'énergie transportée reste faible par rapport à la totalité.

Ainsi les pertes deviennent progressivement constantes à partie de 1.5 µm et à 2 µm les pertes n'évoluent presque plus alors que le champ n'est qu'en partie intercepté par le cristal. Ceci signifie qu'à partir de cette profondeur limite les pertes liées au cristal photonique bidimensionnel deviennent prédominantes et la profondeur des trous n'exerce plus de réel impact sur la transmission du guide.



Pertes de propagation en fonction de la profondeur des trous gravés

Figure 3.16 : Evolution des pertes de propagation dans guide W_1 sur substrat InP en fonction de la profondeur des trous gravés .La courbe met en évidence une valeur seuil à partir de laquelle les pertes par diffraction deviennent prédominantes, la profondeur des trous n'exerce plus d'effet.

En conclusion, cette étude du guidage dans les hétérostructures à faible contraste d'indice montre qu'en dessous d'une certaine valeur limite imposée par la structure verticale, les pertes varient considérablement et peuvent devenir extrêmement élevées : dans notre structure pour une profondeur de 1 μ m les pertes s'élèvent à 3500 dB.cm⁻¹. Il paraît clair que la maîtrise de la gravure autour de cette valeur s'impose au risque d'obtenir des pertes exorbitantes. De plus, au-delà de 1.5 μ m, les efforts technologiques deviennent secondaires car le mécanisme de pertes lié à la discontinuité des bords du guide devient prédominant.

Modification de la géométrie

Pour compléter notre étude, nous présentons ici les résultats de travaux menés par plusieurs équipes de recherche qui étudient spécifiquement les guides sur membrane.

Les résultas sont clairs, au dessus du cône de lumière les guides sur membrane possèdent des modes guidés fortement couplés aux modes radiatifs de l'air. Nous avons estimé ces pertes de propagation à quelques centaines de dB par centimètre dans un guide W_1 . Pour limiter considérablement ces pertes il nécessaire d'exploiter les modes localisés qui ne peuvent pas rayonner dans l'air. Les diagrammes de dispersion montrent que dans le cas d'un guide W_1 la plage fréquentielle de la bande Og_1 qui se situe sous le cône de lumière n'est pas facilement exploitable. En effet, à cause du repliement du mode fondamental en bord de zone de Brillouin, cette partie de la bande Og_1 est très plate, les modes associées possèdent donc des vitesses de groupe très faibles. De ce fait seule une toute petite plage fréquentielle sous la cône de lumière est exploitable.

En résumé pour un guide W_1 sur membrane, la figure schématique 3.17 (à gauche) montre que deux situations peuvent se produire :

- le mode se situe au dessus du cône de lumière, il est donc soumis à des pertes élevées par couplage aux modes de l'air mais sa vitesse de groupe est exploitable.
- le mode est sous le cône de lumière, il reste confiné dans la membrane et ne rayonne pas dans l'air mais sa vitesse de groupe est très faible.



Figure 3.17 : A gauche, diagramme de dispersion schématique d'un guide W_1 (bande Og_1) sur membrane : les modes sous le cône de lumière sont lents. A droite, l'insertion d'une rangée de trous décale les modes vers les hautes longueurs d'onde et augmente la dispersion sous le cône de lumière.

Dans le cas des membranes et sous le cône de lumière, il serait intéressant de pouvoir augmenter la dispersion du mode tout en gardant le caractère monomode. Pour cela des équipes qui travaillent sur l'étude des membranes [22] ont cherché à augmenter la dispersion du mode par une redistribution de l'indice. En effet il est possible en jouant sur le facteur de remplissage de modifier la position en fréquence des bandes. Par exemple, en diminuant le facteur de remplissage il est possible de décaler la bande Og_1 vers les basses fréquences, ce qui permet d'obtenir une petite zone monomode d'une centaine de nanomètres avec une vitesse de groupe significative.

Une autre solution plus compliquée à réaliser technologiquement a été proposée. Elle consiste en l'insertion d'une rangée de trous plus petits décalée de a/2. Cette solution permet de créer une zone de 400 nm sous le cône de lumière présentant une dispersion adaptée au guidage. Pour les deux configurations, les mesures ont mis en évidence des pertes de propagation de l'ordre de 50 cm⁻¹. Ces résultats sont encourageants car ils permettent de réduire considérablement les pertes, quasiment d'un facteur 10. Ces résultats montrent que dans ces conditions, les performances de guides étroits en cristaux photoniques peuvent être améliorées. Cependant lorsque l'on joue sur le facteur de remplissage en air, la zone spectrale sous le cône de lumière reste très petite. Cette zone est plus large lorsque l'on insère une rangée de trous décalée mais la technologie est plus délicate, car les motifs deviennent petits et très proches.

Cet exemple d'optimisation dans les guides sur membrane n'est sûrement pas le seul, on pourra même trouver dans la littérature une approche hybride ruban/cristal photonique. Si les performances semblent ici très prometteuses, cela se fait au dépend de la compacité et de la simplicité de conception de dispositifs plus complexes, de type coupleur par exemple.

III. 2. 3 Influence de la corrugation sur les pertes dans les guides à CP

Pour clore cette étude, il apparaît assez clairement que les guides en cristaux photoniques sont soumis à des pertes liées au cristal bidimensionnel lui-même plutôt qu'à l'architecture du guide planaire. En réalité, suite à un effet de diffraction de l'onde guidée par les trous de la première rangée, le mode guidé se couple aux modes radiatifs. Dans nos structures à défauts, les pertes par rayonnement liées à cette diffraction dépendent de la longueur d'onde dans le matériau , et il est possible de réduire ces pertes d'un facteur deux en jouant sur la longueur d'onde d'injection.

La théorie des modes couplés [23] a montré l'existence de propriétés spécifiques liées à la nature périodique des bords des guides en cristaux photoniques. Par ailleurs, notre étude sur les structures 2,5D a permis d'identifier l'impact de cette corrugation des bords des guides sur les pertes de propagation. En effet, l'étude de la transmission dans un guide en cristal photonique et un guide ruban de même largeur a permis de décorréler les contributions respectives du guide planaire seul et du cristal photonique bidimensionnel. La contribution du cristal périodique s'avère importante et plus particulièrement dans les guides étroits qui sont soumis à des pertes de propagation élevées, de l'ordre de quelques centaines de décibels par centimètre. Il apparaît que cette discontinuité des bords soit à l'origine d'un effet de diffraction de l'onde guidée par les trous des bords du guide. Cette diffraction génère des composantes dans toutes les directions. Celles qui sont dans le plan restent guidées par l'effet de bande interdite du cristal, les autres composantes peuvent facilement se coupler aux modes radiatifs car le cristal, pour le facteur de remplissage considéré ici, ne possède pas de bande interdite complète et ces composantes se retrouvent déconfinées dans le plan.

Afin de comprendre cet effet nous avons analysé la carte de champ dans le plan de la première rangée de trous. Cette carte met en évidence la reproduction périodique d'un ensemble de nœuds et de ventres du champ électromagnétique, comme si la longueur d'onde propagée dans le matériau semblait modulée par la périodicité des trous. Cette hypothèse implique une variation de la période de l'onde modulée en fonction de la longueur d'onde guidée dans le matériau. Nous avons vérifiée cette hypothèse en traçant l'intensité du champ dans l'axe des trous pour plusieurs longueurs d'onde d'injection. La figure 3.18 représente l'évolution en fonction de la longueur d'onde, de la composante Ex du champ, dans l'axe de la première rangée de trous du guide W_1 sur substrat InP. On observe clairement une modification de la période de l'onde d'injection la période de l'onde d'injection. Pour chaque longueur d'onde d'injection la période de l'onde modulée en fonction de la longueur d'onde d'injection la période de l'onde modulée en fonction de la longueur d'onde d'injection. Pour chaque longueur d'onde d'injection la période de l'onde modulée dans la matériau correspond à N.a où a est la période du cristal photonique et N un nombre entier. Ceci signifie que pour ces valeurs de N la longueur d'onde dans la matériau est en phase avec la périodicité des bords, on observe alors le couplage du mode guidé avec les modes radiatifs. Plus grande apparaît cette pseudo-période, plus faibles sont les pertes.


Figure 3.18 : Composante H_X du champ électromagnétique dans le plan YZ (coupe dans l'axe du guide), Z étant la direction de propagation, Y la direction de confinement vertical. La carte de champ du mode guidé est représentée pour trois longueurs d'onde d'injection : 1.42, 1.5 et 1.68 µm. On observe une modulation de l'onde guidé par les bords du guide ; la pseudo-période varie en fonction de la longueur d'onde injectée (a est la période du cristal photonique).

Parallèlement à cette modulation de l'onde guidée par la périodicité des bords nous observons une dépendance des pertes en fonction de la longueur d'onde injectée. Nous nous sommes ainsi intéressés à l'évolution des pertes de propagation, dans un guide W_1 sur substrat InP et ayant une profondeur de trous de 1.5 μ m, en fonction de la longueur d'onde d'injection. La figure 3.19 montre cette évolution des pertes de propagation dans ce guide en cristal photonique. Entre 1.42 et 1.68 μ m les pertes sont multipliées par deux et sont comprises entre 300 et 650 dB .cm⁻¹. Cette dernière analyse semble ici nous conduire vers la valeur optimale des pertes de propagation dans notre guide W_1 sur substrat InP qui devrait être un peu inférieure à 300 dB.cm⁻¹ à la longueur d'onde 1.42 μ m pour une profondeur de trous plus importante.



Figure 3.19 : Evolution des pertes dans un guide W_1 sur substrat InP en fonction de la longueur d'injection. La valeur des pertes est minimale en bord de bande passante, loin du cône de lumière.

Cette analyse des pertes en régime continu semble en accord avec la réponse fréquentielle du guide W_1 qui est représentée sur la figure 3.20. En effet la transmission présente une valeur maximale en bord de bande, pour les longueurs d'onde faibles (a/ λ grand).

Ce résultat peut apparaître étonnant, car il montre que les pertes augmentent alors que l'on se rapproche du cône de lumière au-delà duquel les pertes deviennent théoriquement très faibles. On voit ici tout l'intérêt de l'approche tridimensionnelle permettant de prendre en compte la finitude du système dans la troisième direction qui permet d'obtenir des résultats loin d'être triviaux et mettant parfois à mal des raisonnements asymptotiques. Ajoutons que cette augmentation des pertes au voisinage du cône de lumière a été observée expérimentalement [24].

Enfin, notons ici la bonne correspondance entre les réponses fréquentielles bi et tridimensionnelles. En effet, on observe un bon recouvrement spectral entre les bandes passantes 2D (chapitre 2) et 3D du guide. Rappelons que le calcul bidimensionnel a été effectué avec une matrice de diélectrique d'indice l'indice effectif du mode guidé qui est de 3.23. Ce résultat valide la méthode de l'indice effectif qui est beaucoup plus rapide. Cependant nous remarquerons au passage que pour l'approche bidimensionnelle l'information de pertes est inexistante dans la bande passante car la transmission reste constante sur cette plage spectrale. C'est pour cette raison que l'on observe en 3D un creux de transmission aux alentours de λ =1.6 µm, inexistant dans la bande passante 2D. En réalité à cette longueur d'onde c'est le mode Eg₁ (voir diagramme 2D du guide W₁ dans le chapitre 2) qui possède des pertes de propagation très élevées, de l'ordre de 1200 dB.cm⁻¹ [25], qui est à l'origine de ce creux de transmission. Réponse spectrale du guide W1 tridimensionnel sur substrat InP



Figure 3.20 : Réponse fréquentielle du guide W_1 sur substrat. On observe une bande passante comprise entre 1.4 et 1.7 µm ainsi qu'une décroissance de la transmission entre 1.48 et 1.65 µm.

Finalement les pertes par diffraction limitent les propriétés de guidage des structures en cristal phoniques, notamment pour les guides étroits. On peut diminuer les pertes en diminuant le facteur de remplissage [26], mais la largeur de la bande interdite se trouve réduite. C'est ainsi que Tünnerman et al. proposent de limiter les effets de diffraction dans des cristaux sans défauts, en exploitant les zones particulières du diagramme de dispersion pour lesquelles toutes les vitesses de groupe ont une direction constante, quelle que soit le vecteurs d'onde [27]. De même, des structures hybrides 2D/3D [28] ou encore unidimensionnelles [29] ont été proposées afin de limiter les pertes hors plan dues à la corrugation.

CONCLUSION PARTIELLE:

En conclusion, des optimisations sur la topologie des guides en cristaux photoniques permettent de réduire considérablement les pertes de propagation. Pour les structures à base de membrane ces optimisations conduisent expérimentalement à des pertes très faibles de l'ordre du dB par cm dans un guide W_1 .

Les pertes restent élevées dans les hétérostructures à faible contraste d'indice, elles sont néanmoins optimisables; la grande sensibilité de la transmission à la profondeur des trous gravés en est la preuve.

III. 3.1 Introduction

L'analyse bidimensionnelle basée sur une méthode aux valeurs propres en milieu infini nous a permis d'étudier les propriétés modales des cristaux photoniques avec ou sans défauts. Une étude préalable sur des défauts isolés comme le guide W_1 ou la cavité H_1 nous a permis d'aborder des structures plus complexes à base de plusieurs défauts couplés. C'est d'ailleurs en se basant sur le concept du couplage guide-cavité que nous avons pu déterminer une topologie de coupleur à insertion-extraction d'onde de type « add-drop ». Une analyse modale progressive nous a conduit à la détermination de plusieurs architectures de coupleurs permettant de réaliser de bonnes performances de routage à la fois en terme de directivité, sélectivité, de couplage et de compacité.

La figure 3.21 rappelle la topologie du coupleur backward qui est composée de deux guides W_1 séparés par une zone de couplage à base de deux cavités H_1 couplées. La réponse fréquentielle de cette géométrie montre un point de fonctionnement caractéristique pour lequel 98% de l'énergie qui injectée dans la direction 1 est transmise dans la direction 4. Pour ce type de transfert un coefficient de qualité, relatif aux éléments couplés et ne prenant pas en compte la troisième direction, a été estimé à 350.



Figure 3.21 : A gauche : Architecture du coupleur backward composée de deux guides W_1 séparés par une zone de couplage constituée de deux cavités couplées. L'analyse bidimensionnelle à montré un transfert de 98,5% de l'énergie injectée en 1 vers 4, associé à un coefficient de qualité de 350. L'intensité de la composante Ex du champ figure à droite.

Si l'étude bidimensionnelle a été enrichissante sur le plan modal et temporel, par la détermination des temps de couplage, elle reste insuffisante. En effet, les points de fonctionnement comme celui du transfert backward montrent de très bonnes performances au niveau du couplage et de la directivité : mais que deviennent ces performances lorsque

l'on considère le système réel ouvert ? Que devient le facteur de qualité du couplage ? On peut appréhender la durée de vie des photons dans la cavité, comment vont-ils se coupler avec les modes rayonnés ?

Cette étude a pour but de valider les performances de couplage obtenus par une approche bidimensionnelle. A priori, le couplage avec les modes rayonnés devraient bien sûr introduire des pertes de propagation dans les guides, que nous connaissons déjà, mais aussi des pertes de couplage liées au facteur de qualité du système tridimensionnel. Notre étude se poursuit donc par l'étude tridimensionnelle du filtre add-drop en fonctionnement backward.

III. 3.2 Etude fréquentielle du « coupleur backward »

L'analyse des performances du coupleur add-drop dans un système réel tridimensionnel prenant en compte la structure verticale InP/InGaAsP, commence par une étude fréquentielle du dispositif de couplage. La réponse fréquentielle obtenue par transformée de Fourier du signal transmis dans chaque direction est représentée sur la figure 3.22. On observe un pic de transmission dans la direction 4 à la longueur d'onde de 1.68 µm.²



Figure 3.22 : Réponse fréquentielle du coupleur backward tridimensionnel. On observe un pic de transmission dans la direction 4 à la longueur d'onde de $1.68 \mu m$.

² Notons que cette valeur du point de fonctionnement en régime backward diffère de celle obtenue par l'analyse bidimensionnelle pour laquelle l'indice du diélectrique était de 3.32, alors que l'indice effectif du mode guidé est de 3.24. S'ajoute à cet écart l'imprécision de la transformée de Fourier en 3D.

La méthode est la même que pour l'étude des pertes de propagation dans les guides, cependant la difficulté est tout autre. En effet pour des grands facteurs de qualité ou encore des transferts sélectifs, le maillage doit être beaucoup plus fin est donc la loi de courant impose une discrétisation temporelle très petite ce qui conduit à des temps de calcul énormes. La figure 3..22 présente la réponse fréquentielle du coupleur backward qui a été calculée à partir d'un maillage de 30 nm. On remarque qu' à ce point de fonctionnement l'atténuation n'est pas très élevée, en d'autres termes une partie de l'énergie ne semble pas voir la cavité globale du système et continue de se propager dans la direction 2. Au premier abord, cette caractéristique fréquentielle semble donc indiquer de moins bonnes performances du coupleur lorsque la finitude du système dans la troisième direction est prise en compte dans le modèle. On peut également remarquer un décalage entre les minima respectifs de la transmission vers 1 et 3 par rapport aux maxima vers 2 et 4. Y aurait-il modification partielle de la nature du mode propre suite à la prise en compte de la troisième direction ?

En réalité, comme le suggère le graphe et la suite de notre analyse numérique, c'est le manque de points c'est-à-dire le manque de précision qui explique majoritairement l'allure du spectre de transmission, qui est en fait incomplet. Des temps de calculs plus longs associés à un maillage plus fin pourraient sûrement permettre l'obtention d'un spectre de transmission plus précis. Cette étude montre donc les limites de la méthode pour l'analyse spectral de tels dispositifs, liées à un poids en calcul numérique trop important. Il est clair que le point de fonctionnement du régime backward et le facteur de qualité associé ne sont pas complètement définis pour la précision choisie.

III. 3. 3 Etude en régime continu : estimation des pertes de couplage

L'étude de la transmission en régime continu va nous montrer que le transfert backward est conservé. En effet, en dépit du manque de précision, nous avons cherché la réponse du système en régime continu, à la longueur d'onde correspondant au pic de transmission observé sur la réponse fréquentielle du coupleur (soit 1.68 μ m). L'évolution temporelle de la puissance transmise dans chaque direction est représentée sur la figure 3.23.

Plutôt qu'un transfert directif, on observe un couplage hybride correspondant à une équipartition de l'énergie dans les directions 2 et 4. Ces valeurs de puissances transmises semblent confirmées par la carte de champ 3.24 qui illustre bien un couplage hybride. Cette carte de champ « tridimensionnelle » représente la composante du champ Ex dans le plan du cristal photonique ainsi que dans la direction transverse à ce plan selon l'axe du guide.

Ces résultats ne sont pas en accord avec le spectre de transmission qui indique un transfert majoritaire dans la direction 4. Il y a donc un décalage spectral entre la réponse fréquentielle obtenu en régime impulsionnel et la réponse du régime temporel. En réalité ce transfert hybride correspond à la longueur d'onde de 1.66 µm sur le spectre de transmission. Ce décalage est très certainement lié au manque de précision lors du calcul fréquentiel.

Afin d'obtenir une estimation des pertes de couplage pour ce fonctionnement hybride, nous avons calculé la répartition des puissances transmises dans les quatre directions du système. Pour cela il est nécessaire de définir une zone de couplage effective, permettant de bien distinguer la puissance injectée ce celle qui est couplée. Cette distinction est nécessaire pour obtenir une estimation des pertes de couplage. La définition de cette zone de couplage repose sur la répartition du champ dans la structure. La figure 3.25 montre la surface effective de couplage. Des ports 1 à 4 ont ainsi été placés sur la limite de cette zone.



Figure 3.25 : Schéma de la surface effective de couplage



Évolution de la puissance transmise dans les différentes directions

Figure 3.23 : Puissance transmise dans les quatre directions du coupleur en fonctionnement backward.



Figure 3.25: Cartes de champ (amplitude de la composante Ex) du mode hybride en système fini tridimensionnel. En a : coupes dans le plan du cristal, et dans la direction transverse selon l'axe du guide. En b : coupe dans la direction transverse dans l'axe de la première branche de couplage.

Les trois caractéristiques du haut (figure 3.23) permettent de quantifier l'évolution de la puissance transmise avant la zone de couplage. Nous connaissons ainsi la puissance injectée dans la cavité globale du coupleur (83% de l'énergie totale injectée dans la structure). Les autres caractéristiques donnent la répartition de l'énergie dans les direction 2, 3 et 4. Le bilan d'énergie montre que le transfert est conservatif : quasiment toute l'énergie injectée dans la cavité est redistribuée dans les direction 2, 3 et 4.

	Injectée avant la cavité	Direction 2	Direction 3	Direction 4	Pertes
Energie (%)	83	32	36	8	7

Tableau 3.5 : Bilan d'énergie dans les quatre directions du coupleur.

Le tableau 3.5 indique les valeurs des puissances transmises dans les différentes directions. En faisant le bilan d'énergie on déduit que 5.81% de l'énergie injectée dans la cavité (soit 7% de l'énergie totale injectée) est perdue lors du couplage vers 3 et 4.

Si l'on souhaite comparer ce chiffre aux pertes de propagation linéiques, et que l'on considère une distance de propagation dans les branches de l'ordre de 10 μ m, les pertes de couplage sont de 32 dB.cm⁻¹, soit dix fois moins importantes. Remarquons que peu d'études tridimensionnelles de telles structures sont présentées dans la littérature, on pourra tout de même remarquer certains travaux qui mettent en évidence des transferts directifs à base de deux cavités monomodes couplées [30], un couplage de 78% est observé pour un facteur de qualité de 3000. On peut également trouver des résultats intéressants à partir de cavités L₅ couplées à hauts facteurs de qualité : des pertes de 0.7 dB et un facteur de qualité global de 7300 ont été observés [31]. Néanmoins il reste intéressant de souligner les faibles pertes de couplage (0.02%) observées dans un filtre de type add-drop plus classique à base d'un résonateur couplé à deux fibres optiques [32].

Cette étude tridimensionnelle en régime continu montre donc que cette topologie de coupleur en cristal photonique permet de réaliser des transferts directifs conservatifs. Le bilan d'énergie associé au transfert hybride montre que les pertes de couplage sont très faibles. La cavité globale du système ne dégrade pas le bilan énergétique. Ceci signifie que la la troisième direction de confinement associée au guide vertical ne dégrade pas le facteur de qualité du couplage. La durée de vie des photons dans la cavité est petite ce qui limite le couplage aux modes rayonnés.

Enfin, en appliquant le décalage en longueur d'onde entre les régimes continu et pulsé nous avons pu nous approcher du fonctionnement backward. La carte de champ relative à ce transfert tridimensionnel est représentée sur la figure 3.26. La quasi-totalité de l'énergie est transmise du port 1 vers le port 4.



Figure 3.26: Composante Ex du champ lors du couplage backward tridimensionnel. Il y a conservation du mode de transfert lorsque l'on prend en compte la finitude du système dans la troisième direction.

CONCLUSION

Au terme de cette étude, il apparaît qu'en dépit des difficultés d'interprétation liées à la précision numérique atteignable avec les moyens de calcul utilisés lors de cette thèse, que des régimes de fonctionnement de type couplage hybride ou transferts directifs puissent être obtenus dans des structures inscrites dans les cristaux photoniques bidimensionnels.

Comme pour les géométries présentées en fin de chapitre les dimensions de zone de transfert et de couplage sont extrêmement petites, il est loisible d'espérer pouvoir dépasser le compromis lié aux pertes qui, nous l'avons vu, sont importants lorsque l'on envisage la propagation dans les guides W_1 . Il est à noter que pour atteindre de très bonnes performances l'enjeu technologique est grand : il faut maîtriser les gravures profondes (forts rapports d'aspects supérieurs à 10) d'hétérostructures semi-conductrices et surtout avec des diamètres de trous très faibles (guide modifié avec rangées supplémentaires de trous) qui peuvent devenir inférieurs à 100 nm.

Nous allons dans le chapitre suivant, aborder ces différents thèmes relatifs à la fabrication de ces structures.

Bibliographie

[2] W. Kuang, C. Kim, A. Staplleton, W.J. Kim, J.D. O'Brien; Opt. Lett. 28; 1781 (2003).

[3] H. Benisty, D. Labilloy, C. Weisbuch, C.J.M. Smith, T.F Krauss, D. Cassagne, A. Béraud, C. Jouanin ; Appl. Phys. Lett. **76** ; 532 (2000).

[4] R. Ferrini, A. Berrier, L. A. Dunbar, R. Houdré, M. Mulot, S. Anand, D. De Rossi, A. Talneau ; Appl. Phys. Lett. 85 ; 3998 (2004).

[5] L. C. Andreani, M. Agio ; Appl. Phys. Lett. 82 ; 2011 (2003).

[6] R. Ferrini, B. Lombardet, B. Wild, R. Houdré, G.-H. Duan ; Appl. Phys. Lett. 82 ; 1009 (2003).

[7] M. Mulot, S. Anand, M. Swillo, M. Qiu, B. Jaskorzynska, A. Talneau ; J. Vac. Sci. Technol. B 21 ; 900 (2003).

[8] C. Sell, C. Christensen, G. Tuttle, Z.-Y. Li, K.-M. Ho; Phys. Rev. B 68; 113106 (2003).

[9] M. Okano, A. Chutinan, and S. Noda ; Phys. Rev. B 66 ; 165211 (2003).

[10] G. Johnson, P.R. Villeneuve, S. Fan, and J. D. Joannopoulos; Phys. Rev. Lett. B; 62; 8212 (2000).

[11] Z.-Y. Li and K.-M. Ho; Phys. Rev. Lett. 92; 063904-1 (2004).

[12] Q. Chen, Y.-Z. Huang, W.-H. Guo, L.-J. Yu; Opt. Commun. 248; 309 (2005).

[13] S. Hugues, L. Ramunno, J. F. Young, J. E. Sipe ; Phys. Rev. Lett. 94 ; 033903 (2005).

[14] M. Qiu; Appl. Phys. Lett. 81; 1163 (2002).

[15] S. Fasquel, X. Mélique, D. Lippens, O. Vanbésien ; Opt. Commun. 246 ; 91 (2005).

[16] A. Talneau, L. Le Gouezigou, N. Bouadma, M. Kafesaki, C.M. Soukoulis, M. Agio ; Appl. Phys. Lett. 80 ; 547 (2002).

[17] M.V. Kotlyar, T. Karle, M.D. Settle, L. O'Faolain, T.F. Krauss ; Appl. Phys. Lett. 84 ; 3588 (2004).

[18] A. Talneau, M. Mulot, S. Anand and Ph. Lalanne ; Appl. Phys. Lett. 82 ; 2557 (2003).

^[1] G. Johnson, P.R. Villeneuve, S. Fan, and J. D. Joannopoulos; Phys. Rev. Lett. B; 62; 8212 (2000).

Bibliographie

[1] G. Johnson, P.R. Villeneuve, S. Fan, and J. D. Joannopoulos; Phys. Rev. Lett. B; 62; 8212 (2000).

[2] W. Kuang, C. Kim, A. Staplleton, W.J. Kim, J.D. O'Brien; Opt. Lett. 28; 1781 (2003).

[3] H. Benisty, D. Labilloy, C. Weisbuch, C.J.M. Smith, T.F Krauss, D. Cassagne, A. Béraud, C. Jouanin; Appl. Phys. Lett. 76; 532 (2000).

[4] R. Ferrini, A. Berrier, L. A. Dunbar, R. Houdré, M. Mulot, S. Anand, D. De Rossi, A. Talneau ; Appl. Phys. Lett. 85 ; 3998 (2004).

[5] L. C. Andreani, M. Agio ; Appl. Phys. Lett. 82 ; 2011 (2003).

[6] R. Ferrini, B. Lombardet, B. Wild, R. Houdré, G.-H. Duan ; Appl. Phys. Lett. 82 ; 1009 (2003).

[7] M. Mulot, S. Anand, M. Swillo, M. Qiu, B. Jaskorzynska, A. Talneau ; J. Vac. Sci. Technol. B 21 ; 900 (2003).

[8] C. Sell, C. Christensen, G. Tuttle, Z.-Y. Li, K.-M. Ho; Phys. Rev. B 68; 113106 (2003).

[9] M. Okano, A. Chutinan, and S. Noda ; Phys. Rev. B 66 ; 165211 (2003).

[10] G. Johnson, P.R. Villeneuve, S. Fan, and J. D. Joannopoulos; Phys. Rev. Lett. B; 62; 8212 (2000).

[11] Z.-Y. Li and K.-M. Ho; Phys. Rev. Lett. 92; 063904-1 (2004).

[12] Q. Chen, Y.-Z. Huang, W.-H. Guo, L.-J. Yu; Opt. Commun. 248; 309 (2005).

[13] S. Hugues, L. Ramunno, J. F. Young, J. E. Sipe ; Phys. Rev. Lett. 94 ; 033903 (2005).

[14] M. Qiu; Appl. Phys. Lett. 81; 1163 (2002).

[15] S. Fasquel, X. Mélique, D. Lippens, O. Vanbésien; Opt. Commun. 246; 91 (2005).

[16] A. Talneau, L. Le Gouezigou, N. Bouadma, M. Kafesaki, C.M. Soukoulis, M. Agio ; Appl. Phys. Lett. 80 ; 547 (2002).

[17] M.V. Kotlyar, T. Karle, M.D. Settle, L. O'Faolain, T.F. Krauss ; Appl. Phys. Lett. 84 ; 3588 (2004).

[18] A. Talneau, M. Mulot, S. Anand and Ph. Lalanne ; Appl. Phys. Lett. 82 ; 2557 (2003).

[19] M. Augustin, H.-J. Fuchs, D. Schelle, E.-B. Kley, S. Nolte, A. Tünnermann ; Appl. Phys. Lett. 84 ; 663 (2004).

[20] S. J. McNab, N. Moll, Y. Vlasov; Opt. Express 11; 2927 (2003).

[21] M. Notomi, A. Shinya, S. Mitsugi, E. Kuramochi, H.-Y. Ryu; Opt. Express 12; 1551 (2004).

[22] Thèse de Marine Le Vassor D'Yerville, Université des Sciences et Techniques du Languedoc (2002).

[23] S. Olivier, H. Benisty, C. Weisbuch, C. J. M. Smith, T. F. Krauss, R. Houdré; Opt. Express 11; 1490 (2003).

[24] A. Talneau, M. Mulot, S. Anand, S. Olivier, M. Agio, M. Kafesaki, C. M. Soukoulis; Photon. and Nanostr. 2; 1 (2004).

[25] B. Lombardet, R. Ferrini, L. A. Dunbar, R. Houdré, C. Cuisin, O. Drisse, F. Lelarge, F. Pommereau, F. Poingt, G.-H. Duan; Appl. Phys. Lett. 86; (2005).

[26] T.F Krauss, R.M. De La Rue and S. Brand; Nature 383; 699 (1996).

[27] R. Illiew, C. Etrich, U. Peschel, F. Lederer, M. Augustin, H.-J. Fuchs, D. Schelle, E.-B. Kley, S. Nolte, A. Tünnermann ; Appl. Phys. Lett. 85 ; 5854 (2004).

[28] A. Chutinan, S. John, O. Toader ; Phys. Rev. Lett. 90 ; 123901 (2003).

[29] H. Taniyama and M. Notomi; Phys. Rev. B 71; 153103 (2005).

[30] Z. Zhang and M. Qiu; Opt. Express 13; 2596 (2005).

[31] K. H. Hwang and G. Hugh Song; Opt. Express 13 ; 1948 (2005).

[32] H. Rokhsari, K. J. Vahala ; Phys. Rev. Lett. 92 ; 253905 (2004).

Chapitre 4 :

Réfraction négative et isotropie dans des cristaux photoniques

Dans ce dernier chapitre, nous allons explorer d'autres propriétés des cristaux photoniques bidimensionnels. Au lieu d'étudier la propagation d'une onde via un défaut inséré dans une structure périodique à bande interdite, nous allons nous pencher sur les différents régimes de propagation que l'on peut obtenir au sein des bandes passantes de ces matériau. Cela nous mènera jusqu'au concept, très étudié depuis quelques années, de réfraction négative, et, de matériau gaucher.

Nous caractériserons et étudierons tout d'abord les « milieux main gauche », pour lesquels la vitesse de propagation de l'énergie d'une onde plane est orientée en sens opposé de la vitesse de phase. Cet effet, lié a la pente négative de certaines bandes, a engendré bien des controverses, spéculations et intérêts, tant du point de vue fondamental que des applications qu'il permet de concevoir. Il nous parait donc intéressant de commencer par une étude historique, débutant en 1968 par l'annonce de la possibilité d'existence de tels milieux. Toujours avec le souci de se concentrer sur des systèmes réels, nous détaillerons notamment deux grands types d'applications en optique : la lentille plate, et l'effet superlentille.

Enfin, nous étudierons les conséquences de l'anisotropie du cristal. Comment l'utiliser, par exemple pour obtenir un effet de réfraction original. Comment s'en affranchir, pour réaliser, à base de cristaux photoniques, des prototypes au comportement isotrope, ce qui peut être d'un très grand intérêt pour des applications optiques. Nous introduirons en particulier une technique, nouvelle à notre connaissance, pour quantifier l'isotropie d'une structure photonique.

IV. 1. 1 Point de vue historique

Bien avant que les cristaux photoniques soient d'actualité, V. G. Veselago remarquait [1], en 1968, que l'on peut concevoir, au moins théoriquement, l'existence de milieux dont la permittivité, ε , et la perméabilité, μ , sont simultanément négatives, sans que cela n'affecte la forme de la relation de dispersion. Dans le cas d'un milieu linéaire homogène isotrope, elle s'écrit en effet :

$$k^2 = n^2 \omega^2 / c^2$$
, où $n^2 = \varepsilon \mu$.

Alors qu'un changement simultané de signe pour ε et μ n'affecte pas la relation de dispersion ci-dessus, elle à des conséquences sur les champs **H** et **E**. Ainsi, dans le cas d'une onde plane, solution des équations de Maxwell, le trièdre habituellement direct, {**H**,**E**,**k**}, devient indirect. Il obéit donc à la « règle de la main gauche », ce qui explique le terme communément employé de « milieu main gauche », ou matériau gaucher.

En conservant la définition usuelle du nombre d'onde $k = n\omega/c$, le changement de sens de k peut se décrire en considérant un indice équivalent négatif, défini par $n = -\sqrt{\varepsilon\mu}$. Dans ces milieux, la vitesse de phase est alors en sens opposé au sens de propagation de l'énergie – vecteur de Poynting : $\vec{\Pi} = (c/4\pi)\vec{E} \wedge \vec{H}$. La vitesse de groupe et la vitesse de phase sont donc de signe opposés.

Remarquons que cette brève description est faite sous l'hypothèse de matériaux linéaires homogènes isotropes, qu'ils soient d'indice équivalent positif (main droite) ou négatif (main gauche). Les vitesses de phase et de groupe y sont alors colinéaires, pouvant être de même sens (main droite) ou de sens opposé (main gauche).

Cette situation est possible, quand la longueur d'onde dans le matériau est beaucoup plus grande que la période de structuration. Pour obtenir un effet main gauche tel qu'il est décrit ci-dessus, on doit donc trouver un point de fonctionnement qui remplisse cette condition. A priori, de grandes longueurs d'ondes peuvent apparaître, même si la fréquence du champ incident est relativement haute : il suffit en effet trouver un point de fonctionnement proche de Γ . Cependant, si la fréquence incidente est trop grande, on se situe alors au-dessus de la ligne de lumière, et le point de fonctionnement n'aurait aucun intérêt pratique, le couplage air / structure photonique devenant difficile. Cette contrainte, imposée par la ligne de lumière, nous impose d'utiliser des bandes relativement basses, qui correspondent à de faibles valeurs

du rapport ${}^{1}a/\lambda$. Il est donc très important, d'être capable de structurer des matériaux à des échelles petites devant la longueur d'onde incidente dans le vide que l'on souhaite utiliser.

IV. 1. 2 Approches métallique et diélectrique

Des matériaux main gauche métalliques

Compte tenu de la remarque précédente, on comprend aisément que pour des raisons techniques de fabrication, ce soit dans le domaine micro-onde qu'ont été initiées ces recherches. Historiquement, c'est à J. Pendry, pour la partie théorique, et l'équipe de Smith, pour la partie pratique, que l'on doit les premiers résultats sur une structure présentant un régime de propagation, à $\varepsilon < 0$ et $\mu < 0$.

L'obtention d'une permittivité négative découle directement des propriétés des métaux massifs, comme on le voit lorsqu'on utilise le modèle de Drude pour décrire l'évolution fréquentielle de la permittivité,

$$\varepsilon = \varepsilon_{\infty} (1 - \frac{\omega_0^2}{\omega^2})$$

Avec ω_0 , la fréquence plasma et ε_{∞} , permittivité quand $\omega >> \omega_0$

Ainsi, un métal est transparent au-dessus de sa fréquence plasma (quelques milliers de THz pour un métal massif standard), ce qui correspond à une perméabilité positive, alors qu'il est réfléchissant en dessous, la permittivité étant négative.

Aux fréquences optiques (200 THz), et a fortiori dans le domaine micro-ondes (quelques GHz), on obtient des valeurs de ε très grandes, et négatives : elles sont absolument inexploitables, à cause des fortes pertes qui les accompagnent. L'idée de J. Pendry a été de structurer le milieu pour faire descendre la fréquence plasma par un effet collectif [2]. La solution préconisée fut un réseau de fils métalliques très fins. Le milieu apparaît alors comme homogène, avec une fréquence plasma qui peut être fixée dans une vaste bande, selon les paramètres géométriques. Si cette approche fonctionne bien dans le domaine des micro-ondes, elle reste problématique aux très hautes fréquences, en infrarouge ou en optique, compte tenu des pertes attendues à ces fréquences dans les métaux.

¹ Comme cela était le cas dans les chapitres précédents, la longueur d'onde en jeu dans le rapport a/λ est bien sur la longueur d'onde dans le vide.



Figure 4.1 : Diagramme de bande dans le cas d'une structure hexagonale. La ligne en pointillé correspond au cône de lumière, le trait mixte au rapport $a/\lambda = 0.28$

Créer un milieu à perméabilité négative apparaît plus délicat. C'est aussi à J. Pendry que l'on doit le concept de résonateur en anneau fendu – Split Ring Resonnator – [3] une boucle métallique permet de créer une résonance dans la perméabilité, qui peut devenir négative. Associés en réseau, ces résonateurs montrent une perméabilité qui peut être négative sur une bande de fréquence. C'est en associant ces deux types de réseaux que Smith et ses collaborateurs ont montré expérimentalement l'existence d'un régime de propagation dans une bande où, pris séparément, chacun des sous-réseaux était réfléchissant [4]. Depuis cette première expérience, beaucoup d'autres ont été publiées, [5, 6, 7], améliorant à chaque fois les caractéristiques de transmission (par un meilleur agencement des sous réseaux pour éviter que les propriétés de l'un ne modifient celles de l'autre), ou en utilisant d'autres géométries. Citons par exemple des motifs de type Ω^2 , reliés entre eux, qui jouent à la fois le rôle de résonateurs magnétiques et de milieu à permittivité négative.

Retrouver un régime où la transmission est importante ne prouve pas qu'on a atteint des valeurs négatives pour ε et μ séparément, mais ces expériences ont été complétées par la mise en évidence d'une réfraction négative sur la base d'un prisme éclairé en incidence normale. La loi de Snell-Descartes a pu être généralisée à un indice de réfraction négatif. Pour l'instant, ces démonstrations fonctionnent à des fréquences de quelques GHz. Ce type d'approche

² Il s'agit de motifs dont la forme rappelle celle de la lettre Ω

peut-il être étendu aux longueurs d'ondes optiques de l'ordre du micromètre, qui nous intéressent dans ce manuscrit ?

Dans l'état actuel des recherches, on trouvera dans la littérature la démonstration d'une activité magnétique dans un réseau de résonateurs en anneau fendu, jusqu'à la fréquence de 100 THz. Ce résultat ne présage pas encore d'un régime de réfraction négative mais représente peut – être le début de l'incursion dans le domaine optique, ce qui avait été envisagé théoriquement par O'Brien et al. Néanmoins, des limitations induites par les pertes ou par un effet de saturation des résonances dans ce domaine de fréquences sont attendues et doivent être étudiées avec soin.

Une autre manière d'envisager ces effets plutôt qu'utiliser ε et μ , consiste à étudier les diagrammes de dispersion de ces milieux. On en tire par exemple des informations telles que la vitesse de phase, de groupe, qui sont de signe opposées, lorsque l'onde a un caractère main gauche, ce qui implique qu'elle se trouve en régime de réfraction négative.

Un effet main gauche dans les cristaux photoniques

Alors que la conception de milieux main gauche métalliques est basée sur la combinaison d'un milieu de permittivité négative, et d'un milieu de perméabilité négative [8], l'approche est complètement différente dans le cas de matériaux main gauche fabriqués à partir de diélectriques.

Veselago à montré [1], qu'un matériau main gauche est nécessairement fortement dispersif, sans quoi, l'énergie volumique pourrait s'écrire $U = \varepsilon E^2 + \mu H^2$, et serait alors négative. Il apparaît donc très naturel de rechercher dans les structures de bande des cristaux photoniques, connus pour être très dispersifs, s'il existe des régimes où la vitesse de groupe et la vitesse de phase sont opposées. La figure 4.1 illustre ce propos. Si l'on analyse la seconde bande, située majoritairement entre $0.2 < a/\lambda < 0.4$, on observe, qu'entre Γ et M, elle montre une pente décroissante alors que k augmente (en module). Il en va exactement de même entre Γ et K. Les vitesses de phase et de groupe étant données par, respectivement, ω/k et d ω/dk , on voit dès lors que pour cette gamme de longueur d'onde, elles sont de signe opposé, et qu'un régime main gauche est présent.

Ainsi, bien qu'on n'ait pas directement accès à des grandeurs macroscopiques (ε , μ) pour un cristal photonique, on peut mettre en évidence un caractère main gauche, en deuxième bande, caractérisé par une vitesse de groupe ayant même direction et sens contraire que la vitesse de phase. On peut, alors définir un indice équivalent négatif, sans passer par l'expression de ε et μ [9]. On réalise de plus qu'en combinant des matériaux non magnétiques (μ =1), et de permittivité positive, on obtient un matériau équivalent de permittivité et perméabilité négative. C'est ici la périodicité du réseau qui permet d'avoir un indice équivalent négatif. Dans la suite de ce chapitre, nous allons explorer plus en détail la structure de bande des cristaux photoniques pour identifier l'ensemble des régimes particuliers (hors du gap) qu'induit leur périodicité.

IV. 1. 3 Définitions et controverses

Dans ce paragraphe, nous allons poser un certain nombre de définitions et évoquer quelques questions ouvertes pour lesquelles des controverses existent encore ou ont existé récemment dans la littérature.

> Métallique versus diélectrique : différences et point communs

Comme on vient de le voir, on peut définir aussi bien dans le cas des structures métalliques que diélectriques, un régime main gauche, associé à une régime de réfraction négative. Dans les deux cas, les structures fabriquées sont périodiques, et ainsi, les structures main gauches métalliques sont très analogues à un réseau de trous d'air dans une matrice diélectrique. Pourtant, une différence importante doit être relevée. La périodicité de la structure est un élément capital, dans le cas de cristaux photoniques, alors qu'elle ne l'est pas dans le cas de structures métalliques. Tout se passe comme si les motifs métalliques, même répartis de façon désordonnée, contenaient les ferments de l'effet main gauche, ce qui ne serait pas le cas pour une répartition désordonnée de trous dans un semi-conducteur.

En conclusion, dans le cas de structures métalliques, la périodicité introduite par Pendry d'abaisser la fréquence plasma [2], ce qui est très utile en pratique, mais pas indispensable pour obtenir une permittivité négative. De plus, aucune condition de périodicité ne semble imposée pour obtenir une perméabilité négative [3]. Cette affirmation peut être cependant tempérée, dans le cas où l'on utilise des matériaux diélectriques de constante élevée, dans un milieu de constante plus faible. Dans ce cas là, des résonances, dites résonances de « Mie », assimilables à des boucles de courant, peuvent être créées, et donner un magnétisme artificiel, $\mu < 0$, pour certaines gammes de longueur d'onde, liées à la géométrie du dispositif.

Des liens évidemment existent entre les approches, et des résultats récents tendent à montrer que la périodicité n'est pas non plus un prérequis nécessaire pour l'approche diélectrique : un effet de réfraction négative – qui n'est certes pas équivalent à un effet main gauche, et peut s'expliquer par anisotropie – à été mis en évidence dans un quasi-cristal, non périodique [10].

Causalité et problème de dynamique

L'image un peu naïve de milieu d'indice négatif est très utile pour modéliser simplement de nombreux systèmes sans rentrer dans le détail de leur structure : nous le verrons dans la partie suivante en évoquant la lentille plate et le prisme main gauche. Cependant, un tel point de vue, valable à grande échelle , a ses limites, atteintes lorsqu'on cherche à comprendre ce qu'il se passe à petite échelle (celle de la structuration du cristal photonique).

Dès l'annonce des effets de réfraction négative, en particulier celui de lentille parfaite, des voix se sont élevées pour dénoncer une théorie en contradiction avec le principe de causalité lors du passage milieu main droite / milieu main gauche [11].

L'erreur de [11] vient de ce qu'au niveau de l'interface entre deux matériaux main gauche et main droite, le front est bien loin d'être plan, car il est sensible à la structure irrégulière, sub-longueur d'onde, de cette interface. On ne peut donc pas raisonnablement définir, selon les lois de l'optique géométrique, de rayon lumineux à cette échelle, et le concept d'indice négatif n'y a aucune valeur. Ceci pose d'ailleurs une question importante : quelle est la distance nécessaire au rétablissement d'un front plan, après la traversée d'une telle interface.

Foteinopoulos et al. ont montré [12] qu'à la traversée d'une interface cristal photonique main gauche / air, le front d'onde de sortie se structure progressivement, dans le temps et dans l'espace. En admettant qu'une onde plane sorte d'un cristal photonique

Nous avons pu vérifier à partir de simulation FDTD la présence de cet effet en sortie d'un prisme main gauche.

La limite de méta-matériaux

Les cristaux photoniques peuvent avoir, comme nous l'avons évoqué, des propriétés optiques fascinantes à grande échelle ; en particulier, un indice équivalent négatif. Cependant, à plus petite échelle, il ne s'agit que d'un assemblage de matériaux conventionnels, d'indice positif. Il est donc particulièrement intéressant de se rechercher les cas où la structure du cristal est beaucoup plus petite que la longueur d'onde dans le matériau. L'onde qui s'y propage ressent alors peu les irrégularités du profil d'indice, et le matériau composite se comporte alors vraiment comme un matériau à part entière, d'indice éventuellement négatif. On parle alors de limite de méta-matériau : un assemblage de matériaux qui va au-delà des matériaux traditionnellement utilisés, car d'indice négatif, mais semblant homogène, à la longueur d'onde qui s'y propage.

D'un point de vue général, on est en limite de méta-matériau, à l'intérieur du cristal photonique, en étant suffisamment proche de Γ . Cependant, on est alors bien souvent au dessus de la ligne de lumière, ce qui ne permet de coupler que de sous de faibles angles par rapport à la normale à la surface d'injection, ce qui peut être un inconvénient important.

En tenant compte de la longueur d'onde incidente, on aura intérêt à exploiter les zones à faibles rapport a/λ , qui correspondent aux bandes les plus basses. L'idéal serait la première bande, mais malheureusement, l'indice de réfraction y est partout positif. Néanmoins, nous verrons qu'il est malgré tout possible d'y obtenir un régime de réfraction négatif, utile dans beaucoup d'applications.

Comme on peut le constater, la notion de « méta matériau » utilisée pour les structures métalliques sous la longueur d'onde est un concept délicat à utiliser dans le domaine des cristaux photoniques. En effet, rarement il sera possible de considérer le cristal photonique comme une structure homogène, caractérisée de manière isotrope par des grandeurs moyennes telles que l'indice de réfraction. Le plus souvent, les effets liés à la diffraction viendront perturber le fonctionnement – par exemple en multipliant le nombre de points de fonctionnement, à fréquence donnée, dans une direction donnée.

Avant d'entrer dans le détail des régimes de réfraction négative, que l'on peut obtenir dans les cristaux photoniques et par analogie avec les dispositifs micro-ondes, nous allons nous intéresser de nouveau au guide W_1 . On peut mettre en évidence, dans ce cas, un effet d'onde rétropropagée, manifestation d'un effet main gauche observable en une seule dimension.

IV. 2. 1 Le guide W_1

La propagation de la lumière dans le guide W_1 , a largement été développée au cours de ces travaux. En particulier, ce sont les effets de bande interdite du cristal photonique que nous avons exploité pour faire du guidage. En effet, comme nous l'avons expliqué dans les chapitres précédents, l'insertion de défauts tel qu'un guide W_1 , formé par une rangée de trous manquants, génère des bandes permises dans la bande interdite du cristal photonique. Nous avons déjà étudié la dispersion de ces modes de défauts et la figure 4.2 rappelle le diagramme de dispersion du guide W_1 inscrit dans un cristal photonique bidimensionnel, à maille hexagonale, et obtenu par gravure de trous d'air dans une couche de diélectrique. La période du cristal a est de 450 nm, le facteur de remplissage en air de 47%, et l'indice de la couche de diélectrique de 3.24. C'est en particulier la bande appelée Og₁ qui a attiré notre attention par ces plages fréquentielles monomodes. Rappelons ici que la zone de Brillouin est réduite à la direction ΓK du cristal, qui correspond à la direction d'empilement du défaut.



Figure 4.2 : Diagramme de dispersion du guide en cristal photonique W_1 . La bande Og_1 qui est à l'intérieur de la bande interdite du cristal possède une pente négative .

Lorsque l'on parcourt la zone selon ΓK la composante k_x croit, hors la pente de la bande Og_1 est négative. En d'autre terme la vitesse de groupe est opposée au vecteur d'onde, et le trièdre E,H, K est indirect. C'est ainsi que l'on peut être amené à parler de propagation main gauche ou d'onde rétropropagée, dans un guide W_1 .

Quel est le comportement du mode guidé à ces points particuliers de la bande Og_1 ? La figure 4.3 montre la composante H_y du mode guidé en $a/\lambda = 0.3$, pour différents instants T_1 , T_2 et T_3 . L'injection de la lumière se faisant de bas en haut sur la figure, on observe progressivement la rétropropagation « d'un paquet d'onde », par rapport à la direction d'injection. Les flèches blanches indiquent donc l'évolution de la phase relative à ce paquet d'ondes tandis que la flèche rouge indique le sens de la vitesse de groupe. Conjointement à la propagation des nœuds et des ventres du champ électromagnétique qui se propagent dans le sens de l'injection, la phase évolue dans le sens opposé. Par conséquent, conformément au diagramme de dispersion, cette rétropropagation illustre bien la présence d'un mode main gauche dans la bande interdite du cristal photonique.



Figure 4.3 : Excitation d'un mode « gaucher » dans un guide W_1 . Les cartes de champ montrent l'évolution de la phase, opposée à la direction d'injection, pour trois temps $T_1 < T_2 < T_3$.

Cette démonstration est ici purement académique, et permet de visualiser le concept. En micro-ondes, de tels dispositifs de guidage en régime de rétropropagation sont utilisés pour le filtrage et le routage avec comme objectif la réduction des dimensions et la conception de prototypes ultra-compacts. La transposition dans le domaine infrarouge et optique reste à définir.

IV. 2. 2 Autres systèmes optiques

A priori, de nombreux systèmes d'optique géométrique, fabriqués avec des matériaux conventionnels peuvent être repensés, reconstruits en matériaux composites, et utilisés en mode main gauche, dans le but d'avoir, par exemple une réfraction négative. Deux d'entre eux sont d'un intérêt particulier dans la littérature : le dioptre plan, et le prisme.

Etude du prisme

Nous nous intéressons dans cette partie à un prisme en cristal photonique bidimensionnel à maille carrée. Nous allons tout d'abord mettre en évidence un effet de réfraction négative, du à la présence d'un mode main gauche dans le prisme. Plus précisément, nous considérons un arrangement cubique de trous d'air dans un diélectrique d'indice n=3. Le facteur de remplissage en air est 12.5%. La figure 4.4 (en haut) présente la structure de bande du cristal photonique infini. Signalons ici que le cristal ne possède pas de bande interdite comme ce fut le cas dans les chapitres précédents. Ce sont ici les bandes permises qui nous intéressent. De plus on pourra remarquer que les régimes de fonctionnement sont à peu près équivalents en polarisation TE ou TM. Même si une légère différence est observée en ce qui concerne l'isotropie.

Nous excitons le prisme perpendiculairement à sa face d'entrée, par une onde plane dont la fréquence correspond à $a/\lambda = 0.3$, dans la direction ΓX . Celle-ci est représentée sur le diagramme de bande par une ligne qui coupe la deuxième bande, dans la direction ΓX , au point de fonctionnement choisi. Celui-ci correspond à l'établissement d'un mode main gauche, à grande longueur d'onde $\lambda \sim 3a$, dans le cristal photonique, ce que nous vérifions dans la simulation FDTD. L'allure du champ, figure 4.4 (en bas) à la sortie du prisme s'explique par deux effets superposés : la réfraction négative, et la diffraction due à la taille finie du prisme et du faisceau. Néanmoins, cette simulation montre très clairement la prédominance de l'effet de réfraction sur la diffraction. Nous observons, au cours de celle-ci, l'entrée du faisceau dans le cristal photonique, l'établissement d'un régime main gauche, puis la sortie dans le vide. Le régime permanent est représenté en bas.

Notons que le faisceau n'est pas dévié vers la base du prisme, comme c'est le cas pour une réfraction usuelle, mais vers le haut.



Contour Map of Hx



Figure 4.4 : Diagramme de bande pour une structure carré (haut). Carte de champ pour la composante H_X , issue d'une simulation FDTD, en polarisation TE, représentant la traversée d'un prisme par un rayon (en bas).

Etude de la lentille plate

En 2000, J. Pendry a proposé [13] d'utiliser les matériaux d'indice négatif pour construire des dioptres plans aux propriétés de lentilles convergentes, capables de reproduire dans l'image des détails de l'ordre de (ou inférieurs à) la longueur d'onde. L'effet de focalisation ne viendrait plus, alors de l'interaction avec une surface courbe, comme dans une lentille conventionnelle, mais du passage à travers un milieu d'indice négatif, comme le montre de façon simplifiée le schéma de la figure 4.5.

On comprend, en regardant ce schéma, que les lois de Descartes prévoient, à la traversée d'un matériau d'indice négatif, la focalisation à l'intérieur du dioptre si celui-ci est suffisamment épais, ou la source suffisamment proche, puis à l'extérieur, pour donner un point image à partir d'un point objet.



Figure 4.5 : Schéma de principe d'une lentille plate fabriquée à partir un matériau d'indice négatif.

De nombreux travaux numériques et expérimentaux [14,15,16] ont été réalisés à partir de matériaux métalliques, métallo-diélectriques [17], ou diélectriques [18], initialement dans le domaine microonde, puis en régime optique (proche infrarouge).

Deux difficultés surgissent dès que l'on veut fabriquer un tel objet.

- (i) Il faut, tout d'abord optimiser le transfert de puissance au travers de la lentille, c'est à dire l'adaptation d'impédance entre l'air et la lentille. Cette difficulté n'est pas nouvelle, et se résout, dans le cas de lentilles classique en utilisant des traitement anti-reflets. On peut, dans notre cas, imaginer de telles adaptation d'impédance, en modifiant, par exemple le rayon des trous au bords de la lentille.
- (ii) La principale difficulté est de construire un objet qui présente les mêmes propriétés pour toutes les directions du faisceau incident. Il faut donc être capable

de définir un indice de réfraction, négatif, a peu près constant dans toutes les directions. Si ce n'est pas le cas, l'image d'un point source ne sera plus un point, et des aberrations dépendantes de la direction d'excitation la plus intense seront présentes dans l'image. Il s'agit donc de dessiner la structure de façon à ce qu'elle présente une isotropie maximale. Nous verrons comment cela peut se faire dans la dernière partie du chapitre.

Nous avons présenté l'effet de lentille plate, tel qu'il peut avoir lieu dans un dioptre plan d'indice négatif. A t'on cependant toujours besoin d'un indice négatif pour obtenir une réfraction négative ?

Il a été montré [18, 19] qu'un effet d'anisotropie peut conduire au même comportement, dans une situation où l'indice est pourtant toujours positif. C'est alors la courbure des courbes iso-fréquences, d'équation $f(k_x,k_y)=cst$, qui est responsable, sous certaines conditions de couplage, d'un effet de réfraction négative. Comme le montre la figure 4.14, les iso-fréquences ont une forme plus complexe lorsqu'on s'éloigne de Γ . Nous pouvons tirer partie de la convexité de ces courbes pour obtenir un effet de réfraction négative.

Lors du passage de l'air au milieu structuré, la relation de continuité vérifiée par une onde plane est la continuité de la composante du vecteur d'onde tangentielle à la surface. Cette relation, ainsi que la conservation de la fréquence, permet de déterminer le point de fonctionnement excité dans le cristal. La figure 4.6 montre la construction typique qui permet, de tracer le rayon réfracté, en l'occurrence négativement, dans le matériaux.



Figure 4.6 : Construction du point de fonctionnement d'un milieu main droite, qui permet d'obtenir un effet de réfraction négative.

L'onde incidente, dans l'air, à un vecteur d'onde et une vitesse, Vg dirigée de gauche à droite, et représentée sur la figure de droite, dans l'espace réel. Dans l'espace réciproque, figure de gauche, sont représentées les isofréquences, à la fréquence d'injection, dans l'air (cercle centré sur Γ), et dans le milieu structuré (courbe convexe). La continuité de la composante de k parallèle à la face d'entrée, i.e. k_x permet de connaître le point de fonctionnement dans le cristal. Il s'agit de l'intersection entre le trait pointillé et la courbe isofréquence dans le milieu structuré. La normale à cette courbe, au point de fonctionnement, permet d'obtenir la vitesse de groupe du rayon réfracté. Elle est tournée vers les fréquences croissantes, et donne ici un rayon se propageant de droite à gauche. On comprend alors que la convexité de l'isofréquence provoque la réfraction négative, dans un milieu dont l'indice est pourtant toujours positif. Il s'agit d'un effet d'isotropie, et la relation phénoménologique du type loi de Descartes, que l'on peut obtenir, mettrait en jeu un indice dont la valeur dépendrait de la direction de propagation.

Cette observation nous incite à considérer avec attention les effets d'anisotropie des cristaux photoniques, ce que nous ferons dans la dernière partie de ce chapitre.

Deux types de mécanismes sont alors possibles, pour expliquer la focalisation par une lentille plate :

• Avec un indice négatif :

Un mode main gauche s'établit dans la lentille, et est responsable de la focalisation, à travers un dioptre supposé isotrope, comme représenté au schéma de la figure 4.5. Cela peut se faire sur la deuxième bande d'un cristal photonique.

• Avec un indice positif :

Ce sont les effets d'anisotropie qui sont responsables de la réfraction négative dans le dioptre. Cela peut se faire sur la première bande d'un cristal photonique. La carte de champ dans le cristal est alors nettement plus complexe, et le recours à l'optique géométrique – pour modéliser l'effet de réfraction par un indice équivalent négatif – est très délicat.

L'effet superlentille

Une autre propriété remarquable de ces lentilles plates [13], est leur capacité potentielle à focaliser sous la limite de diffraction. Cette proposition, aujourd'hui vérifiée expérimentalement [16,20] a tout d'abord déclanché de vives controverses dans la communauté [21]. Les objections, fondamentales, soulevées comme le non respect de la causalité, divergence des champs dans la lentille ont pu être rejetées par le raisonnement et le calcul, avant que l'expérience ne prouve la possibilité d'un tel effet. Pourquoi est-il si déroutant?

Une lentille traditionnelle est limitée en résolution, car elle ne peut pas reproduire dans l'image, des détails de dimension de l'ordre de, ou inférieur à la longueur d'onde, même dans l'hypothèse d'une construction parfaite. Les détails les plus fins de l'objet correspondent à des nombres d'onde transverses élevés, et ne peuvent donc pas vérifier la relation de dispersion d'une onde se propageant sans atténuation dans le vide, qui impose $k_X^2 + k_Y^2 < \omega^2/c^2$. Ces détails se propagent donc sous formes d'onde évanescentes, dont l'amplitude décroît exponentiellement avec la distance [13]. Pendry a montré qu'à la différence des lentilles conventionnelles, un dioptre plan de coefficients³ $\varepsilon=\mu=-1$ placé dans le vide, $\varepsilon=\mu=1$ permet d'amplifier ces ondes évanescentes, et de les faire contribuer à la construction de l'image. On peut donc, a priori, atteindre une résolution infinie, ce qui peut surprendre. L'amplification se comprend comme une accumulation d'énergie au cours du temps, à l'intérieur de la lentille, avant la transmission vers l'image. Il y a donc un effet temporel [22] : plus les détails sont fins, plus ils mettront de temps à être transmis.

Ce raisonnement est simple car il considère un système « main gauche » macroscopique, décrit par ses seuls coefficients ε et μ , sans pertes. La réalité est plus complexe – voir [23] pour une étude dans un cristal photonique, [24] pour une étude prenant en compte les pertes dans un matériau main gauche arbitraire. En pratique, c'est la structuration du matériau qui limite la résolution spatiale, il faut donc chercher à fabriquer des lentilles dans un matériau le plus finement structuré. Cela paraît poser un problème, dans le cas des cristaux photoniques, car les zones exploitables, pour montrer de la réfraction négative, ne nous permettront jamais de descendre en deça de rapports a/λ de l'ordre de 0.1.

En seconde bande, par effet main gauche, ce rapport est en général de 0.2à 0.3, alors qu'en première bande [18], par effet d'anisotropie, il est un peu plus faible, mais toujours de l'ordre de 0.1. D'autres problèmes apparaissent alors, car l'image est très proche de la face de sortie de la lentille [25]. Dans le cas d'une construction en seconde bande, ce problème est évité, mais il faut se contenter d'un grand rapport a/λ [17]. Notons que d'autres mécanismes sont étudiés pour obtenir un effet de superlentille en première bande [19], dans l'espoir de pouvoir trouver un bon compromis résolution / isotropie / souplesse d'emploi (i.e. possibilité de positionner la focale là où on le souhaite).

Ainsi, pour les cristaux photoniques, l'obtention d'une résolution parfaite est illusoire. Néanmoins, les bénéfices attendus en terme de résolution ainsi que l'effet de focalisation par un dioptre plan sont suffisants pour justifier le développement des recherches dans ce domaine.

³ Il s'agit du cas optimal, qui correspond à l'adaptation d'impédance d'onde entre le vide et milieu gaucher. Dans les deux milieux, l'impédance $Z=(\mu/\epsilon)^{1/2}$ prend la même valeur.

IV. 2. 3 Projet de caractérisation optique en champ proche

La suite de ce travail est motivée par la démonstration expérimentale d'un effet de réfraction négative, d'onde rétropropagée ou de refocalisation par une lentille plate. Ces travaux se basent sur l'expérience acquise sur la simulation et la fabrication au cours de cette thèse, et seront développées dans le cadre d'une autre thèse, qui débutera fin 2005. Pour mener ce projet à terme, un rapprochement avec des groupes de caractérisation optique a été opérée, afin d'intégrer dans les étapes de conception des dispositifs les contraintes imposées par la mesure.

Cette partie présente les premiers éléments de réflexion associés à cette démarche.

> Quelle expérience ?

Les simulations numériques présentées prouvent l'existence d'effets main gauche dans des matériaux structurés tels que les cristaux photoniques bidimensionnels. En effet, dans un guide la signature d'un milieu gaucher s'exprime par le caractère contraprogatif du vecteur d'onde par rapport à l'énergie. A la sortie d'un prisme, on peut mesurer un angle de réfraction négatif ou encore à la sortie d'une lentille plate, on peut observer la refocalisation d'une source ponctuelle.

La figure 4.7 résume les différentes expériences de caractérisation optique envisageables. D'un point de vue expérimental, de nombreuses mesures ont validé ces effets particuliers notamment en microondes ; les expériences aux longueurs d'ondes optiques sont encore peu répandues. Citons ici les travaux très intéressants [26] qui ont pu mettre en évidence autour de 1.5µm un effet de réfraction négative



Figure 4.7 : Effets « main gauche » dans des cristaux photoniques bidimensionnels

La caractérisation optique par SNOM

Nous envisageons une expérience de « Scanning Near Optical Microscopy », ayant pour objectif d'analyser la refocalisation par une lentille plate. Elle est plus originale et succeptible de vérifier les prédictions numériques, comme l'effet superlentille en première ou en deuxième bande. Pour cela nous avons établi les prémisses d'un protocole expérimental basé sur la caractérisation optique en champ proche de la refocalisation d'une source ponctuelle par une lentille plate fabriquée à partir de notre cristal photonique. Rappelons ici que ce cristal bidimensionnel est obtenu par gravure de trous d'airs dans une hétérostructure confinante. A travers cette expérience, nous espérons tester les limites de la résolution de la lentille et pouvoir proposer des optimisations éventuelles.

La technique de caractérisation choisi est le SNOM. Son principe repose sur la détection du champ optique par une fibre optique amenée à proximité du dispositif. Il s'agit d'une détection par couplage évanescent.

Cette technique a déjà montré sa grande utilité pour caractériser les modes de guides ou de cavité dans des cristaux photoniques sur membrane ou reportés sur isolant (SOI) [27]. L'information est obtenue sous forme d'amplitude de champ, et un banc de mesure est à l'étude pour obtenir également les informations de phase. Cette étude se fait avec l'équipe de F. de Fornel, du LPUB de l'université de Dijon.

Les premières discussions, à la fois sur le principe de fonctionnement et sur les contraintes imposées sur la fabrication du prototype par la technique de mesure, nous ont permis de soulever un certain nombre de points afin de guider nos choix de fabrication. Les premières questions sont les suivantes : comment créer une source ponctuelle et un cristal photonique isotrope fonctionnant autour de 1.55 μ m, dans une technologie compatible avec la technique de caractérisation optique ?

Création d'une source ponctuelle

Pour cette étude de refocalisation dans une lentille plate, l'objet est défini par une source ponctuelle. Sur le plan pratique comment créer cette source ? En tenant compte de nos compétences en nanotechnologie, nous avons choisi de définir une source ponctuelle par diffraction d'une onde dans un guide ruban en diélectrique (couplé à une fibre d'injection), percé d'un trou d'air. La simulation numérique FDTD a permis l'optimisation de cette source qui est obtenue à partir d' un guide ruban de largeur 500 nm et percé d'un trou diffractant d'une centaine de nanomètres. La figure 4.8 montre la composante E_y du champ diffracté à l'entrée de la lentille en cristal photonique. A cet instant la source n'est pas encore perturbée par la lentille.



Figure 4.8 : Amplitude E_Y du champ associé à la source ponctuelle à l'entrée de la lentille plate en cristal photonique bidimensionnel. Un mode guidé est diffracté par un trou percé dans guide ruban.

Détermination de la structure photonique

Ici l'objectif est de trouver un cristal photonique à indice négatif, isotrope, fonctionnant aux longueurs d'ondes optiques. Dans un premier temps nous avons choisi de travailler en deuxième bande car la réfraction négative en première bande s'effectue sur des plages spectrales très étroites sous le cône de lumière, laissant peu de marge d'erreur aux imperfections technologiques probables.

Concernant l'isotropie que nous abordons plus en détail dans la dernière partie de ce chapitre, c'est la symétrie hexagonale qui donne les meilleurs résultats en deuxième bande et ceci pour la polarisation TE. La figure 4.9 montre les diagrammes isofréquence en deuxième bande (nommées « band 1 » par le logiciel) pour une maille hexagonale en haut et pour une maille carrée en bas, ceci pour les deux polarisations. On observe une relation de dispersion quasi circulaire en polarisation TE aux alentours de $a/\lambda = 0.31$. Le diagramme de dispersion indique que le couplage entre le milieu diélectrique uniforme et le cristal photonique est impossible ou alors sur seulement un cône angulaire restreint. Le couplage air /cristal photonique semble plus adapté, il est donc nécessaire de graver un tranchée d'air à l'entrée et à la sortie du cristal photonique.



Figure 4.9 : Isofréquences du cristal photonique bidimensionnel en deuxième bande pour : une maille hexagonale en haut, et une maille carrée en bas.

Les cartes de champ de la figure 4.10 montrent la réponse du système guide/lentille au point $a/\lambda = 0.31$ pour deux distances source-lentille de 1.2 (en haut) et 0.5 µm (en bas). Ces effets de distance ont été étudiés, et une analyse géométrique des angles des rayons lumineux et des distances de focalisations permet de remonter à l'indice dans une structure isotrope.

Au point de fonctionnement $a/\lambda = 0.31$, le calcul en milieu infini montre que la structure est isotrope, ceci se traduit en milieu fini (figure du haut) par une bonne identification des faisceaux réfractés et une nette refocalisation intermédiaire dans la structure. Il est donc possible de remonter à l'indice de réfraction par des considérations d'optique géométrique. A noter que l'épaisseur et la hauteur, ainsi que la rugosité des faces d'entrée et de sortie de la lentille ont une influence sur la qualité de la refocalisation (en d'autre terme sur la résolution de la lentille), nous n'avons pas, à l'heure actuelle, optimisé ces paramètres.



Figure 4.10 : Refocalisation en deuxième bande de la source ponctuelle par la lentille en cristal photonique pour deux distances source/lentille (amplitude Ey). On observe une refocalisation intermédiaire dans le milieu négatif et isotrope.

CONCLUSION PARTIELLE :

En conclusion, ces premières analyses numériques associées aux conditions expérimentales de mesure, ont permis de définir les paramètres géométriques et technologiques pour la source, la structure du cristal photonique et l'interfaçage entre les milieux main gauche et main droite. La source ponctuelle est définie à partir d'une technologie ruban classique percée d'un trou diffractant l'onde guidée. Le matériau main gauche est un cristal photonique isotrope à maille triangulaire en polarisation TE. Enfin une tranchée d'air obtenue par gravure entre le guide et la lentille, et à la sortie de la lentille permet le couplage entre les différents milieux.

D'un point de vue expérimental, quelques précisions sont à apporter.

D'une part, le mode guidé sera obtenu par couplage du guide ruban de largeur 500 nm avec une tache d'excitation de l'ordre de 20 µm de diamètre. Nous avons ainsi estimé en première approche une distance d'injection entre la source primaire (fibre) et la fin du guide diffractant à 100 µm de la lentille, afin d'éviter toute perturbation de la lentille par l'injection.

Cette première démarche nous permettra de mettre en évidence les limitations et difficultés de mesure. De plus amples travaux doivent êtres menés pour étudier,

- (i) le couplage du champ avec la fibre, le choix de la polarisation et de la position de la fibre de détection par rapport au dispositif (au-dessus, perpendiculairement, ou derrière dans le sens de propagation, voir la figure 4.7).
- (ii) l'optimisation des effets d'isotropie (choix du type de maille, et du coefficient de remplissage) et étude de la sensibilité à la polarisation.

Pour poursuivre cette étude, nous allons voir dans la suite comment quantifier, puis, par une méthode inverse, comment améliorer l'isotropie dans les cristaux photoniques.

IV. 3 Anisotropie dans les cristaux photoniques

On utilise les cristaux photoniques comme des nouveaux matériaux à part entière, ce qui est vrai en particulier aux grandes longueurs d'onde dans le matériau. Cependant, leur micro ou nano – structuration leur confère une anisotropie forte à petite échelle.

IV. 3.1 Une isotropie variable

Nous montrons ici quelques exemples qui soulignent la présence de zones plus ou moins isotropes, en évoquant des applications potentielles.

Par une simulation numérique analogue à celle qui permet de tracer une structure de bande, on peut avoir accès à la vitesse de groupe en chaque point de la zone de Brillouin. Cette information est reportée figure 4.12 pour la première bande du cristal, et figure 4.13 pour la seconde. Les trous d'air sont de diamètre 0.3 pour un petit coté de 1, avec un contraste diélectrique de 2.3. De nombreuses observations sont à faire.

En première bande – voir figure 4.12 – , le milieu est très isotrope. Les vitesses de phase sont en effet colinéaires aux vitesses de groupe. Dans le diagramme (k_x,k_y) présenté, celles-ci sont radiales (voir figure de droite) et les isofréquences correspondantes sont alors des cercles centrés sur Γ (voir figure de gauche). L'influence de la structure cristalline n'est visible qu'en bord de zone, par exemple entre M et K.



Figure 4.12 : Iso-fréquences (à gauche) et vitesses de groupe (à droite) en fonction de la position dans la zone de Brillouin pour la première bande d'une structure hexagonale.
En seconde bande (voir figure 4.13) le diagramme est plus riche. Nous distinguons tout d'abord une zone isotrope dans un voisinage de Γ (figure de gauche). Cela se comprend car la longueur d'onde dans le matériau est alors suffisamment grande pour que l'onde ne soit pas sensible à la structure cristalline. En s'éloignant de Γ , une nette anisotropie apparaît. On remarque en particulier, que la vitesse de groupe a une direction quasi-constante – et parallèle à ΓM – lorsque la direction de **k** varie dans l'angle [ΓM ; ΓK]. Cet effet, dont nous avons déjà souligné la présence [28] permet d'obtenir un guidage relativement robuste à la diffraction à l'entrée.



Figure 4.13 : Iso-fréquences (à gauche) et vitesses de groupe (à droite) en fonction de la position dans la zone de Brillouin pour la seconde bande d'une structure hexagonale.

Le diagramme isofréquence (figure de gauche), ou son analogue (figure de droite), permet de connaître l'onde plane qui se propage dans une structure périodique infinie, à partir de l'onde plane incidente. En pratique, toutefois, l'extension transverse du front d'onde incident est limitée : ce n'est pas une onde plane. Il faut alors tenir compte des effets de diffraction à l'entrée.

En particulier, la première rangées de trous diffracte l'onde incidente, de façon notable, si la longueur d'onde est comparable au diamètre des trous. Le front d'onde incident, plan, et supposé parallèle à la surface du cristal, tend à devenir circulaire. Cette onde circulaire peut s'interpréter comme la superposition d'un grand nombre d'ondes planes, de même fréquence, mais correspondant à des vecteurs d'onde orientés dans des directions différentes.

Il convient alors de considérer que la structure est excitée non pas par une onde plane unique, mais par une superposition d'ondes planes. Si l'angle couvert est important, des régions très éloignées les une des autres de la zone de Brillouin pourront être excitées.

Dans une structure quasi-isotrope, chaque direction de propagation \mathbf{k} excitée donne naissance à un rayon se propageant dans la même direction – de vitesse de groupe colinéaire à \mathbf{k} – et le front de phase circulaire créé par diffraction donne une répartition circulaire de l'énergie. Dans une structure anisotrope, la direction de la vitesse de groupe de chaque onde plane élémentaire excitée n'est pas, a priori, celle du vecteur d'onde correspondant. On peut alors observer différents scenarii. La figure 4.14 montre les comportements typiques, engendrés dans le cristal, par la diffraction en entrée et l'anisotropie de la structure.

Dans le cas d'une injection suivant MK, les vecteurs de phases excités ont tendance à donner chacun naissance à leur propre rayon. L'incident se sépare en trois rayons, selon trois directions privilégiées du cristal à maille hexagonale. En revanche, dans le cas d'une injection suivant Γ M, tous les vecteurs **k**, excités dans le cristal correspondent à des rayons dont la vitesse de groupe est la même – en l'occurrence, parallèle à Γ M. Toutes les ondes planes élémentaires voient leur énergie se propager dans la même direction, et l'on observe qu'un seul rayon lumineux. Cependant, les fronts de phase sont très affectés par la diffraction. On produit donc une lumière qui se propage a peu près en ligne droite, avec un front de phase – celui qui correspond aux plus grandes longueurs d'onde – très courbé. Cet effet est visible près de la face de sortie – figure de droite.

L'intérêt de cette situation, est la possibilité de guider sans utiliser de structure à défaut. Ainsi, on peut faire changer le diamètre du faisceau incident, sans pour autant avoir d'importants problèmes de couplage, comme cela serait le cas avec une structure guidante de largeur prédéfinie.



Figure 4.14 : Effets d'anisotropie lors de la propagation dans un cristal sans défaut. Injection suivant MK – figure de gauche – et suivant ΓM – figure de droite. Les fréquences, structure cristalline, polarisations sont identiques.

Nous avons donc pu constater que l'isotropie varie nettement d'une bande à une autre, ou d'une partie à une autre de la zone de Brillouin. Il en est de même d'une structure à une autre. Bien que les zones plus ou moins isotropes soient discernables à l'œil nu, en regardant les iso-fréquences, ou les diagrammes du type de celui de la figure 4.13, il devient vite capital, si l'on veut faire des comparaisons sérieuses – différentes zones, différentes structures – de pouvoir quantifier l'isotropie d'un cristal photonique, au voisinage d'un point de fonctionnement donné.

Nous allons maintenant détailler une méthode pour y parvenir.

IV. 3. 2 Evaluer l'isotropie d'une structure

Toutes les informations caractérisant une structure photonique infinie sont contenues dans les éléments propres (E,H,ω) évalués sur toute la zone de Brillouin. Nous allons montrer comment la connaissance des fréquences propres $\omega(\mathbf{k})$, où \mathbf{k} parcourt la zone de Brillouin permettent de quantifier l'isotropie d'une structure, sur une bande donnée, et tout ou partie de sa zone de Brillouin.

Cherchons tout d'abord à savoir ce qu'il se passe dans le cas simple d'une structure parfaitement isotrope. Les courbes isofréquences $f(\omega_{\omega},k)=0$ sont alors des cercles, centrés sur le point Γ . Réciproquement, si l'on parcourt un chemin circulaire, centré sur Γ , on évolue à fréquence constante, ω_{ω} .

Dans le cas d'un milieu anisotrope, maintenant, le chemin circulaire ne correspond plus à une seule fréquence. En revanche, on peut s'intéresser à la distribution P_r des fréquences rencontrées le long de ce chemin de rayon r.

Alors que le cas d'un milieu parfaitement isotrope correspond à un pic centrée sur la fréquence moyenne, le cas d'un milieu anisotrope correspond à une distribution de variance non nulle. On conçoit alors que l'anisotropie peut se mesurer par la variance de cette distribution. La figure 4.15 montre le chemin circulaire employé – figure de gauche – et une distribution typique, à partir de laquelle on peut quantifier l'isotropie d'une structure photonique – figure de droite.

Il s'agit alors de calculer, pour une valeur donnée du module ||k||, la variance définie par

$$\sigma(r) = \int [\omega(k) - \langle \omega \rangle]^2 dk,$$

où l'intégrale est effectuée le long d'un chemin circulaire de rayon radius $r = \langle \omega \rangle /c$.

Notons que dans le cas d'une isotropie parfaite, $I(r) \approx 0$. On a alors une base quantitative pour comparer différentes structures, en prenant comme critère la variance normalisée,

$$D(r) = \frac{1}{\langle \omega \rangle} \int [\omega(k) - \langle \omega \rangle]^2 dk$$



Figure 4.15 : A droite, courbes isofréquences et chemin circulaire de rayon r. A gauche, distribution des fréquences propres sur le chemin circulaire représenté figure de gauche obtenues en faisant varier θ entre 0 et 90°.



Figure 4.16 : Variation du critère de comparaison, D(r) en fonction de l'éloignement à Γ , pour une structure cubique, en deuxième bande.

La variation du critère en fonction de la distance à Γ est représentée figure 4.16, pour la seconde bande. On remarque la présence d'une zone isotrope à proximité de Γ , $||k|| < 0.5 \frac{\pi}{a}$, suivie d'une zone de croissance quasi-linéaire de l'anisotropie, $1.5 \frac{\pi}{a} < ||k|| < 3 \frac{\pi}{a}$

Exemples

Intéressons nous au cas d'une structure cubique. Il nous faut maintenant savoir comment définir un critère pour une structure entière. En utilisant le critère D(r) décrit ci-dessus, il suffit d'intégrer sur tout ou partie de la zone de Brillouin, pour obtenir un nombre qui permet de quantifier le cristal autour du point de fonctionnement souhaité.



Figure 4.17 : Evolution des diagrammes isofréquence en fonction du facteur de remplissage, pour une structure carré, en deuxième bande.

Nous pouvons ainsi, par intégration autour d'une région particulière, déterminer l'isotropie au voisinage d'une fréquence, c'est à dire d'un point de fonctionnement, ou bien obtenir une quantification moyenne, valable sur toute la zone de Brillouin. En pratique, si l'on veut des dispositifs souples, par exemple pour construire des lentilles plates, on va chercher à maximiser l'isotropie sur une large bande de fréquence (ce qui correspond à r), et une large bande d'angles d'incidence, ce qui correspond à θ . On s'intéresse alors à l'intégration sur toute la zone de Brillouin, en définissant, $J = \int D(r)dr$. Notons qu'en pratique, il est intéressant de réduire le domaine d'intégration à une fraction de la zone de Brillouin, en utilisant les symétries du cristal, et l'invariance par retour inverse de la lumière, de façon à réduire le temps de calcul.

En fin de compte, le calcul du critère J, pour les deux premières bandes donne des résultats en accord avec la constatation que l'on peut faire à l'œil nu à partir des courbes iso-fréquence.

On remarque que dans le cas de la seconde bande d'une structure carré, l'isotropie augmente avec le rapport d/a (voir figure 4.17).

IV. 3. 3 Idée de l'algorithme génétique

Si l'on cherche la structure photonique la plus isotrope, on est vite confronté à une difficulté pratique. Le problème comporte un si grand nombre de paramètres que des méthodes usuelles de recherche d'optima s'avèrent inefficaces : le temps de calcul est très important, sans que l'on soit sûr d'atteindre l'optimum absolu.

Une méthode intéressante consiste à utiliser un algorithme génétique. Celle-ci permet d'obtenir la géométrie optimale de la structure, en explorant une faible partie de l'espace des paramètres.

Cette technique [29], élaborée par Holland en 1975 a été utilisée dans de nombreux domaines, de la biologie à la recherche opérationnelle, et a permis de résoudre des problèmes d'optimisation dans des systèmes à grand nombre de paramètres. Notons qu'il s'agit d'une méthode qui a fait ses preuves dans le design des cristaux photoniques, pour aider au design d'une structure au plus grand gap possible [30], ainsi que dans l'étude de fibres photoniques. On peut alors obtenir, à partir d'un critère quantitatif, la structure optimale recherchée de façon relativement rapide.

L'algorithme fonctionne comme suit :

- Différentes structures (individus) sont générées, à partir d'un tirage aléatoire de leurs paramètres géométriques (leurs « gènes »).
- (ii) On attribue une note à chaque individu, en utilisant le critère introduit cidessus, puis on les classe du plus isotrope au moins isotrope.
- (iii) On créé de nouveaux individus en mélangeant les gènes (phase de « procréation ») des meilleurs individus de la génération précédente.
- (iv) On procède à un changement aléatoire de la valeur de certains gènes (mutation « génétique »).
- (v) On a ainsi obtenu une nouvelle génération (une suite d'individus), a priori meilleure, du point de vue de l'isotropie, que la génération précédente.

On itère enfin le processus, jusqu'à obtenir convergence vers une solution précise. C'est ce qui arrive quand la valeur du critère et celle des paramètres géométriques évoluent peu

• A quel optimum s'attendre ?

Comme nous l'avons évoqué précédemment, un point de fonctionnement « main gauche » est forcément situé dans une région très dispersive. L'indice dépend donc fortement de la fréquence, et ne peut être constant sur une bande donnée. Ainsi, il ne faut pas s'attendre, par quelle que méthode que ce soit, à pouvoir obtenir un matériau d'indice négatif, constant sur toute la zone de Brillouin. On peut cependant chercher à trouver quels types de structures présentent une isotropie maximale.

Conclusion

Dans ce chapitre, nous avons présenté les applications que l'on peut tirer de la présence de bandes supérieures dans les cristaux photoniques. En allant "au-delà" des effets de gap, nous avons pu observer un effet main gauche, ainsi que Veselago l'a prédit il y a près de 40 ans, sans pouvoir préciser, à l'époque, dans quel matériau il allait apparaître. Cet effet, intriguant au premier abord, nous l'avons présenté d'un point de vue assez général, en détaillant ensuite le lien avec le phénomène de réfraction négative. Un effet main gauche implique une réfraction négative, alors qu'on peut être en présence de réfraction négative dans un milieu main droite "conventionnel", s'il présente une anisotropie adéquate.

Une nouveauté présentée dans ce chapitre, concerne la présence de modes main gauches dans des guides W. Nous complétons ainsi l'étude de ces guides, commencée dans les chapitres précédents. Nous nous sommes aussi intéressé à l'isotropie des structures photoniques. Nous avons introduit une manière de quantifier cette anisotropie, de façon simple, ce qui est nouveau à notre connaissance. Cela peut s'avérer très utile, en particulier, pour étudier le design de structures photoniques dans le but de les rendre le plus isotrope.

En ce qui concerne les perspectives, notons que l'un des effets les plus novateurs que nous avons présenté, découvert par J. Pendry, concerne le système d'imagerie à résolution souslongueur d'onde. Bien qu'une partie de la communauté s'oriente vers des cristaux métalliques pour réaliser ces superlentilles, nous croyons que l'utilisation de cristaux photoniques, à bas niveau de pertes, peut permettre d'aboutir en utilisant un système passif. Des travaux récents [31]ont montré qu'une résolution de $\lambda/6$ peut être atteinte en utilisant un cristal photonique. Il reste encore a trouver un système d'imagerie qui permette d'imager loin de la face de sortie, sans être limité par la structure cristalline.

Bibliographie

[1] V.G. Veselago; Soviet. Phys. USPEKHI 10; 509-514 (1968).

[2] J.B. Pendry, A.J. Holden, W.J. Stewart, I. Youngs; Phys. Rev. Lett. 76; 4773 - 4776 (1996).

[3] J.B. Pendry, A.J. Holden, D.J. Robbins, W.J. Stewart; IEEE Trans. Mic. Theory Tech. 47; 2075 (1999).

[4] D.R. Smith, W.J. Padilla, D.C. Vier, S.C. Nemat-Nasser, S. Schultz; Phys. Rev. Lett. 84; 4184 (2002).

[5] R.A. Shelby, D.R. Smith, S.C. Nemat-Nasser, S. Schultz ; Appl. Phys. Lett. 78 ; 489 (2001).
 M. Bayindir, K. Aydin, E. Ozbay, P. Markos, C. M. Soukoulis ; Appl. Phys. Lett. 81 ; 120 (2002).

[6] K. Li, S.J. McLean, R.B. Gregor, C.G. Parazzoli, M. Tanelian ; Appl. Phys. Lett. 82 ; 2535 (2003).

[7] C. G. Parazzoli, R. B. Greegor, K. Li, B. Koltenbah, M. Tanielian ; Phys. Rev. Lett. 90 ; 107401 (2004).

[8] T. Koschny, M. Kafesaki, E.N. Economou, C.M. Soukoulis ; Phys. Rev. Lett. 93 ; 107402 (2004).

[9] P.V. Parimi, W. T. Lu, P. Vodo, J. Sokoloff, J. S. Derov, S. Sridhar ; Phys. Rev. Lett. **92** ; 127401 (2004).

[10] Z. Feng, X. Zhang, Y. Wang, Z.-Y. Li, B. Cheng, D.-Z. Zhang ; Phys. Rev. Lett. 94 ; 247402 (2005).

[11] P. M. Valanju, R. M. Walser, A. P. Valanju; Phys. Rev. Lett. 88; 187401 (2002).

[12] S. Foteinopoulou, E. N. Economou, C. M. Soukoulis; Phys. Rev. Lett. 90; 107402 (2003).

[13] J. Pendry; Phys. Rev. Lett. 85; 3966 (2000).

- [14] A. Berrier, M. Mulot, M. Swillo, M. Qiu, L. Thylén, A. Talneau, S. Anand; Phys. Rev. Lett. 93; 073902 (2004).
- [15] R. Moussa, S. Foteinopoulou, L. Zhang, G. Tuttle, K. Guven, E. Ozbay, C. M. Soukoulis; Phys. Rev. B 71; 085106 (2005).

[16] E. Cubukcu, K. Aydin, E. Ozbay, S. Foteinopoulou, C. M. Soukoulis; Phys. Rev. Lett. 91; 207401 (2003).

[17] X. Zhang; Phys. Rev. B 70; 195110 (2004).

- [18] C. Luo, S. G. Johnson, J. D. Joannopoulos, J. B. Pendry; Phys. Rev. B 65; 201104 (2002);
 Opt. Express 11; 746 (2003).
 C. Luo, S. G. Johnson, J. D. Joannopoulos; Appl. Phys. Lett. 83; 2352 (2002).
- [19] P. A. Belov, C. R. Simovski, P. Ikonen; Phys. Rev. B 71; 193105 (2005).
- [20] P. V. Parimi, W. T. Lu, P. Vodo, S. Sridhar ; Nature 426 ; 404 (2003).
- [21] G. W.'t Hooft ; Phys. Rev. Lett. 87 ; 249701 (2001).
 N. Garcia, M. Nieto-Vesperinas ; Phys. Rev. Lett. 88 ; 207403 (2002).
 J. B. Pendry , D. R. Smith ; Phys. Rev. Lett. 90 ; 029703 (2003).
 J. B. Pendry ; Phys. Rev. Lett. 91 ; 099701 (2003).
- [22] G. Gómez-Santos; Phys. Rev. Lett. 90; 077401 (2003).
- [23] C. Luo, S. G. Johnson, J. D. Joannopoulos; Phys. Rev. B 68 (2003).
- [24] X. S. Rao, C. K. Ong ; Phys. Rev. E 68 ; 067601 (2003).
- [25] C. Luo, S. G. Johnson, J. D. Joannopoulos, J. B. Pendry; Phys. Rev. B 68; 045115 (2003).
 Z. Y. Li, L. Lin; Phys. Rev. B 68; 245110 (2003).

[26] A. Berrier, M. Mulot, M. Swillo, M. Qiu, L. Thylén, A. Talneau, S. Anand ; Phys. Rev. Lett. 93 ; 073902 (2004).

[27] N. Louvion, D. Gérard, J. Mouette, F. de Fornel, C. Seassal, X. Letartre, A. Rahmani, S. Callard; Phys. Rev. Lett. 94; 113907 (2005).

[28] M. Perrin, S. Fasquel, T. Decoopman, X. Mélique, O. Vanbésien, E. Lheurette, D. Lippens; J. of Optics A (2004).

[29] J. H. Holland; *Adaptation in Natural and Artificial Systems*; Cambridge, MA : The M.I.T. Press, (1975).

- [30] L. Shen, S. He, S. Xiao ; Phys. Rev. B 66 ; 165315 (2002).
 L. Shen, Z. Ye, S. He ; Phys. Rev. B 68 ; 035109 (2003).
- [31] P.A. Belov, C. R. Simovski, P. Ikonen; Phys. Rev. B 71; 193105 (2005).

$C_{hapitre 5}$:

Fabrication de cristaux photoniques bidimensionnels à base d'InP

Introduction

La structuration à l'échelle nanométrique des cristaux photoniques fonctionnant aux longueurs d'ondes optiques nécessite la maîtrise de procédés technologiques de pointe. Les outils technologiques utilisés pour la fabrication de composants optoélectroniques classiques se révèlent parfois insuffisants, comme c'est le cas de la lithographie optique, dont la résolution est limitée au micromètre. Pour pallier cette limitation, d'autres techniques ont été développées, comme la nanolithographie électronique, qui nous permet de travailler avec une précision suffisante pour fabriquer des cristaux photoniques.

Toutefois, l'utilisation d'une technologie donnée ne saurait répondre à tous les problèmes de fabrication. En particulier, nous verrons que les processus de fabrication sont très sensibles aux petites variations de leurs paramètres. En d'autres termes, changer un paramètre (technologique ou de design) à partir d'une situation optimale, conduit la plupart du temps à de mauvaises réalisations, loin de l'optimum initial. Il faut donc, à chaque étape technologique, veiller à rester proche de l'optimum, ce que nous contrôlons après chaque étape, par observation au microscope électronique à balayage.

La fabrication de tels matériaux est particulièrement critique, de par leurs dimensions. Dans le plan de périodicité, c'est la proximité des trous imposée par le facteur de remplissage qui complique la mise au point de la nanolithographie électronique. En revanche, dans la direction transverse, la profondeur des trous imposée par la structure verticale faiblement confinante (InP/InGaAsP), conduit à de grands rapports d'aspect dans le cristal. Ceux-ci sont atteints par une gravure profonde, délicate : d'une part car il faut assurer la bonne verticalité des flancs, d'autre part, l'évacuation des résidus de gravure est difficile dans le fond des trous.

Ces travaux s'articulent principalement autour de deux procédés technologiques : la nanolithographie électronique, et la gravure plasma RIE. Après avoir présenté le principe de la technologie utilisée, nous présenterons les difficultés rencontrées au cours de chaque étape et les phases d'optimisation qui nous ont permis de les surmonter, pour obtenir les résultats espérés.

V.1 Généralités

Les résultats technologiques des dernières années montrent que la fabrication des cristaux photoniques planaires est globalement maîtrisée, aussi bien sur des structures à base de membrane [1] que sur des structures épaisses [2,3,4]. La difficulté reste plus grande pour les structures tridimensionnelles de type tas-de-bois [5,6] ou opales [7] même si les récentes structures proposées semblent prometteuses.

Si aujourd'hui la réalisation de cristaux photoniques bidimensionnels semble optimisée dans différents laboratoires, cette technologie reste délicate car les dimensions nanométriques la rendent très sensible aux paramètres de fabrication. Nous présentons ici la technologie utilisée au cours de ces travaux, en décrivant brièvement le principe des différentes étapes. Nous développerons, de manière plus détaillée, les résultats et optimisations dans les prochaines sections de ce chapitre.

V. 1. 1 Les différentes étapes de la fabrication

Nous présentons ici, de manière générale, les différentes étapes technologiques pour la réalisation de nos cristaux photoniques bidimensionnels gravés dans une hétérostructure InP/InGaAsP/InP. Comme le montre la figure schématique 5.1, la fabrication se déroule en trois étapes principales. La première (1), est la lithographie électronique au cours de laquelle est fabriqué un masque de résine comportant le motif à reproduire dans la structure en InP. Dans notre cas ce motif est un réseau triangulaire de trous homogène ou comportant des défauts (pour faire des guides par exemple). Ce masque de résine est ensuite reporté au cours de la deuxième étape (2) dans une couche de nitrure protectrice qui sert de masque pour la gravure profonde des trous qui constitue la dernière étape (3). La fabrication repose donc sur un seul niveau de masquage, ce qui simplifie la technologie. Cependant cette fabrication repose à la fois sur la lithographie et la gravure qui deviennent critiques et plus difficilement contrôlables aux dimensions de notre cristal photonique. Les grandes étapes qui ont nécessité une optimisation, comme la lithographie, la gravure du nitrure et la gravure de l'InP sont succinctement développées dans ce qui suit.



Figure 5.1 : Représentation schématique des principales étapes technologiques pour la fabrication de cristaux photoniques gravés dans une hétérostructure à base d'InP.

V. 1. 2 La nanolithographie électronique

La lithographie optique classique qui repose sur l'insolation UV de résines photosensibles n'atteint pas une résolution suffisante pour la réalisation de réseaux nanométriques tels que le notre. Ainsi nous utilisons masqueur électronique dont la résolution ultime d'écriture est de 5 nm et dont le principe repose sur la génération d'un faisceau d'électrons accélérés qui viennent bombarder la surface de la résine. Dans le cas d'une résine positive les zones modifiées par le plasma d'électrons sont éliminées par un agent révélateur tandis que dans le cas d'une résine négative, seules les zones écrites sont conservées. Nous utilisons une résine PMMA (polymétacrylate de méthyle) qui est une résine électronique positive. Notons que les résines électroniques ont des longueurs de chaînes réticulées inférieures aux résines optiques ce qui leur confèrent une plus grande résolution. D'autres types de résine existent comme les résines à amplification chimiques ; elles possèdent une plus faible résolution mais ont l'avantage d'être moins sensibles aux effets de proximité (nous développerons ces effets par la suite).

La dose d'écriture (ou le flux d'électrons envoyés) est le paramètre essentiel à déterminer car il est à l'origine de la bonne définition du masque en termes de forme et de dimensions des motifs. La dose à appliquer varie selon un grand nombre de paramètres comme l'épaisseur et la nature des différentes couches de matériaux.

La principale difficulté rencontrée dans cette étape de nanolithographie est liée aux effets de proximité des motifs. Nous verrons plus en détail que les électrons énergétiques du faisceau diffusent dans les différentes couches si bien que leur parcours global entraîne souvent des zones écrites ou modifiées, plus larges que la taille de spot initial. Pour des motifs très proches, on a alors un recouvrement des zones écrites, et deux motifs très proches peuvent alors se chevaucher pour n'en former qu'un seul.

D'autres méthodes de lithographie existent, comme la nano-impression, le DEEP UV [8] extrême, la litho-immersion ou encore la nucléation sélective. Selon les applications ces différentes méthodes présentent des avantages par rapport à la rugosité, la résolution, au temps d'écriture ou aux effets de rétrodiffusion que nous allons développer par la suite.

V. 1. 3 Le transfert de masque par gravure RIE

Lorsque le masque de résine est correctement défini en termes de dimensions, de topologie et d'homogénéité des trous, il est transféré à l'identique dans une couche de nitrure (Si_3N_4) par gravure plasma au travers du masque de résine. La gravure plasma est une gravure physico-chimique basée sur le bombardement d'espèces chimiques réactives. Elle permet notamment de contrôler l'anisotropie de la gravure par l'ajustement de ses paramètres.

Notons qu'il serait plus simple et précis de graver directement au travers du masque de résine, mais les gaz utilisés pour graver l'hétérostructure gravent également la résine. Le masque de résine serait donc totalement détruit avant que la gravure ne soit terminée.

La gravure profonde doit donc être sélective par rapport au masque, pour cela nous utilisons une couche de nitrure qui possède une vitesse de gravure très lente par rapport à celle de l'InP. Plus la sélectivité est grande, plus le rapport des vitesses est élevé, et plus le masque est préservé. En tenant compte de cette sélectivité tout en ignorant la vitesse de gravure effective de l'InP dans les trous (la vitesse de gravure dépend de la taille du motif à graver), nous avons choisi une épaisseur du masque de nitrure de 350 nm ce qui nous laisse une marge d'erreur suffisante quant à l'érosion du masque.

Le profil de gravure des trous dans la structure en InP dépend fortement de la qualité du masque de nitrure qui doit bien résister lors de la gravure et avoir des flancs bien verticaux. Pour que le profil du masque soit bien vertical, le transfert de la résine vers le nitrure doit être bien contrôlé. Quatre éléments contribuent à la bonne verticalité des flancs du masque de nitrure :

- la verticalité des flancs du masque de résine
- l'épaisseur du masque de nitrure
- l'anisotropie de la gravure
- le temps de gravure du masque de nitrure

- Pour les flancs de la résine, plus l'épaisseur est mince plus les flancs seront contrôlables, cependant elle est fixée par le rapport de sélectivité de gravure entre les deux matériaux. Compte tenu de l'épaisseur de nitrure que nous avons fixé à 350 nm et du rapport des vitesses de gravure qui est de l'ordre 1.2¹, l'épaisseur de résine choisie est de 580 nm. On ne peut donc pas réellement apporter d'optimisations à ce niveau. Par ailleurs, nous verrons plus loin que les observations de la résine dans la tranche, au microscope électronique à balayage, ont montré des flancs verticaux pour cette épaisseur.

- Concernant l'épaisseur du masque de nitrure, des études ont mis en évidence des effets de sous gravure sur les fines arêtes du masque lorsque l'épaisseur est très faible. Le profil du masque est donc modifié. Pour l'épaisseur que nous avons choisi cet effet ne s'exprime pas. Notons que l'épaisseur ne doit pas non plus être trop importante pour conserver la verticalité.

- Le temps de transfert doit être bien contrôlé. Un temps de gravure trop court conduirait à une mauvaise ouverture du masque, et compte tenu de la sélectivité, la gravure profonde de l'InP ne pourrait démarrer. En revanche une gravure trop longue provoque une sursaturation des espèces réactives à la transition nitrure/InP se traduisant par une sous gravure du masque. De ce fait il faut pouvoir arrêter la gravure dans les trous dès que la transition entre les deux matériaux est atteinte.

¹ C'est la vitesse de gravure de la PMMA qui est la plus élevée. Ce rapport est estimé au départ à partir des vitesses de gravure « pleine plaque » c'est-à-dire en couche uniforme.

- Enfin pour une bonne verticalité des flancs, la gravure doit être anisotrope. Pour cela des études paramétriques [9] ont été réalisées et ont montré qu'il existe une combinaison optimale entre les différents paramètres de gravure.

V. 1. 4 La gravure profonde

Nous utilisons une technique de gravure RIE classique, d'autres techniques ont été développées comme la RIE/ECR, la RIE/ICP [10,11] ou la gravure CAIBE [12,13]. Nous ne détaillerons pas ces autres méthodes dont les qualités de gravure (rugosité, le profil des flancs) ont été évaluées et comparées à travers des mesures de pertes [14].

Les propriétés d'anisotropie de la gravure profonde jouent un rôle important sur le profil final des trous. Pour cela il faut également trouver la combinaison optimale des différents paramètres de gravure. La difficulté pour réaliser la gravure profonde est liée au rapport d'aspect important des trous qui ont un diamètre de 325 nm pour une profondeur gravée requise de l'ordre 2 µm. Lors de la gravure, il y a formation de polymères constitués de chaînes carbonées sur l'ensemble de la surface de l'échantillon. Le retrait de ces polymères se fait classiquement par l'utilisation d'un plasma oxygène. Au fond de ces trous l'évacuation des polymères devient difficile voire critique. D'une part, ceci ralentit ou stoppe la gravure et d'autre part, le redépôt sur les parois et le masque modifie le profil de gravure.

Le plasma est composé d'un mélange de méthane, argon, hydrogène : $CH_4/H_2/Ar$. Le méthane est l'espèce réactive qui va graver l' InP. Nous ajoutons de l'argon pour augmenter le caractère physique de l'attaque, ainsi que du dihydrogène pour améliorer l'anisotropie. Afin de faciliter l'évacuation des espèces gravées, des plasmas d'oxygène sont appliqués régulièrement dans le temps.

La prise en compte de tous les paramètres des différentes étapes présentées ci-dessus nous a conduit à la structure qui est représentée sur la figure 5.2.



Figure 5.2 : Empilement de couches utilisé pour la fabrication du cristal photonique. Les couches supérieures de masquage contiennent le motif à graver dans l'hétérostructure InP/InGaAsP/InP. Toute cette architecture est prise en compte pour le calcul de la dose d'écriture électronique.

Nous décrivons le principe de la nanolithographie électronique et les résultats obtenus à la suite de plusieurs phases successives d'optimisation. Les difficultés rencontrées aux échelles nanométriques sont liées premièrement, à la sensibilité du process aux variations des paramètres technologiques. Une petite variation de paramètre de lithographie se traduit par une dérive de la dose d'électrons optimale à appliquer pour une bonne définition du masque de résine. Deuxièmement, les principales difficultés rencontrées s'articulent autour des effets de proximité des trous qui ne sont séparés que d'une centaine de nanomètres dans notre cristal photonique. Afin de suivre le bon déroulement de toutes les étapes technologiques, il est nécessaire d'effectuer un contrôle régulier des résultats obtenus. Nous utilisons pour cela un microscope électronique à balayage qui permet de juger avec une bonne précision de la qualité des étapes. Notons tout de même que la visualisation du masque de résine par cette technique est délicate à cause des effets de charge de la résine qui imposent une faible tension d'accélération et donc une plus faible résolution.

V. 2. 1 Les différentes étapes de la lithographie électronique

La lithographie électronique est une étape majeure - dans notre fabrication - qui consiste à transformer un masque virtuel - sous format numérique - en un masque physique de résine, qui permet d'effectuer des opérations technologiques de manière sélective sur la surface de l'échantillon. Ce masque est souvent défini dans une couche de résine polymère qui reproduit un ou plusieurs motifs. Nous souhaitons graver un réseau triangulaire de trous dans un substrat InP, il faut donc définir un masque de résine contenant des trous d'air.

Dans le cas d'une résine positive, toutes les zones écrites et révélées sont dépourvues de résine ; les zones non écrites quant à elles, sont préservées par la couche protectrice du masque qui joue alors un rôle d'écran face à la gravure.

Notre étape de lithographie électronique consiste donc en la définition d'un réseau de trous dans une résine électronique positive de type PMMA qui sera ensuite transféré dans une couche de nitrure par gravure plasma. Ce deuxième masque de nitrure servira de masque physique pour la gravure profonde des trous.

La lithographie électronique se déroule en trois étapes principales:

1. dépôt de résine

La première étape consiste en un dépôt de résine électronique par centrifugation. Ce dépôt doit être homogène et d'une épaisseur bien contrôlée. Pour cela les paramètres sont le temps, la vitesse et l'accélération du dépôt. Ces derniers varient selon l'arrangement macromoléculaire des chaînes de polymère et l'épaisseur du dépôt souhaitée. Une courbe d'étalonnage est établie avec ces paramètres pour chaque type de résine. Pour la résine PMMA 950 K (5%), que nous souhaitons déposer sur une épaisseur de 580 nm les paramètres de dépôt sont les suivants :

- épaisseur de résine : 580 nm
- accélération : 1000 tours/min²
- vitesse : 1500 tours/min
- temps : 12 secondes

Une fois la résine déposée, un premier recuit de quelques minutes sur plaque chauffante permet d'évacuer les solvants. Puis, un deuxième recuit en four thermique d'une trentaine de minutes permet de durcir le polymère qui est prêt pour la phase d'écriture électronique. La durée entre le dépôt de résine et la phase d'écriture ne doit pas excéder un temps limite audelà duquel des modifications de viscosité peuvent survenir. Cette phase de vieillissement du polymère a pour conséquences : d'une part, la modification des paramètres d'écriture comme la dose d'écriture qui essentielle pour la bonne reproduction des trous, et d'autre part, une diminution de la résolution.

2. Ecriture

La définition du masque de résine se fait dans notre cas par écriture électronique, nous allons détailler par la suite le principe de cette technique. De manière simplifiée, les zones écrites sont bombardées par un faisceau d'électrons accélérés qui viennent casser les liaisons des chaînes macromoléculaires du polymère, et sont ainsi par la suite dépourvues de résine.

Le paramètre d'écriture primordial est la dose qui doit être correctement choisie pour reproduire de manière précise la forme et les dimensions du masque. La dose s'exprime en charge par unité de surface (μ C/ cm²) et varie selon un grand nombre de paramètres comme la taille des motifs, la nature et l'épaisseur, de la résine et des différentes couches.

Il est donc nécessaire de faire une étude préalable prenant en compte tous les paramètres géométriques et physiques des différents matériaux, afin d'obtenir la dose optimale permettant d'atteindre la définition souhaitée. Cette étude se fait par simulation Monte Carlo et repose principalement sur l'étude de la diffusion des électrons dans les différents matériaux.

3. Révélation

La révélation est l'étape qui permet le «développement» des motifs préalablement sensibilisés par le faisceau d'électrons. Les zones de résine modifiées par le plasma d'électrons sont éliminées par réaction avec un révélateur chimique spécifique. L'agent révélateur pour la résine PMMA est le MIBK dilué dans de l'isopropanol. Le temps de révélation moyen des résines électroniques est de l'ordre d'une minute pour une concentration en MIBK de 1/3. L'ouverture des motifs est donc très sensible au temps de révélation qui doit être scrupuleusement respecté, une dizaine de secondes peuvent sensiblement modifier les dimensions des motifs. Typiquement, on peut ajuster la dose d'écriture en modifiant le temps d'action ou la concentration en révélateur.

La figure 5.3 rappelle les trois étapes principales de la lithographie électronique. En 1- on dépose de manière uniforme une couche de résine, puis en 2- on inscrit les motifs dans la résine par écriture électronique. Finalement en 3- les motifs sont révélés dans la solution de développement spécifique.



Figure 5.3 : Décomposition des étapes de la lithographie électronique pour une résine positive. La résine déposée en couche uniforme par centrifugation, est modifiée par le faisceau électronique, puis éliminée au cours de la révélation.

V. 2. 2 Principe et paramètres de l'écriture électronique

> Principe

Le masqueur électronique que nous utilisons est un modèle EBPG 5000+ fabriqué par Leica. Le faisceau d'électrons est obtenu par une source à effet de champ assisté thermiquement. La tension accélératrice est appliquée entre la source (ou cathode) et l'anode, l'ensemble source-anode formant une lentille électrostatique. Le faisceau créé est ensuite acheminé entre une série de bobines qui le replacent dans l'axe optique. Le parcours se poursuit à travers deux diaphragmes dont l'un sert à interrompre ou non le faisceau, tandis que l'autre sert à le filtrer. L'interruption du faisceau se fait par déviation et le filtrage permet de minimiser la dispersion énergétique. Ensuite un jeu de bobines diverses, permet de dévier le faisceau sur des distances allant de quelques centaines de microns à quelques nanomètres. La déflection la plus fine décrit un trapèze qui est la cellule élémentaire d'écriture. L'écriture d'un motif se fait alors par décomposition en trapèzes élémentaires. Plus ces trapèzes sont nombreux plus la résolution est grande. La figure 5.4 illustre le découpage en trapèzes de trous de 325 nm de diamètre.



Figure 5.4 : Décomposition d'un motif (ici un trou de 325 nm de diamètre) en trapèzes élémentaires, lors la phase d'écriture électronique.

Ensuite, le faisceau est refocalisé à travers un dernier ensemble de lentilles magnétiques dans le but d'obtenir un spot rond et régulier. Notons que l'ensemble de système est contrôlé par informatique : définition des paramètres d'écriture, chargement des échantillons, alignements et focalisation du faisceau.

Les paramètres d'écriture sont nombreux et corrélés, leur ajustement permet de contrôler la dose d'électrons à appliquer sur la surface de l'échantillon. La tension d'accélération est fixée à 50 kV pour l'ensemble de nos travaux, il nous est donc impossible de faire varier ce paramètre qui pourrait pourtant réduire les effets de proximité à plus forte valeur. L'intensité est proportionnelle à la taille de spot et la fréquence traduit le temps pendant lequel le faisceau reste sur le point d'impact. La dose est reliée à l'intensité et à la fréquence par la relation simple et empirique :

Dose
$$\approx$$
 I x (1/f)

Ainsi il est possible d'obtenir une taille de spot donnée pour une intensité donnée pour la dose recherchée en jouant sur la fréquence. La résolution qui est un paramètre important peut être définie par la distance entre deux points d'impact. Si la taille de spot est inférieure à la résolution toute la résine ne sera pas correctement révélée. Finalement, c'est la résolution liée à l'intensité, à la dose nécessaire, et la surface à écrire qui déterminent la fréquence et la durée de l'écriture.

V. 2. 3 Interactions électrons/résine et effets de proximité

Interactions électrons/résine

Lorsque les électrons du faisceau pénètrent dans la résine, ils subissent des interactions avec les électrons de la résine. Suite à ces interactions une partie de l'énergie est cédée à la résine dont les chaînes se brisent, ce qui a pour effet de modifier les propriétés du polymère. Cette résine modifiée va pouvoir agir avec un révélateur spécifique et les motifs seront révélés dans le masque. Cependant la surface modifiée (ou écrite) est souvent plus importante que la surface balayée par le spot, entraînant des « effets de proximité » entre plusieurs motifs consécutifs. Nous reviendrons plus loin sur ces effets liés à une modification du parcours des électrons qui diffusent dans la résine et le substrat. La globalité des chemins de diffusion des électrons dans les différentes couches donnent un profil en électrons caractéristique et on parle alors de « poire de diffusion ». Trois types de diffusions sont à l'origine de cet élargissement de la zone exposée ou sensibilisée :

- la diffusion progressive dans la résine :

Lorsque les électrons pénètrent dans la résine, une partie d'entre eux subit une diffusion avec de petits angles appelée « forward scattering » qui tend à élargir plus signicativement le diamètre initial du faisceau au cours de son avancée dans le matériau. Cette augmentation du diamètre D se fait selon la relation phénoménologique de type :

D=0.9 x (E/V)

où E est l'épaisseur de résine et V la tension appliquée en kV.

Ce type de diffusion peut donc être limité en minimisant l'épaisseur de résine et en maximisant la tension d'accélération.

- la rétrodiffusion des électrons :

Tandis que les électrons continuent leurs parcours pour traverser l'interface résine/semiconducteur, une majorité d'entre eux subit une diffusion avec de grands angles. On parle alors de « backscattering ». Ces électrons sont réfléchis pour retraverser la résine sur une distance significative créant un effet de double insolation ou écriture. La quantité d' électrons rétrodiffusés est proportionnelle au numéro atomique du matériau diffractant. Ce phénomène sera donc plus important dans un matériau III-V que dans du silicium. - les électrons secondaires :

Pendant leur parcours, les électrons sont ralentis, et une grande partie de leur énergie est dissipée sous forme d'électrons secondaires, avec une énergie comprise entre 2 et 50 eV. Ils sont en grande partie responsable de la modification de la résine. Cependant leur effet s' étend sur quelques nanomètres. Cette contribution des électrons secondaires influe donc peu sur les effets de proximité entre les motifs.

Ces trois effets conduisent à une répartition des électrons en forme de poire dans le matériau : la largeur de diffusion augmente progressivement en profondeur dans la résine (Fig 5.5 à gauche). En surface c'est la diffusion dans la résine qui prédomine alors qu'en profondeur ce sont les électrons rétrodiffusés. Comme le montre la figure 5.5, le profil de diffusion global varie avec la tension accélératrice. Plus la tension est faible plus la largeur de diffusion est importante et plus on s'éloigne de la taille du spot initial.



Figure 5.5 : Evolution de la « poire de diffusion » des électrons en fonction de la tension accélératrice.

En conclusion, afin de limiter ces effets de diffusion qui donnent naissance à des effets de proximité entre les motifs il est préférable de travailler à faible épaisseur de résine et à haute tension accélératrice et sur matériau III-V, mais ces paramètres sont souvent imposés.

Effets de proximité

Lorsque deux motifs sont proches les contributions respectives des deux écritures peuvent se recouvrir et s'additionner à cause de la diffusion des électrons dans le matériau. Ainsi pour deux motifs très proches, la zone interstitielle reçoit les deux contributions d'électrons et on observe parfois un recouvrement entre les motifs qui n'en forment plus qu'un seul. Dans le cas d'un réseau, les motifs du centre par exemple, vont subir toutes les contributions respectives des motifs voisins ; ceci aura pour effet un surdosage par rapport à la dose de base. Ainsi, selon la répartition spatiale des motifs et leur position les uns par rapport aux autres on observe des variations de doses localisées qui se traduisent par des inhomogénéités dans l'ouverture et la forme des motifs. Dans un réseau de trous très proches comme celui que nous souhaitons fabriquer, les effets de proximité se traduisent principalement par une ouverture non homogène des motifs dans le réseau. Au cœur du réseau les trous seront plus dosés que sur les bords, le diamètre des trous n'est donc pas constant dans tout le cristal photonique. Bien sûr, cette irrégularité des trous n'est pas satisfaisante et nous verrons qu'il est possible de corriger ces effets de proximité en ajustant localement les doses d'écriture. La figure 5.6 illustre les effets de proximité entre deux motifs ainsi que dans une distribution circulaire de trous.

Effet de proximité : modification de la taille des motifs



Figure 5. 6 : Illustration de l'effet proximité : à gauche entre deux motifs ; à droite dans une distribution circulaire de motifs.

V. 2. 4 Les premiers essais de lithographie

Essais sans correction de proximité

Nous présentons ici les premiers essais d'écriture qui nous ont permis de cerner les principales difficultés pour l'inscription de réseaux nanométriques dans une résine polymère. Les premiers essais ont été réalisés à partir d'un masque (sous format numérique) comportant le motif de répétition ou « champ » sur tout l'échantillon. La figure 5.7 décrit ce motif de répétition. Il est constitué de quatre petites zones d'écriture (1 à 4) de dimension 10 x 10µm comportant le design d'un coupleur backward.

Comme nous le verrons par la suite, il y a une dérive entre les dimensions visées et les dimensions obtenues en fin de process, ainsi chaque zone possède un diamètre de trou situé autour de 325 nm que nous espérons atteindre.

Ce champ comporte également un grand réseau de trous (20x50µm) sans défauts dont les paramètres géométriques correspondent au cristal photonique que nous étudions. Enfin le masque contient un grand carré homogène appelé « plot » dans lequel une sonde vient détecter les transitions de gravure entre les différentes couches. Ce plot est particulièrement utile lors du transfert de masque de la résine vers le nitrure, pour surveiller le bon déroulement de la gravure.





Recherche de la dose d'écriture

L'écriture électronique se fait généralement en deux étapes. Lors d'un premier essai, la dose d'écriture est incrémentée sur l'échantillon autour d'une dose de base préalablement calculée à partir d'une méthode Monte-Carlo. Cette méthode, qui permet de trouver une estimation de base de la dose à appliquer, repose sur le calcul de la diffusion des électrons dans les différentes couches.

Une observation précise des différents dosages de motifs au microscope électronique à balayage permet alors de trouver la dose optimale qui reproduit les bons paramètres géométriques (dimensions et formes). Après avoir déterminé la dose d'écriture, l'échantillon est dérésiné et une nouvelle lithographie est processée à partir de cette dose fixe et unique.

Pour la première variation de dose, la dose de base est de 600 μ C/cm² et l'incrément de dose est de 1 μ C/cm², il est alors possible de déterminer la dose fixe optimale (644 μ C/cm²) avec une grande précision.

Pour les premiers essais d'écriture le courant de faisceau était de 330 pA, la résolution de 10 nm et les effets de proximité n'était pas corrigés. Le tableau 5.1 résume les paramètres principaux des premiers essais d'écriture.

dose de base	$\mu C/cm^2$	600
dose optimale fixe	$\mu C/cm^2$	644
courant	μA	330
tension	V	50
résolution	nm	10
correction de proximité		non

Tableau 5.1 : Paramètres d'écriture des premiers essais non optimisés.

Les photos 5.8 a et b, réalisées au microscope électronique, montrent deux motifs obtenus à partir de doses différentes. A gauche, la photo 5.8.a montre après révélation, un exemple typique d'écriture sous dosée. On observe une mauvaise ouverture des motifs dans la résine et une taille de trous inférieure à la taille visée. La photo de droite présente le masque de résine à la dose optimale. Les trous sont correctement définis dans la résine et respectent les dimensions du masque de départ, cependant les trous n'ont pas un profil parfaitement circulaire. En réalité ce profil est du à un découpage en trapèzes élémentaires insuffisants et donc à une trop faible résolution.



а-

b-

Figure 5.8 : Masques de résine après révélation. A gauche les motifs sont sous dosés car ils sont plus petits (294 nm) que la taille visée (325 nm) et ne sont pas bien ouverts dans la résine. A droite, le masque est correctement défini en termes de dimension mais le profil des trous n'est pas parfaitement circulaire.

Ces premières observations des motifs montrent que la dose idéale semble se situer aux alentours de 640 μ C/cm². Cependant à cette dose l'observation du grand réseau montre une ouverture de trous trop importante par rapport aux dimensions du départ (325 nm). Ceci est dû à la plus grande surface du réseau car les contributions de chaque trou s'additionnent et au

final la dose effective appliquée est plus importante. Ce surdosage est une première conséquence de la proximité des motifs. Une deuxième conséquence, nettement visible sur la photo 5.9 est l'ouverture non homogène des trous selon leur position dans le réseau. On observe notamment au centre du réseau, la destruction des motifs qui sont trop fortement dosés contrairement à ceux des bords qui le sont moins. Il est donc nécessaire de prendre en compte ces effets de proximité qui rendent le réseau non homogène. Nous verrons par la suite comment nous pouvons les corriger.



Figure 5. 9 : Masque de résine dans un réseau de trous. On observe une ouverture non homogène des trous, l'effet de proximité des motifs surdose les motifs du centre par rapport à ceux des bords.

Dans un premier temps nous avons optimisé le profil des trous en utilisant une résolution de 5 nm et gardant tous les paramètres d'écriture précédents. Le résultat de l'écriture après révélation est présenté sur les photos 5.10 a et b. On observe un profil bien circulaire qui garde les dimensions du masque de départ mais l'ouverture reste non homogène. Cette effet n'est pas très visible sur ces images car la zone observée est réduite.



а-

b-

Figure 5. 10 : Masque de résine optimisé sans correction de proximité. La dose d'écriture est optimale $(644 \ \mu\text{C/cm}^2)$ et la résolution du spot est de 5 nanomètres.

Modification du courant : dérive de la dose d'écriture optimale

Au cours de ces travaux, pour des raisons de stabilité du faisceau d'électrons, le courant a été modifié. Les premiers essais ont été faits à partir d'un courant de 330 pA, alors que pour toute la suite il sera de 100 pA. L'optimisation de l'écriture a donc été refaite car le changement de courant s'est accompagné d'une dérive de la dose de base. Les photos 5.11 a et b montrent cette dérive de la dose avec le courant de faisceau. A gauche, l'écriture à 100 pA avec les paramètres de lithographie initiaux est sous dosée ; les motifs sont moyennement définis avec un diamètre trop petit de 311 nm. A droite, le masque est correctement défini pour un courant de 100 pA avec la dose d'écriture initiale, mais le temps de révélation a été augmenté de 15 secondes pour compenser le sous dosage. Une diminution du courant entraîne donc une diminution de la dose.



Figure 5.11 : Masque de résine après révélation. A gauche les motifs sont sous dosés avec un courant de faisceau de 100 pA. A droite, le masque est corrigé en augmentant le temps de révélation.

Conclusion partielle :

Ces premiers essais d'écriture ont montré deux point essentiels. Premièrement, l'inscription du réseau de trous nécessite une résolution du faisceau de 5 nm. Au delà le profil n'est pas parfaitement circulaire.

Deuxièmement, la proximité des motifs est à l'origine d'inhomogénéités dans la taille des trous du réseau. Plus la surface est grande, plus les effets de proximité sont prononcés. Une correction des ces effets de proximité est donc nécessaire.

V. 2. 5 La correction de proximité à trois et huit coefficients

La simulation Monte-Carlo de la diffusion des électrons dans les différentes couches permet de prévoir les effets de proximité qui provoquent des sur/sous dosages localisés dans le réseau. L'utilisation d'un logiciel de correction de proximité permet de répartir sur la zone d'écriture des coefficients appliqués à la dose de base. Il est alors possible d'uniformiser le dosage en appliquant par exemple, un coefficient de dose plus élevé sur les régions du bord par rapport à celui des zones centrales du réseau, largement plus dosées avant correction. Plus le nombre de coefficients appliqués est important plus les effets de proximité sont finement corrigés. Nous avons évalué l'efficacité de la correction de proximité en augmentant progressivement le nombre de doses (de coefficients) appliquées sur le masque.

Dans un premier temps, nous avons travaillé à partir d'un masque comportant quatre grands réseaux de trous (figure 5.12) de forme rectangulaire. Le réseau supérieur a un diamètre de trous de 245 nm, les deux du milieux 275 nm, et celui du bas 305 nm.



Figure 5. 12 : Masque de répétition défini pour tester la correction de proximité. Il se compose de quatre réseaux de trous. Le chiffre indique le diamètre des trous : 245, 275 et 305 nm.

Compte tenu de la modification de courant et du dessin du masque, la dose de base d'écriture a changé et suite à l'analyse d'une variation de dose supplémentaire, les nouveaux paramètres d'écriture sont les suivants :

dose unique	$\mu C/cm^2$	248
courant	pA	100
tension	kV	50
résolution	nm	5
correction de proximité		oui

Tableau 5. 2 : Paramètres d'écriture après un changement du courant et de la taille des réseaux de trous. La résolution d'écriture est de 5 nm.

Les photos 5.13 a et b montrent deux exemples d'écriture avec correction de proximité. A gauche, trois coefficients sont répartis sur le masque, contre huit à droite. Les fichiers numériques de correction de proximité respectifs sont représentés en c et d. Chaque zone colorée correspond à un coefficient donné, appliqué sur la dose de base. Plus on s'éloigne du cœur du réseau, plus les coefficients de correction sont élevés.



c-

d-

Figure 5.13 : Révélation du masque corrigé avec en a, 3 coefficients, contre 8 en b. Les fichiers de correction indiquant la répartition des coefficients figurent respectivement en c et d, chaque couleur correspond à un coefficient de correction.

Les photos 5.13 a et b ont été réalisées au microscope électronique à balayage. A gauche, on observe nettement un contraste entre les zones du bord plus sombres et la zone centrale du réseau. Ceci s'explique simplement. Bien que les trous soient tous répartis régulièrement, i.e. leur centre est situé sur une grille triangulaire, leur rayon dépend de leur position. A cause des effets de bords, les trous d'un diamètre donné ont leur centre situé sur des lignes ovales. Ainsi, on observe un arrondi dans les coins de la zone de gravure rectangulaire. Cette observation montre que le nombre de coefficients n'est pas assez élevé pour corriger les effets de proximité de ce réseau.

A droite, avec huit coefficients le réseau est homogène, aucun contraste n'est observé. La mesure des diamètres des trous au MEB, pour différentes zones des réseaux, a montré qu'avec huit doses, l'homogénéité semble satisfaisante pour la définition du masque de résine.

Les cartes de répartition des doses c et d sont très enrichissantes et montrent l'extrême sensibilité de la lithographie aux effets de proximité.

En effet, si on les compare, l'essai avec huit doses montre un meilleur découpage des zones notamment au centre des réseaux. Ceci monte donc l'utilité des huit coefficients. L'utilisation de trois coefficients ne permet donc ici qu'une correction grossière des bords des réseaux qui sont affectés de coefficients plus faibles par rapport au centre.

Ces cartes montrent également l'extrême sensibilité des effets de proximité à la topologie du masque. D'une part on observe que pour des motifs de surface importante, les effets de proximité sont plus prononcés et nécessitent plus de coefficients. C'est le cas du réseau inférieur où huit coefficients sont utilisés contre quatre pour le réseau supérieur qui possède le plus petit diamètre de trous.

On observe également que les deux réseaux identiques du centre n'ont pas exactement la même carte de correction. Ceci est dû à leur position par rapport aux deux autres réseaux. Les quatre réseaux interagissent donc entre eux et on peut en déduire que les effets de proximité sont présents à la fois à l'échelle des trous et des réseaux.

En résumé, l'observation de cartes de correction montrent l'amplitude des effets de proximité. La moindre modification du masque, tel un changement de taille ou de distribution des trous nécessite une nouvelle étude de la dose de base.

V. 2. 6 La correction à seize coefficients

Si l'utilisation de huit doses semble satisfaisante pour la réalisation de cristaux photoniques homogènes sans défauts, qu'en est-il lorsque l'on introduit des guides ou des cavités dans le réseau ? Bien sur cela complique le problème et nous avons d'ailleurs utilisé 16 coefficients pour traiter ce type d'écriture.

Le masque que nous avons étudié est identique au précédent, mis à part l'ajout, dans le deuxième réseau supérieur de défauts tels que des guides, des virages et des coupleurs qui figurent en blanc (ils ne sont pas dosés) sur la carte de correction de la figure 5.14 (a).

La finesse des effets de proximité se traduit par un découpage complexe en zones corrigées, un agrandissement du bord du réseau est représenté sur la figure 5.14(b); la figure 5.15 montre le découpage ultime à l'échelle d'un trou.

Si on compare les deuxième et troisième réseaux (en partant du bas) qui ont le même diamètre de trous, on remarque clairement l'influence des défauts dans le cristal. Leur présence change beaucoup la distribution des coefficients. Les résultats de l'écriture à 16 coefficients sont présentés sur les photos 5.16 a, b et c.





Figure 5.14 : A gauche: fichiers de correction à 16 coefficients de dose d'écriture. On observe sur le deuxième réseau en partant du haut, l'influence des défauts sur la répartition des zones corrigées. La figure de droite représente un zoom des bords du réseau corrigé.



Figure 5.15 : Traitement des effets de proximité à l'échelle d'un trou.



Figure 5. 16 : Résultats de l'écriture à 16 coefficients de correction. On observe dans le masque de résine une bonne définition des structures guidantes comme un virage à 60 °, un filtre add-drop à base de cavité H_6 et enfin le coupleur backward (double branche), dont nous avons largement étudié les performances dans les chapitres précédents.

Les résultas de lithographie présentés sur les photos 5.16 sont satisfaisant en termes d'homogénéité et de définition des motifs. Cette écriture électronique basée sur la répartition de 16 coefficients fait preuve d'une grande efficacité face la complexité des effets de proximité qui sont ici renforcés par la présence de défauts dans le cristal.

BILAN SUR LA LITHOGRAPHIE

Ces travaux sur la nanolithographie électronique montrent que si le masqueur électronique est performant, son utilisation n'est pas triviale aux échelles nanométriques. Dès lors que les dimensions deviennent petites, les effets de proximités sont accrus et la sensibilité aux paramètres intrinsèques ou extrinsèques à l'écriture est extrême. Si les paramètres intrinsèques tels que la tension , la taille du faisceau et le courant restent bien contrôlables, les paramètres de dépôt, de révélation le sont un peu moins et la moindre modification du masque de départ nécessite une nouvelle étude. Au final, pour une bonne reproductibilité, une grande rigueur dans les diverses étapes de la lithographie est nécessaire. Le transfert de masque de la résine vers le nitrure est une étape importante car la qualité de la gravure profonde en dépend fortement. Lors de la gravure profonde de l'InP, la tenue du masque est essentielle, il faut alors déterminer une épaisseur de masque suffisante qui dépend de la vitesse de gravure de celui-ci. De manière générale que ce soit pour la résine ou le nitrure, plus la couche de masquage est mince plus il est facile de contrôler le transfert du motif. Enfin la verticalité des flancs du masque dépend de l'anisotropie de la gravure plasma.

En se basant sur l'expérience de gravure de notre laboratoire, nous avons pu trouver rapidement la nature et les épaisseurs des différentes couches de masquage. Cependant nous avons rencontré des difficultés propres à la fabrication de notre réseau nanométrique. Tout d'abord, nous verrons que les effets de proximité ont des conséquences importantes sur la qualité du masque. Nous verrons que les optimisations apportées par le logiciel de correction ont permis de résoudre ces problèmes. Ensuite nous ne connaissons pas la vitesse de gravure du nitrure dans les trous, or il faut la connaître pour pouvoir arrêter la gravure dès que la transition entre le masque et la structure InP est atteinte.

Nous présentons ici les principales étapes d'optimisation qui nous ont permis d'obtenir un masque de nitrure résistant à la gravure et dont les flancs sont verticaux.

V. 3. 1 Principe de la gravure plasma

La gravure RIE (Reactive Ion Etching) est assurée par un bâti dans lequel est crée un plasma à partir de différentes sources gazeuses. Le plasma est obtenu par ionisation du mélange gazeux en appliquant entre deux plaques métalliques un signal RF. Les charges résultantes sont envoyées vers l'échantillon à graver à l'aide d'une tension d'autoredressement. Les paramètres qui permettent de fixer la vitesse de gravure sont les débits gazeux, la puissance RF et la pression. Des paramètres de contrôle, tels que la puissance RF réfléchie et la tension DC, sont relevés à chaque essai de façon à juger du bon déroulement de la gravure et de sa reproductibilité.

Après écriture, les motifs de la résine sont transférés par gravure RIE dans la couche de nitrure qui sert de masque pour la gravure profonde de l'InP. La technique est la même que pour celle du transfert de masque, mais les paramètres sont à adaptés à chaque type de gravure. Pour graver le nitrure, le plasma est obtenu à partir d'un mélange gazeux CH_4/CHF_3 . Le tableau 5.3 résume les paramètres utilisés :

CF₄	sccm	40
CHF₃	sccm	40
Pression	mT	50
Puissance	w	125
Tension	V	492

Tableau 5.3 : Paramètres de gravure RIE du masque de nitrure (Si₃N₄).

V. 3. 2 Les conséquences des effets de proximité

Gravure non homogène

Les premiers essais de gravure ont été réalisés à la suite des premières lithographies qui ne prenaient pas en compte les effets de proximité. Les masques de résine obtenus comportaient alors des irrégularités dans l'ouverture des trous. Ces effets de proximité semblaient moins marqués sur les petites surfaces des coupleurs que sur les grandes zones d'écritures des réseaux sans défauts. Cependant, la gravure a montré que les effets de proximité sont bien présents même sur des petites surfaces. S'ils ne sont pas toujours très visibles après la révélation, il en est autrement lorsque l'on grave à travers ce masque. Comme nous allons le voir, la vitesse de la gravure est très sensible au diamètre des trous. Plus grands sont les trous, plus rapide est la gravure. Ainsi des variations de diamètre au sein d'un même réseau conduisent à une inhomogénéité de profondeur gravée.

La photo 5.17.a représente cet effet lors du transfert d'un coupleur de la résine vers le nitrure. On observe une zone centrale (autour des branches de couplage) plus claire que les bords du réseau. Au centre, le fond des trous plus clairs, montre qu'ils sont déjà ouverts sur la couche supérieure en InP et que la gravure du nitrure est terminée. En revanche sur les bords, il reste encore une épaisseur de nitrure non gravée. La vitesse de gravure est donc plus élevée au centre, où le diamètre des trous est plus grand. Par conséquent, les effets de proximité rencontrés lors de l'écriture conduisent à une distribution de vitesses de gravure dans le nitrure.

Mauvais profil du masque

La conséquence directe de ces effets est une mauvaise définition des motifs dans la résine car les doses ne sont pas corrigées. Ceci provoque des flancs non verticaux présents à la fois dans la résine, dans le masque de nitrure et dans la structure en InP. La photo 5.17.b illustre cet effet. De plus, on observe parfois des effets de sous gravure du masque, lorsque la gravure est prolongée au-delà de la transition nitrure/InP. Si on s'intéresse à la photo 5.17.a, il est clair que le transfert de masque n'est pas achevé sur les bords, il faut donc continuer la gravure. Cependant, celle-ci est sélective, et l'InP n'est pas gravé avec cette chimie de plasma. Au centre, les trous sont bien ouverts sur l'InP, on observe alors un effet de sous gravure, les flancs ne sont plus verticaux. Le masque est creusé selon le schéma 5.18 et les flancs du nitrure ne sont plus verticaux. L'effet de sous gravure va donc modifier le profil du masque au détriment de la gravure profonde qui reproduit fidèlement les flancs du masque.

La conséquence est illustrée sur la photo 5.17.b, qui montre le résultat de gravure dans la structure InP à travers le masque de nitrure. On observe à la fois des inégalités de profondeur de trous, qui sont plus profonds au centre. De plus à cause de la sous gravure du masque, les flancs des trous ne sont pas verticaux et on observe un profil évasé. Ces premiers essais de transfert de masque et de gravure profonde ont montré qu'il est nécessaire d'obtenir un masque de nitrure de bonne qualité pour réussir une gravure bien anisotrope. Pour cela l'étape du transfert de masque est essentielle et il est nécessaire de corriger les effets de proximité dans la résine.



Figure 5.18 : Effet de sous gravure dans les trous lorsque tout le masque de nitrure est gravé. Le profil du masque est modifié, les flancs du masque de nitrure ne sont plus verticaux.



a-



b-

Figure 5.17 a et b : En haut : vue de dessus du coupleur lors transfert de masque de la résine vers le nitrure : l'ouverture des trous dans le nitrure n'est pas homogène à cause des effets de proximité. En bas : on observe dans la tranche la gravure de l'InP à travers le masque de nitrure. La profondeur gravée n'est pas homogène et les flancs ne sont pas verticaux.
V. 3. 3 Optimisations du transfert de masque

Par la suite, l'utilisation du logiciel de correction de proximité nous a permis d'obtenir des masques de résine correctement définis (voir lithographie) et les gravures du nitrure sont devenues homogènes. Cependant l'étape de transfert de masque de la résine vers le nitrure reste délicate. En effet, il est nécessaire de bien contrôler les temps de gravure dans les trous. Un temps de gravure trop long risque de conduire à des effets de sous gravure tels que nous venons de les présenter. Or nous ne connaissons pas à priori la vitesse de gravure dans les trous, la gravure que nous pouvons suivre au cours du temps est celle du plot qui nous sert d'indicateur à la transition nitrure/InP. Ainsi il est préférable de graver le nitrure progressivement et de regarder l'évolution du profil du masque au microscope électronique à balayage. Nous avons appliqué cette méthode qui est lente est destructive car il est nécessaire de cliver l'échantillon pour l'observer dans la tranche. En contrepartie elle nous à permis de bien contrôler la gravure et d'obtenir une bonne estimation de la vitesse de gravure dans les trous.

Les photos 5. 19 montrent l'évolution du profil du masque au cours du transfert de la résine vers le nitrure pour le réseau au plus faible diamètre de trous. On observe sur la photo de gauche, du bas vers le haut, une couche épaisse et claire qui correspond à l'hétérostructure InP/InGaAsP, puis la couche de nitrure et la couche de résine, plus faiblement contrastées. La photo de gauche montre le transfert de masque au bout de cinq minutes, la gravure du nitrure n'est pas encore terminée et il reste encore une centaine de nanomètres sur les 350 du départ. Ceci nous permet de déterminer une valeur moyenne de la gravure du nitrure dans les trous qui s'élève à 40 nm.min⁻¹. Cette valeur est inférieure à la vitesse de gravure de la résine qui est de 52 nm.min⁻¹. C'est pour cette raison que la couche de résine du départ est nettement plus élevée (580 nm). La détermination de la vitesse de gravure dans les trous permet ainsi d'obtenir une estimation du temps additionnel nécessaire pour stopper la gravure lorsque tout la transition nitrure/InP est atteinte. Deux minutes trente supplémentaires sont nécessaires ce qui fait une durée totale du transfert de masque de sept minutes et trente secondes. La photo 5.19, de droite, montre le profil du masque lorsque tout le nitrure est gravé. On peut remarquer la verticalité des flancs de la résine et du masque de nitrure, et on mesure une épaisseur de résine résiduelle de 122 nm. Le tableau résume les caractéristiques de transfert de masque dans le réseau de diamètre 275 nm.

Vitesse de gravure Si ₃ N ₄	nm/min	40
Vitesse de gravure PMMA	nm/min	52
Epaisseur de résine finale	nm	122
Temps de transfert	min	7.5

Figure 5.4 : Caractéristiques du transfert de masque de la résine vers le nitrure.



Figure 5.19: Observation dans la tranche du transfert du masque. A gauche, la gravure n'est pas terminée, on observe la bonne verticalité des flancs de résine. A droite, le transfert est terminé, l'épaisseur résiduelle de la résine est de 122 nm.

V. 3. 4 Influence du facteur de remplissage

Nous l'avons vu, la gravure dans les trous dépend fortement du diamètre. Ainsi le temps de transfert idéal n'est pas le même pour tous les réseaux. La photo 5.20 montre le profil du masque pour le diamètre de trous de 325 nm après les 7min 30 de gravure. On observe un effet de sous gravure au fond des trous. Ceci signifie que la transition nitrure/InP est atteinte plus rapidement dans les grands trous. Il est donc difficile de réaliser un transfert de masque optimal pour différents réseaux sur un même échantillon.



Figure 5.20 : Masque de résine du réseau comportant le plus grand diamètre. Le temps de gravure trop long pour ce réseau provoque la sous gravure du masque dans le fond des trous.

V. 3. 5 Elargissement des motifs

L'optimisation du temps de gravure et de la dose d'écriture, pour un réseau donné, conduit à une bonne verticalité des flancs du masque. Cependant le transfert de masque s'accompagne d'une légère dérive des dimensions du masque original, en résine, car les trous subissent au cours de cette étape une augmentation de jusqu'à 25 % de leur diamètre d'origine. Ceci est dû à la verticalité qui n'est pas parfaite surtout dans les grands trous qui subissent un effet de sous gravure. Les photos 5.21 montrent une vue de dessus du masque de nitrure après élimination de la couche résiduelle de résine. A gauche, le diamètre initial était de 325 nm contre 404 après la gravure ; le facteur de remplissage à beaucoup augmenté et les trous ne sont désormais séparés que d'une vingtaine de nanomètres. A droite le diamètre initial était de 305 nm, il est de 380 nm après le transfert de masque. Remarquons tout de même au passage la bonne homogénéité dans le diamètre des trous.



Figure 5.21 : Vue de dessus du masque de nitrure. On observe une augmentation du diamètres des trous dans chaque réseau. Dans le réseau au plus grand diamètre, qui figure à gauche, l'espace entre les trous n'est que d'une vingtaine de nanomètres après la gravure.

Afin d'obtenir les bonnes dimension de trous (325 nm), il est nécessaire de prendre en compte cet effet lors de la conception du masque. Le tableau résume les valeurs des diamètres mesurés dans chaque réseau :

Diamètre avant transfert (nm)	après transfert (nm)	Augmentation %
325	404	24.5
305	382	25
275	328	20

 Tableau 5.5 : Dimensions des trous avant et après le transfert de masque

En conclusion sur la gravure du nitrure:

Cette étude sur l'étape de gravure du masque de nitrure montre que les effets de proximité ont des conséquences importantes à la fois sur l'homogénéité des profondeurs gravées et sur le profil du masque. De plus, nous avons observé une forte sensibilité de la vitesse de gravure à la taille des trous. Or le temps de gravure doit être respecté pour chaque taille de trous. Ceci complique l'optimisation du temps de gravure pour un ensemble de réseaux différents. Enfin, les effets de sous gravure associés à un manque d'anisotropie peuvent conduire à une augmentation importante de la taille des trous. Au final, la correction de proximité, l'optimisation du temps de gravure dans un réseau donné, et le report de diamètre sur la masque original conduisent à la bonne définition du masque en termes de profil et de dimensions. Nous gravons la structure InP/InGaAsP/InP en utilisant une RIE classique à base d'un mélange de méthane, Argon et hydrogène : $CH_4/Ar/H_2$. Cette composition de gaz est couramment utilisée pour graver des structures à base d'InP [15]. D'autres méthodes de gravure telles que l'ICP et l'ECR sont également très prisées car elles sont plus énergétiques et possèdent des vitesses de gravure plus élevées que la RIE classique. Une vitesse record de l'ordre 850 nm/min. a été présentée [16] par une gravure ICP à base d'un mélange $Cl_2/CH_4/Ar$. Cependant ces méthodes ne respectent pas toujours la stoechiométrie de gravure, en réagissant préférentiellement avec le Phosphore [17,18]. Ceci augmente fortement la rugosité des surfaces gravée, et donc les pertes par diffusion des guides ruban par exemple.

La RIE classique que nous utilisons est une gravure plus lente mais possède l'avantage de produire des surfaces plus lisses. Nous présentons dans ce chapitre les résultats obtenus à partir d'un mélange de gaz et de paramètres déjà optimisés dans notre laboratoire.

V. 4. 1 Principe et paramètres

Le principe physique de la gravure est le même que celui du transfert de masque. Les paramètres de gravure sont adaptés à la nature des matériaux à graver. Si la difficulté lors du transfert de masque était de reproduire le plus fidèlement possible le masque de résine en gardant à la fois les dimensions et des flancs bien verticaux, ici la difficulté est bien sûr toujours l'anisotropie de la gravure plasma mais aussi l'évacuation des résidus de gravure au fond des trous qui ralentissent la gravure, et se redéposent sur les parois en modifiant ainsi le profil. Il faut alors jouer sur tous les paramètres disponibles pour pouvoir obtenir à la fois une vitesse de gravure satisfaisante, une bonne anisotropie, une faible rugosité des parois et une bonne évacuation des résidus de gravures. Nous nous sommes basés sur un procédé mis au point dans notre laboratoire pour la gravure de l'InP. Les paramètres figurent dans le tableau 5.4 :

CH ₄	sccm	10
H ₂	sccm	50
Ar	sccm	10
Pression	mT	65
Puissance	w	225
Tension	V	492

Tableau 5.4 : Paramètres de gravure profonde RIE

Des études paramétriques [9] ont permis de bien identifier l'influence des paramètres comme la concentration des gaz, la pression de la chambre et la puissance sur la vitesse de gravure et l'état de surface.

Le méthane produit des radicaux CH_3 qui gravent l'InP. Plus la concentration en CH_4 augmente plus la vitesse de gravure augmente jusqu'à une certaine limite où la gravure est ralentie par la formation abondante des polymères résiduels. L'argon permet d'augmenter le caractère physique de l'attaque et le dihydrogène permet d'augmenter l'anisotropie [10]. En revanche l'argon et l'hydrogène augmentent la rugosité [19]. Enfin la puissance RF et la pression augmentent la vitesse de gravure. La gravure se fait en plusieurs étapes séparées par des séquences de nettoyage de chambre par pompage à une pression de l'ordre 10^{-5} Torr. Des plasma d'oxygène réguliers permettent d'évacuer les polymères formés pendant la gravure de l'InP. Insistons ici sur l'importance des séquences d'oxygène qui sont indispensables pour l'anisotropie et la vitesse de gravure. En effet si les polymères ne sont pas évacués régulièrement, leur présence fait chuter la vitesse de gravure. De plus le redépôt de polymère sur les bords du masque peut modifier le profil du masque et donc des flancs de gravure [20]. Nous avons choisi de faire des séquences de pompage de cinq minutes toutes les vingt minutes.

V. 4. 2 Gravures sans optimisation du masque

Lors des premières tentatives de gravure profonde nous avons mesuré à quel point le transfert du masque de nitrure influe sur le profil de la gravure. Au départ le masque de nitrure n'était pas correctement inscrit dans la couche de nitrure, car les premières lithographies sans correction de proximité ont conduit à des surdosages dans le réseau de trous. La photo 5.22 montre un résultat de gravure dans un cas extrême de surdosage. Le surdosage de l'écriture particulièrement sévère au centre du réseau, provoque une destruction totale du réseau au centre, tandis que les bords sont peuplés d'un réseau de piliers. En dessous, à une dose moins élevée, la photo 5.23 réalisée au FIB², montre le profil du masque, par creusée d'une tranchée dans la structure. Cette méthode présente l'avantage de ne pas cliver l'échantillon. Cette photo permet de juger de la mauvaise qualité de la gravure à travers l'observation des flancs qui ne sont pas verticaux. Ce profil s'explique par la mauvaise ouverture du masque de résine, lorsque la dose d'écriture n'était pas encore optimisée. Les optimisations apportées au cours de la lithographie et du transfert de masque, ont permis de réduire considérablement ces imperfections du masque de nitrure. L'optimisation de la dose d'écriture lors de la lithographie a permis de corriger les flancs de la résine qui n'étaient pas verticaux. Puis, la détermination des vitesses de gravure dans les trous a permis de préserver le profil du masque, en évitant les effets de sous gravure qui apparaissent au delà de la transition nitrure/InP. Enfin, la quantification de l'augmentation du diamètre des trous lors du transfert de masque a modifié le dessin du masque original qui doit prendre en compte cet effet pour obtenir les dimensions visées.

² Le FIB : Focused Ion Beam.



Figure 5.22 : Gravure RIE de l'hétérostructure. Les effets de proximités associés à un surdosage conduisent à la destruction du réseau au centre, et à un réseau de piliers, sur les bords.



Figure 5. 23 : Observation du profil du masque en creusant une tranchée au FIB. Cette méthode évite le clivage de l'échantillon. On observe des flancs de gravure non verticaux à cause de la mauvaise qualité des étapes de masquage.

V. 4. 3 Analyse progressive de la gravure

Nous nous intéressons maintenant à la gravure profonde de notre cristal lorsque le masque de nitrure est optimisé. L'analyse progressive des flancs de gravure par observation au microscope, permet de déterminer les vitesses de gravure dans chaque couche de l'hétérostructure et de suivre l'évolution globale de la gravure en fonction de la profondeur des trous. Les photos 5.24 a, b c et d représentent l'évolution du profil de gravure au bout de respectivement 20, 40, 80 et 120 minutes de gravure.



Figure 5.24 : Evolution de la gravure profonde en fonction du temps de gravure. On observe le profil de gravure au bout de 20, 40, 80 et 140 minutes en resp. a, b,c et d.

Les photos 5.24 permettent de juger de la qualité de gravure qui est très satisfaisante. Nous avons pu constater la très bonne tenue du masque en terme d'érosion et de profil. Seulement 100 nm sur 350 sont gravés en 140 minutes. La sélectivité (rapport des vitesses) entre le nitrure et l'InP est donc très grande, de l'ordre de 20 ici. Suivons progressivement l'évolution de la cinétique de gravure qui se décompose en quatre étapes. Au bout de 20 minutes, l'épaisseur gravée est à peu près équivalente à celle du masque de nitrure comme le montre la photo a. Lors de cette étape la vitesse moyenne est de 18 nm.min⁻¹. A ce stade toute la couche superficielle en InP est gravée et 140 nm de la couche de quaternaire ont été gravés sur les 500 nm. Au bout de 40 minutes (photo b), 340 nm de quaternaire sont gravés et la vitesse moyenne de gravure est de 10 nm.min⁻¹. A 80 minutes de gravure (c), la vitesse moyenne sature à 4 nm.min⁻¹ et quelques dizaines de nanomètres d'InGaAsP restent à graver. Enfin, au bout de 140 minutes (d), la profondeur totale de gravure s'élève à 2.1 µm ce qui correspond à une vitesse moyenne de 24 nm.min⁻¹. Au total nous avons gravé 2.1 µm en 140 minutes ce qui correspond à une vitesse globale de gravure de 15 nm.min⁻¹.

La figure 5.26 représente l'évolution de la gravure en fonction du temps. La première zone correspond à la gravure de la couche d'InP et du début de celle de la couche d'InGaAsP. La vitesse moyenne à ce stade de la gravure est ainsi comprise entre celle de l'InP et de l'InGaAsP. On observe ensuite une saturation importante de la vitesse entre 40 et 80 minutes, qui correspond à la gravure de l'InGaAsP qui se grave très lentement. Dans la dernière zone la vitesse de gravure augmente entre 80 et 140 minutes car c'est en grande majorité le substrat en InP qui est gravé.





Figure 5.26 : Evolution de la profondeur gravée en fonction du temps de gravure. On observe une saturation de la vitesse de gravure lorsque la transition InP/InGaAsP est atteinte.

Notons que cette analyse cinétique n'est basée que sur quatre points de mesure. L'étude serait plus complète avec un plus grand nombre de points mais comme nous l'avons déjà dit, l'observation dans la tranche nécessite le clivage de l'échantillon. Néanmoins, cette étude permet d'obtenir une estimation de la vitesse dans chaque couche et de visualiser le phénomène de saturation de gravure dans la couche d'InGaAsP. Ce dernier peut expliquer l'observation au microscope du manque de verticalité des flancs dans cette couche.

V. 4. 4 Effet de sous gravure dans la couche confinante

Cette analyse de la gravure montre donc un important ralentissement de la gravure lorsque l'on atteint la couche de quaternaire. Les flancs de gravure correspondant à cette phase de saturation montre un effet de sous gravure du masque dans cette couche qui est ensuite atténué lorsque l'on passe dans le substrat InP. La photo 5.27 illustre cet effet de sousgravure dans la couche d'InGaAsP qui tend à élargir les trous. Cet effet s'estompe dans la couche d'InP du substrat pour donner un profil global qui reste très satisfaisant. Ceci indique que si les paramètres sont optimaux pour la couche d'InP, ils ne le sont pas tout à fait pour la couche d'InGaAsP. Une augmentation de la puissance à la transition entre les deux matériaux pourrait sûrement rectifier le profil de gravure.



Figure 5.27 : Observation des flancs au bout de 140 minutes de gravure. La saturation de la vitesse à la transition InP/InGaAsP provoque un effet de sous gravure. Le profil n'est pas vertical dans la couche de quaternaire, alors qu'ils l'est parfaitement dans la couche d'InP.

En dépit de cette légère imperfection dans la couche de quaternaire, les résultats de gravure profonde sont très satisfaisants, malgré un haut rapport d'aspect. La technique de gravure RIE semble tout à fait adaptée à la gravure de cristaux photoniques sur substrat. Les photos 5.29 montrent de très belle réalisations et permettent de juger de la qualité de la gravure.





Figure 5.29 : Observation, dans la tranche, du cristal photonique après 140 minutes de gravure RIE. On mesure une profondeur de gravure de 2.1 μ m pour des trous de diamètre de 380 nm. La distance entre les trous n'est ici que d'une quarantaine de nanomètres.

En conclusion sur la gravure :

Ces résultats de gravure profonde permettent de juger à la fois de la bonne qualité du masque de nitrure et de la gravure RIE.

Globalement le profil du masque est vertical même si on observe un léger angle dans la couche de quaternaire, plus difficile à graver. Un des paramètres comme la puissance par exemple, pourrait sûrement rectifier le profil dans cette couche. Finalement, au vu de la faible distance entre les trous et le haut rapport d'aspect ces résultats sont très satisfaisants et montrent que la gravure RIE est adaptée pour cette application.

Conclusion

Ces travaux de fabrication nous ont permis de nous intéresser à un domaine de pointe, la structuration de la matière à des échelles nanométriques. Le cahier des charges très contraignant, nous a demandé une grande rigueur, notamment dans l'identification, puis la résolution des nombreux problèmes de fabrication, inhérents à toute démarche expérimentale, et d'autant plus critique, lorsque l'on s'approche des limites du matériel utilisé.

Au cours de la phase de lithographie, nous avons optimisé la précision d'écriture à travers la recherche de la résolution optimale, la dose d'écriture, et l'utilisation de 16 coefficients, pour résoudre les problèmes de proximité. Une telle précision n'a pas souvent été rencontrée dans la littérature, et nous pouvons croire que nos structures W_n , H_n , sont de très bonne qualité. Au cours de la phase de gravure plasma, nous avons utilisé des paramètres préexistants. Ils ont cependant nécessité une mise au point importante notamment pour la gravure du masque. Enfin les résultats de gravure profonde, de part la verticalité des flancs, la proximité des trous et la haut rapport d'aspect, ont montré que la gravure RIE est un outil adapté à la fabrication de cristaux photoniques sur substrat.

Finalement, autant qu'on puisse en juger par une observation au microscope électronique à balayage, le processus technologique dans son ensemble, après optimisation, est un succès. Nous avons produit, en gravure profonde, des structures fidèles au profil d'indice prévu. D'autre part, plus qu'un résultat de fabrication, nous avons élaboré, au sein de notre laboratoire, une méthode de travail, qui peut être réemployée, pour différentes structures, ce qui ouvre de nombreuses perspectives.

Les prolongements de ce travail sont nombreux, et certains sont d'ailleurs en cours. Un prototype notamment, a suscité un grand intérêt ces dernières années : la lentille plate. Nous souhaitons le fabriquer, et le caractériser, à la plus courte longueur d'onde possible. Le but sera d'utiliser un matériau le plus isotrope possible, pour diminuer les aberrations.

Enfin, un prolongement naturel de cette étude serait de caractériser les structures fabriquées. Si une telle caractérisation ne poserait pas de problème en micro-onde (autour de quelques dizaines de GHz) dans le laboratoire, il nous faudra collaborer avec d'autres équipes pour pouvoir caractériser une lentille de Pendry, dans le domaine visible. Des premières interactions avec l'université de bourgogne sont en cours pour réaliser une caractérisation de type SNOM. Ces travaux font l'objet d'une thèse qui a commencé à la rentrée universitaire 2005.

Bibliographie

[1] A. Xing, M. Davanco, D. J. Blumenthal, E. L. Hu; J. Vac. Sci. Technol. B 22; 70 (2004).

[2] M. Mulot, M. Qiu, M. Swillo, B. Jaskorzynska, S. Anand, A. Talneau ; Appl. Phys. Lett. 83 ; 1095 (2003).

[3] T.D. Happ, A. Markad, M. Kamp, J.L. Gentner, A. Forchel; Electron. Lett. 37; 428 (2001).

4 J. Moosburger, M. Kamp, A. Forchel, R. Ferrini, D. Leuenberger, R. Houdré, S. Anand and J. Berggren; Nanotechnology **13** (2002).

[5] S. Noda, K. Tomoda, N. Yammamoto, A. Chutinan; Science 289; 604 (2000).

[6] S. Y. Lin, J. G. Fleming, D. L. Hetherington, B. K. Smith, R. Biswas, K. M. Ho, M. M. Sigalas, W. Zubrzycki, S. R. Kutz, J. Bur; Nature **394**; 251 (1998).

[7] A. Blanco, E. Chomski, S. Grabtchak, M. Ibisate, S. John, S. Leonard, C. Lopez, F. Meseguer, H. Miguez, J. Mondia, G. Ozin, O. Toader, H. Driel; Nature **405**; 437 (2002).

[8] W. Bogaerts, P. Dumon, D. Taillaert, V. Wiaux, S. Beckx, B. Luyssaert, J. Van Campenhout, D. Van Thourhout, R. Baets ; Photon. and Nanostr. 2 ; 81 (2004).

[9] J. S. Yu, Y. T. Lee; J. of Korean Phys. Soc. 37; 241 (2000).

[10] J Etrillard, P. Ossart, G. Patriarche, M. Jubel, J. F. Bresse, C. Daguel, J. Vac. Sci. Technol. A 15; 626 (1997).

[11] J. Hopwood ; Plasma Sources Sci. Technol. 1 ; 109 (1992).

[12] M. Mulot, S. Anand, M. Swillo, M. Qiu, B. Jaskorzynska, A. Talneau ; J. Vac. Sci. Technol. B 21 ; 900 (2003).

[13] M. Mulot, S. Anand, C. F. Carlström, A. Talneau ; Phys. Scr. 101 ; 106 (2002).

[14] R. Ferrini, D. Leuenberger, M. Mulot, M. Qiu, J. Moosburger, M. Kamp, A. Forchel, S. Anand, R. Houdré ; IEEE J. Quantum Electron 38 ; 786 (2002).

[15] J. E. Schramm, D. I. Babic, E. ; J. Vac. Sci. Technol. B 15 ; 2031 (1997).

[16] S. Chang-Zheng, Z. Jin-Bo, X. Bing, W. Jian, L. Yi; Chin. Phys. Lett. 20; 1312 (2003).

[17] Y. Feurprier, Ch. Cardinaud, B. Grolleau, G. Turban ; J. Vac. Sci. Technol. A 16 ; 1552 (1998).

[18] J. A. Diniz, J. W. Swart, K. B. Jung, J. Hong, S. J. Pearton ; Solid-state electronics 42 ; 1947 (1998).

[19] H. F. Chau, D. Pavlidis, T. Brock; J. Vac. Sci. Technol. B 11; 187 (1993).

[20] B. T. Lee, T. R. Hayes, P. M. Thomas, R. Pawelek, P. F. Sciortino Jr. ; Appl. Phys. Lett. 63; 3170 (1993)

Conclusion générale

Dans cette thèse, nous nous sommes intéressés tout d'abord aux propriétés de guidage et de couplage dans des systèmes bi et tridimensionnels à base de cristaux photoniques semiconducteurs. L'étude bidimensionnelle menée dans le deuxième chapitre, a permis de montrer que les structures de bandes sont modulables, et que l'on peut les adapter à un problème donné en jouant sur des paramètres géométriques. En s'appuyant sur cette ingénierie de modes offerte par les cristaux photoniques nous avons pu identifier lors d'une analyse modale 2D, des modes responsables de couplages directifs et sélectifs, supportés par des architectures géométriques compactes. Notamment, le coupleur nommé « backward », a présenté un taux de couplage directif avoisinant les 100% pour une sélectivité qui reste néanmoins modeste ; des optimisations supplémentaires à ce niveau seraient intéressantes pour les applications futures. Notons également cette architecture de couplage originale appelée « trois couleurs », capable de démultiplexer trois longueurs d'ondes successives à partir d'une seule géométrie. Toutes ces géométries basées sur le couplage compact de deux guides W₁ monomodes s'avèrent fabricables.

Le troisième chapitre concernait les effets de la troisième dimension. Il s'agissait d'obtenir des résultats quantitatifs, pour connaître avec précision les pertes par rayonnement dans l'air et le substrat. Nous avons pu comparer les pertes selon le confinement verticale, la largeur des guides, la profondeur des trous ou encore la longueur d'onde. Nous avons pu quantifier les différentes sources de pertes sur des guides inscrits dans une hétérostructure confinante à base d'InP. Au final, dans le cas le moins favorable, notamment dans les guides étroits et au dessus du cône de lumière, pour lequel les pertes de propagation s'avèrent supérieures à celles des technologies classiques, les pertes, néanmoins, restent très acceptables pour des applications de routage compact.

De plus, nous y avons présenté un résultat original, selon lequel les coupleurs en cristaux photoniques présentent relativement peu de pertes de couplage. Celles-ci sont bien inférieures aux pertes de propagation. Ces coupleurs sont donc de bons candidats, pour réaliser des démultiplexeurs optiques compacts.

Nous avons ensuite cherché à aller au-delà des effets de bande interdite. En fin de compte, ceux-ci sont bien connus et utilisés pour faire du guidage par confinement, ou encore pour ralentir la lumière, en se plaçant à proximité du gap. Cependant, on peut trouver une grande utilité à se placer en dehors du gap, parfois même relativement loin de celui-ci, en exploitant certaines particularité de la relation de dispersion des bandes permises. Nous avons défini le terme de milieu « main gauche », en introduisant la notion d'indice de réfraction négatif, dans le cas général. Nous nous sommes ensuite limités aux cas des cristaux photoniques, pour montrer que ceux-ci peuvent se comporter comme des matériaux d'indice négatif, dans certaines bandes de fréquence. Leur comportement « main gauche », à l'origine de ce changement de signe de l'indice de réfraction, permet de concevoir de nombreuses

applications. Nous avons détaillé en particulier les « superlentilles » et les « superprismes ». Les superlentilles, proposées par J. Pendry permettent de focaliser un objet à une précision de l'ordre du grain du matériau qui constitue la lentille. On peut ainsi descendre à une échelle de précision largement inférieure à la limite de diffraction. Nous avons discuté des limitations de ces lentilles d'un nouveau genre, ainsi que les différentes possibilités d'obtenir un effet de lentille à partir d'un dioptre plan, en utilisant des effets de réfraction négative, issus d'un mode main gauche, ou d'un simple effet d'anisotropie dans le matériau. Les superprismes, très analogues, permettent de dévier un faisceau incident à l'opposé de la base d'un prisme fait de cristal photonique. Cet effet a de nombreuses applications en terme de guidage optique. On peut ainsi, par un changement de fréquence, parfois assez faible, passer d'une bande main droite à une bande main gauche. Ainsi, l'indice effectif du mode change de signe, et l'angle de déviation varie beaucoup plus que dans le cas d'un prisme traditionnel. Les effets de dispersion chromatique sont plus marqués. Nous sommes convaincus que toutes les possibilités offertes en optique par ce type de matériaux main gauche ne sont pas encore exploitées, loin s'en faut. Nous croyons ainsi que les perspectives sont très importantes, tant au niveau fondamental (i.e. concevoir de nouvelles idées d'application), qu'au niveau appliqué (i.e. optimiser les paramètres de systèmes existants). Lors de cette étude, nous avons pu nous rendre compte de l'importance des effets d'anisotropie. Ils peuvent être recherché, pour « remplacer » l'effet main gauche, et engendrer une réfraction négative. Mais ils peuvent présenter un inconvénient pour certaines applications, par exemple à des aberrations dans la formation de l'image par une lentille plate. Nous avons présenté un moyen simple de quantifier l'isotropie d'une structure photonique quelconque, ce qui est un premier pas vers le design de cristaux à isotropie contrôlée.

Dans une dernière partie, nous avons présenté la faisabilité de ces structures. En effet, il ne suffit pas d'obtenir par simulation des paramètres géométriques optimisés. Nous avons mené plusieurs phases d'optimisations importantes concernant la lithographie électronique et la gravure plasma RIE. Nous avons pour cela développé une méthode de fabrication plus fine que les méthodes couramment utilisées, en utilisant, pour gérer les effets de proximité des motifs, une méthode à 16 doses de correction. Cela nous a permis d'obtenir des structures très satisfaisantes, d'après les photographies MEB que nous avons pu faire.

Les perspectives de ce travail sont importantes. Des travaux sont prévus et certains sont déjà en cours. En ce qui concerne la modélisation, il nous parait important de continuer à réfléchir sur le rôle de l'anisotropie et d'approfondir les approches réellement tridimensionnelles sur des structures finies.

D'un point de vue expérimental, une collaboration a été entamée avec l'Université de Bourgogne pour caractériser nos structures en champ proche optique. C'est notamment la caractérisation d'une « lentille plate » bidimensionnelle qui est envisagée. Cette approche expérimentale originale qui nous permettra de vérifier les prévisions numériques et de tester les limites de résolution de ce type de lentille, soulèvera sûrement d'autres problématiques intéressantes.

PUBLICATIONS

S.Fasquel, X.Mélique, O. Vanbésien, D. Lippens; Superlattices and Microstructures 32; 145 (2002).

S.Fasquel, X.Mélique, D.Lippens, O. Vanbésien; Optics Communications 233; 305 (2004).

S.Fasquel, X. Mélique, D. Lippens, O. Vanbésien; Optics Communications. 246; 91 (2005).

M. Perrin, S. Fasquel, T. Decoopman, X. Mélique, O. Vanbésien, E. Lheurette, D. Lippens ; J. of Optics A (2004).

PPN: 114014566

