



MICROCAVITES OPTIQUES VERTICALES A BASE DE CRISTAUX PHOTONIQUES MEMBRANAIRES

Salim Boutami

► To cite this version:

Salim Boutami. MICROCAVITES OPTIQUES VERTICALES A BASE DE CRISTAUX PHOTONIQUES MEMBRANAIRES. Physique [physics]. Ecole Centrale de Lyon, 2007. Français. NNT : . tel-00341736

HAL Id: tel-00341736

<https://theses.hal.science/tel-00341736>

Submitted on 25 Nov 2008

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

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

ECOLE CENTRALE DE LYON

THESE

Pour obtenir le grade de :

DOCTEUR DE L'ECOLE CENTRALE DE LYON

Discipline : Dispositifs de l'Electronique Intégrée

Présentée et soutenue publiquement par

Salim BOUTAMI

Ingénieur ECL

**MICROCAVITES OPTIQUES VERTICALES A BASE
DE CRISTAUX PHOTONIQUES MEMBRANAIRES**

Directeur de thèse :

M. Pierre Viktorovitch

Sera soutenue le XX/XX/2007 devant la Commission d'Examen :

| | | |
|--------------|-------------------------------|------------------------------|
| Jury: | M. Philippe BOUCAUD | Examineur |
| | M. Alexei CHELNOKOV | Rapporteur |
| | M. Guang-Hua DUAN | Examineur |
| | M. Eli KAPON | Examineur |
| | M. Jean-Louis LECLERCQ | Co-directeur de thèse |
| | M. Jean-Louis OUDAR | Rapporteur |
| | M. Hervé RIGNEAULT | Examineur |
| | M. Pierre VIKTOROVITCH | Directeur de thèse |

-Chapitre 1-

Introduction

| | |
|---|----|
| I. Introduction aux cristaux photoniques..... | 4 |
| I-A. Analogie avec l'électron | 4 |
| I-B. Structure de bande d'un cristal photonique et première zone de Brillouin | 6 |
| II. Tour d'horizon des différentes classes de cristaux photoniques..... | 9 |
| II-A. Cristaux photoniques 1D..... | 9 |
| II-B. Cristaux photoniques 2D | 15 |
| II-C. Cristaux photoniques 3D | 20 |
| II-D. Cristaux photoniques 2D membranaires..... | 23 |
| III. Confinement dans les CP2D membranaires par la bande interdite photonique (défauts localisés)..... | 31 |
| IV. Confinement dans les CP2D membranaires par Modes de Bloch lents | 35 |
| IV-A. Sous la ligne de lumière..... | 36 |
| IV-B. Au-dessus de la ligne de lumière | 36 |
| IV-C. Nouvelle approche : exploitation de modes de Bloch lents au-dessus de la ligne de lumière à fortes pertes rayonnées | 38 |

Chapitre 1 - Introduction

L'explosion de la bulle des télécommunications au début des années 2000 [1] a réduit brutalement les ambitions de développements des composants optiques pour réseaux fibrés. On a assisté depuis à une large réorientation des composants fonctionnant dans la gamme du proche infrarouge (1,5-3 μ m) vers de nouveaux marchés et applications tels que l'affichage vidéo, les scanners, les imageurs IR, la spectroscopie, l'instrumentation optique.

Le leitmotiv « miniaturisation/vitesse/faible consommation » reste la principale motivation des concepteurs, fondeurs et utilisateurs de ce type de composants. Depuis peu, grâce aux nouveaux développements des technologies, et plus particulièrement, des outils de nanofabrication permettant de réduire de manière drastique les facteurs d'échelle, le domaine des nouveaux composants multi-fonctions émerge. Il devient dès lors très intéressant de développer des axes de recherche mettant en avant :

- nouvelles propriétés grâce aux interactions électron/photon/phonon...
- nouvelles performances : diminution de la consommation (nanowatt), génération de signaux à très hautes fréquences (THz), très faible encombrement (< mm²), haute sensibilité à l'actuation (nano-déplacement = forte déviation de la réponse), effets quantiques (photon unique)...
- intégration des technologies associant la microfabrication et la nanofabrication

Pour ce qui est des visées en télécommunication, le besoin et le marché des télécommunications optiques existent toujours. Les industriels du domaine se focalisent sur la production de composants classiques fiables (égaliseurs, routeurs, interrupteurs, modulateurs) mais recherchent aussi des solutions innovantes et plus complètes au niveau sous-système représentant une plus-value pour les installateurs et intégrateurs des réseaux. Dans une approche plus prospective, les MOEMS (Microsystèmes opto-électro-mécaniques) peuvent réserver des surprises et susciter un réel intérêt en proposant des nouvelles solutions associant les procédés de microfabrication et les technologies de micropositionnement courantes avec des nanostructurations sub-longueur d'onde (cristaux photoniques, réseaux de diffraction, nanomatériaux...). L'association MEMS et nanophotonique permet d'envisager des composants accordables multi-fonctions basés sur des phénomènes interférométriques ou de diffraction, pouvant potentiellement travailler à plusieurs GHz, et mettant en oeuvre des déplacements contrôlés à l'échelle nanométrique.

Les travaux sur les Microtechnologies III-V initiés en 1995 au LEOM (Laboratoire d'Electronique, Optoélectronique, et Microsystèmes), devenu INL (Institut des Nanotechnologies de Lyon), à l'Ecole Centrale de Lyon, ont abouti au développement d'une technologie de filtres optiques, accordables en longueur d'onde à base d'alternances multi-couches InP/air, qui a permis de positionner le laboratoire au meilleur niveau international [2,3]. Depuis 1998, dans le cadre de programmes nationaux et européens, cette activité s'est développée fortement au niveau « composant », avec pour objectifs la conception et la fabrication de nouveaux micro-dispositifs performants (filtres, sources et photo-détecteurs) pour des applications dans les domaines de l'analyse spectroscopique proche infrarouge et

Chapitre 1 - Introduction

des télécommunications optiques. Plus récemment, une nouvelle voie très prometteuse a été développée, portant sur l'exploitation de cristaux photoniques planaires réalisées dans des membranes d'InP. Ces structures périodiques permettent un contrôle spatial de la lumière à l'échelle de la longueur d'onde, et pendant un temps très long [4]. Ces deux particularités nous permettent ainsi d'envisager des composants passifs ultra-compacts et fonctionnant à des cadences élevées, mais aussi des composants actifs avec de très faibles seuils de fonctionnement. L'INL est parvenu à démontrer des microlasers à faible seuil exploitant des cavités à cristal photoniques [5], ou bien des modes de Bloch lent [6], avec la possibilité de contrôler la direction de l'émission.

D'autre part, ce type de dispositif offre un champ d'investigation important sur les lois fondamentales qui régissent le comportement des photons. Il est en effet possible de modifier en profondeur les processus optiques élémentaires en plaçant un émetteur dans une microcavité pour modifier son interaction avec le champ électromagnétique. Parmi les effets les plus singuliers, on peut citer la réversibilité du phénomène d'émission spontanée dans le régime dit de « couplage fort » [7], l'exaltation et l'inhibition du taux d'émission spontanée dans le régime de « couplage faible » [8], ou encore la modification du diagramme de rayonnement. Ces effets de cavité permettent d'améliorer les performances des composants opto-électroniques existant (diodes électroluminescentes et lasers, photodétecteurs, ...) mais aussi de créer des dispositifs aux fonctionnalités originales, tels que les sources solides monomodes de photons uniques. Les effets non-linéaires peuvent être aussi exacerbés dans ce type de dispositif, lorsque la lumière et la matière interagissent à l'échelle de la longueur d'onde pendant un temps suffisamment long [8].

Depuis 2003, un rapprochement s'est opéré entre cette thématique et les MOEMS, pour développer une nouvelle approche permettant un mariage des concepts des cristaux photoniques et des MOEMS, et ouvrir de nouvelles perspectives de microsystèmes, composants, ou circuits photoniques compacts et reconfigurables.

C'est dans cette finalité que ce travail de thèse s'inscrit, en exploitant une nouvelle approche conceptuelle permettant d'ouvrir les cristaux photoniques planaires vers la 3^{ème} direction de l'espace pour obtenir des fonctions de communications résolues spectralement et spatialement.

Dans ce chapitre introductif, nous passerons en revue les différentes catégories de CP. Ceux-ci seront classés suivant leur dimensionnalité. Leurs intérêts et leur technologie associée seront discutés. Nous verrons que les CP membranaires en géométrie de guide d'onde sont, pour le moment, les candidats les plus prometteurs, notamment grâce à leur procédé de fabrication compatible avec les techniques usuelles de la microélectronique. Les notions de modes de défaut localisés et de modes de Bloch lents seront introduites. Nous distinguerons alors les modes de Bloch lents suivant leur position par rapport au cône de lumière (modes avec ou sans pertes verticales). Enfin, parmi les modes de Bloch lents

situés au-dessus du cône de lumière, nous nous intéresserons à une gamme de modes qui n'a jusqu'ici que très peu attiré l'attention, et qui constitue le cheval de bataille de ce travail de thèse, à savoir les modes de Bloch lents à fortes pertes rayonnées pour la génération de dispositifs de type cavités Fabry-Pérot verticales ultra-compactes et contrôlées en polarisation.

I. Introduction aux cristaux photoniques

I-A. Analogie avec l'électron

Dans les semi-conducteurs, la périodicité atomique empêche la propagation des électrons selon certaines énergies situées dans une zone appelée bande interdite (gap), et selon certaines directions [9]. Si le potentiel cristallin est assez important, ce gap s'étend à toutes les directions ; on parle alors de bande interdite complète (c'est le cas des semi-conducteurs, qui possèdent une bande interdite complète entre la bande de valence et la bande de conduction).

L'analogie optique est le cristal photonique, dans lequel on a une alternance périodique de matériaux diélectriques macroscopiques qui conduit à une variation périodique de l'indice optique. Si les constantes diélectriques des matériaux sont suffisamment différentes, et si l'absorption de la lumière y est faible, on assiste alors aux mêmes phénomènes pour les photons que pour les électrons dans un réseau cristallin [10], la lumière ne pouvant pas se propager pour certaines longueurs d'onde. On parle alors de Bande Interdite Photonique (BIP) [11].

On observe plusieurs types de cristaux photoniques suivant le nombre de directions de périodicité : les cristaux photoniques 1D, les cristaux photoniques 2D, et les cristaux photoniques 3D (Figure 1).



Figure 1 : exemples de cristaux photoniques 1D, 2D, et 3D

On rappelle les équations de Maxwell, qui régissent la propagation de la lumière dans un milieu diélectrique :

$$\vec{\nabla} \cdot \vec{B} = 0 \quad \vec{\nabla} \times \vec{E} + \frac{1}{c} \frac{\partial \vec{B}}{\partial t} = 0 \quad (1)$$

$$\vec{\nabla} \cdot \vec{D} = 4\pi\rho \quad \vec{\nabla} \times \vec{H} - \frac{1}{c} \frac{\partial \vec{D}}{\partial t} = \frac{4\pi}{c} \vec{J}$$

Chapitre 1 - Introduction

Où \vec{E} désigne le champ électrique, \vec{B} la densité du flux magnétique, \vec{D} la densité du déplacement électrique, \vec{H} le champ magnétique, \vec{J} la densité de courant, et ρ la densité de charge électrique.

En partant de ces équations, et en faisant les hypothèses suivantes:

- Les champs sont assez faibles pour pouvoir observer une relation linéaire entre \vec{D} et \vec{E}
- Les matériaux utilisés sont macroscopiques et isotropes, de sorte qu'on puisse utiliser une grandeur scalaire pour la constante diélectrique
- La constante diélectrique est supposée indépendante de la fréquence, du moins dans la gamme de fréquence qui nous intéresse pour le système considéré
- On s'intéresse uniquement à des matériaux diélectriques à faibles pertes, ce qui signifie que la constante diélectrique est purement réelle
- Enfin, on suppose la perméabilité magnétique égale à 1 (ce qui est très proche de la réalité pour la plupart des matériaux diélectriques auxquels on s'intéresse généralement).

, on obtient alors pour le champ magnétique \vec{H} , à une fréquence ω fixée (*i.e.* avec une dépendance temporelle du type $\sim e^{-i\omega t}$), la relation suivante:

$$\vec{\nabla} \times \frac{1}{\varepsilon(\vec{r})} \vec{\nabla} \times \vec{H}(\vec{r}) = \left(\frac{\omega}{c} \right)^2 \vec{H}(\vec{r}), \quad (2)$$

où ε est la fonction diélectrique $\varepsilon(x, y, z)$, définie comme étant réelle et positive, et c la vitesse de la lumière. La relation (2) est une équation aux valeurs propres, de même que pour les électrons dans un réseau cristallin, avec comme opérateur hermitien propre $\vec{\nabla} \times (1/\varepsilon) \vec{\nabla} \times$ et comme valeur propre $(\omega/c)^2$. Ainsi, les théorèmes d'algèbre linéaire qui sont employés dans le cadre de la mécanique quantique peuvent aussi être utilisés pour résoudre l'équation d'onde électromagnétique.

Le champ électrique est alors déterminé par la relation suivante :

$$\boxed{\vec{E}(\mathbf{r}) = \left(\frac{-ic}{\omega \varepsilon(\mathbf{r})} \right) \vec{\nabla} \times \vec{H}(\mathbf{r})} \quad (3)$$

L'analogie entre l'électron dans un réseau cristallin et le photon dans un cristal photonique est résumée dans le tableau suivant :

| | Equation de Schrödinger | Equations de Maxwell |
|------------------------------|---|--|
| Champ | $\Psi(\mathbf{r}, t) = \Psi(\mathbf{r})e^{i\omega t}$ | $\mathbf{H}(\mathbf{r}, t) = \mathbf{H}(\mathbf{r})e^{i\omega t}$ |
| Grandeur caractéristique | $V(\mathbf{r})$ | $\epsilon(\mathbf{r})$ |
| Opérateur hermitien | $H = \frac{-\hbar^2 \nabla^2}{2m} + V(\mathbf{r})$ | $\Theta = \nabla \times \left(\frac{1}{\epsilon(\mathbf{r})} \nabla \times \right)$ |
| Equation aux valeurs propres | $H\Psi = E\Psi$ | $\Theta\mathbf{H} = (\omega/c)^2 \mathbf{H}$ |

Tableau 1 : analogie avec l'électron

I-B. Structure de bande d'un cristal photonique et première zone de Brillouin

On associe à un cristal photonique une fonction diélectrique périodique $\epsilon(\vec{r}) = \epsilon(\vec{r} + \vec{R})$. Suivant la dimensionnalité de la structure, la constante diélectrique est une fonction périodique du système suivant $N=1,2,3$ directions de l'espace, et est invariante selon les $(3-N)$ autres directions. Le vecteur \vec{R} est une combinaison linéaire des vecteurs de base du réseau direct $\{\vec{a}_i\}$:

$$\vec{R} = l_1 \vec{a}_1 + l_2 \vec{a}_2 + l_3 \vec{a}_3 \quad \text{avec } l_1, l_2, l_3 : \text{entiers.} \quad (4)$$

Dans ce cas, le théorème de Floquet-Bloch pour un problème aux valeurs propres « périodique » nous permet de mettre les solutions de l'équation (2) sous la forme [12] :

$$\vec{H}(\vec{r}) = e^{i\vec{k} \cdot \vec{r}} \vec{H}_{n,\vec{k}}(\vec{r}), \quad (5)$$

avec comme valeurs propres $\omega_n(\vec{k})^2/c^2$, où $\vec{H}_{n,\vec{k}}$ est la fonction de Bloch périodique satisfaisant la relation :

$$(\vec{\nabla} + i\vec{k}) \times \frac{1}{\epsilon} (\vec{\nabla} + i\vec{k}) \times \vec{H}_{n,\vec{k}} = \left(\frac{\omega_n(\vec{k})}{c} \right)^2 \vec{H}_{n,\vec{k}}. \quad (6)$$

Chapitre 1 - Introduction

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

$$\lambda_n(\vec{k}) = \frac{\omega_n^2(\vec{k})}{c^2}. \quad (7)$$

C'est l'ensemble des courbes de dispersion des fréquences propres $\omega_n(\vec{k})$ qui constitue la structure de bandes du CP étudié. Ce diagramme de bandes est un élément crucial, car il donne une « cartographie » de tous les états électromagnétiques possibles pouvant exister dans la structure photonique. Les états propres associés à des valeurs propres différentes sont orthogonaux entre eux. A chaque état propre, $\vec{H}_{n,\vec{k}}$, correspond une distribution précise du champ électromagnétique obéissant à certaines règles de symétrie.

Etant donnée la périodicité, la fonction diélectrique peut être décomposée en série de Fourier et s'écrit sous la forme :

$$\varepsilon(\vec{r}) = \sum_m \tilde{\varepsilon}(\vec{G}_m) e^{i\vec{G}_m \cdot \vec{r}}. \quad (8)$$

Le vecteur \vec{G}_m est une combinaison linéaire des vecteurs de base du réseau réciproque $\{\vec{b}_j\}$:

$$\vec{G}_m = p_1 \vec{b}_1 + p_2 \vec{b}_2 + p_3 \vec{b}_3 \quad \text{avec } p_1, p_2, p_3 : \text{entiers}, \quad (9)$$

où les vecteurs du réseau réciproque $\{\vec{b}_j\}$ sont reliés au réseau direct par la relation :

$$\vec{a}_i \cdot \vec{b}_j = 2\pi \delta_{ij}. \quad (10)$$

Revenons à la condition qu'impose une translation à une fonction de Bloch :

$$\vec{H}(\vec{r} + \vec{R}_n) = e^{i\vec{k} \cdot \vec{R}_n} \vec{H}(\vec{r}). \quad (11)$$

Chapitre 1 - Introduction

L'équation (11) est inchangée lorsque l'on remplace le vecteur \vec{k} par le vecteur $\vec{k} + \vec{G}$, où \vec{G} , en tant que vecteur du réseau réciproque, vérifie la relation (10). Cela signifie que les états propres correspondant aux vecteurs \vec{k} et $\vec{k} + \vec{G}$ sont physiquement équivalents, et possèdent la même énergie. En d'autres termes, l'énergie des ondes de Bloch existant dans la structure photonique est une fonction périodique du vecteur d'onde, de même périodicité que le réseau réciproque. Nous pouvons donc restreindre la recherche des états propre à *la première zone de Brillouin*, polyèdre construit autour de l'origine de l'espace réciproque et qui renferme tous les états possibles du système. On peut en effet ramener tous les vecteurs de l'espace réciproque à un vecteur appartenant à la première zone de Brillouin, en leur rajoutant un vecteur \vec{G} du réseau réciproque.

D'autres considérations, de symétrie en particulier, peuvent encore limiter le domaine de l'espace réciproque à sonder. L'appartenance du réseau réciproque à un certain groupe de symétrie permet de restreindre l'étude à ce qu'on appelle la zone de Brillouin réduite.

Les propriétés intéressantes qui découlent de ces structures de bandes, et dont nous reparlerons un peu plus loin dans cette introduction, sont :

- i) Des plages de fréquence présentant une densité de modes photoniques nulle, interdisant la propagation des photons. On parlera alors de ***Bande Interdite Photonique*** (BIP).
- ii) Des couples (ω, \vec{k}) exhibant une densité de modes renforcée, théoriquement infinie dans certains cas, associé au fait que la vitesse de groupe de ces modes tend vers zéro.

Nous allons à présent passer en revue différents types de cristaux photoniques, suivant la dimensionnalité de leur périodicité spatiale.

II. Tour d'horizon des différentes classes de cristaux photoniques

II-A. Cristaux photoniques 1D

Le cristal photonique 1D est plus connu sous le nom de miroir de Bragg [13]. Un tel cristal consiste en un empilement périodique de couches d'indices différents (Figure 2).

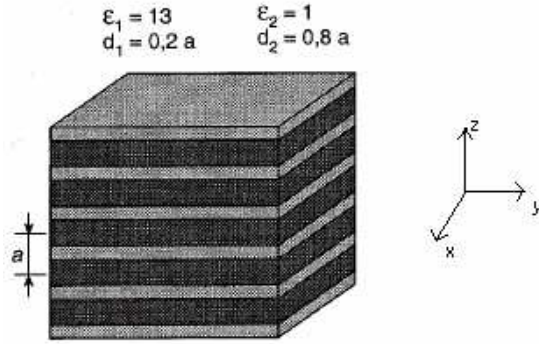


Figure 2 : Exemple de miroir de Bragg: $\epsilon_1=13$; $\epsilon_2=1$; $d_1=0.2a$; $d_2=0.8a$

Soit $\vec{k}_{//}$ la composante du vecteur d'onde dans le plan (xy), k_z la composante dans la direction z, et n le numéro de la bande d'énergie (augmentant avec la fréquence du mode considéré). Le champ magnétique $\vec{H}_{n,k_z,\vec{k}_{//}}(\vec{r})$ associé à r, $\vec{k}_{//}$, k_z , et n, s'écrit sous la forme de Bloch (la structure étant périodique suivant z) :

$$\boxed{\vec{H}_{n,k_z,\vec{k}_{//}}(\vec{r}) = e^{i\vec{k}_{//}\rho} e^{ik_z z} \vec{h}_{n,k_z,\vec{k}_{//}}(z)} \quad (12)$$

où $\vec{h}_{n,k_z,\vec{k}_{//}}(z)$ est une fonction périodique en z, telle que $\vec{h}_{n,k_z,\vec{k}_{//}}(z) = \vec{h}_{n,k_z,\vec{k}_{//}}(z+R)$, pour tout R multiple entier de la période a.

$\vec{k}_{//}$ peut prendre n'importe quelle valeur (symétrie continue de translation du cristal dans le plan xy), tandis qu'on réduit l'étude de k_z à la première zone de Brillouin (symétrie discrète de translation du cristal dans la direction z).

Pour des épaisseurs de couches bien choisies (le choix de lames quart d'onde est optimal), la structure de bandes photonique (fonction de k_z , avec $\vec{k}_{//} = \vec{0}$), calculée en résolvant l'équation (6), peut présenter une bande interdite photonique (Figure 3).

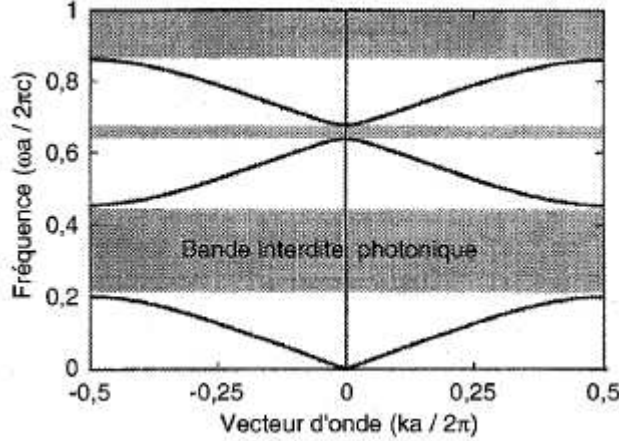


Figure 3: structure de bandes du miroir de Bragg étudié

On s'aperçoit alors que la largeur de la bande interdite photonique est d'autant plus grande que le contraste d'indice entre les matériaux est fort. D'autre part, la bande interdite photonique peut persister en incidence oblique ($\vec{k}_{//} \neq 0$), si l'écart d'indice est suffisant. En effet, si l'écart d'indice est important, le déplacement vertical des bandes dû à l'introduction d'une composante tangentielle du vecteur d'onde incident permettra tout de même de conserver une bande interdite photonique.

Approche diffractive

On peut comprendre la naissance de cette bande interdite en adoptant une approche diffractive.

Considérons un système unidimensionnel, avec un indice de réfraction constant, $n = 3.17$. Le matériau choisi ici pour notre étude est l'InP. Dans le cas d'un milieu homogène, les caractéristiques de dispersion sont simplement les droites d'équation de la ligne de lumière $\omega = \pm \frac{c}{n} |\vec{k}|$, relatives aux ondes propagatrices et contra-propagatrices qui s'ignorent mutuellement.

Rajoutons maintenant une périodicité artificielle a (alternance périodique de couches d'InP), de manière à obtenir toute l'information sur ce système dans la première zone de Brillouin par

translations successives de vecteurs d'ondes entiers $\pm m \times 2\pi/a$, où m est l'indice de la bande et \pm indique le sens de propagation de l'onde plane. En faisant cette hypothèse, l'équation de la ligne de lumière peut être écrite sous une forme normalisée, commune au formalisme utilisé pour les CP :

$$\frac{a}{\lambda} = \frac{1}{2n_{\text{InP}}} \frac{ka}{\pi}. \quad (13)$$

Cette relation de dispersion est montrée Fig 4.a. La ligne de lumière est représentée sous sa forme réduite, elle est artificiellement repliée en arrière dans la première zone de Brillouin, considérant une périodicité artificielle dans l'InP.

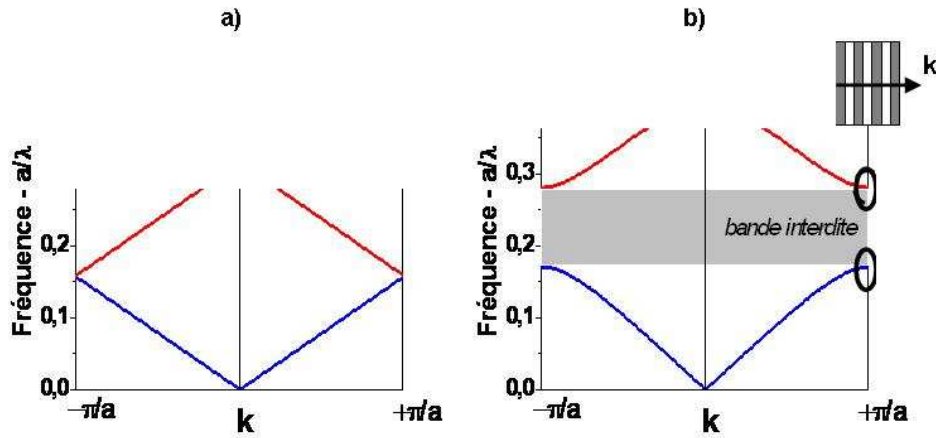


Figure 4 : a) Relation de dispersion d'un bloc (infini) d'InP dans lequel on a rajouté une périodicité a artificielle. b) Structure de bandes d'un réseau 1D InP/air avec un facteur de remplissage de 50%.

Dans cette description, le mode en $-\pi/a$ est relié au mode équivalent en $+\pi/a$ (qui est à la même fréquence ω) par une translation de $2\pi/a$. Une dégénérescence « accidentelle » a alors été créée en ces points par le biais de cette périodicité factice. Au lieu d'écrire les solutions pour le champ électrique sous la forme $\vec{E}(x) \sim e^{\pm i\pi x/a}$, nous pouvons la réécrire sous la forme équivalente d'une combinaison linéaire des champs $e_1(x) = \cos(\pi x/a)$ et $e_2(x) = \sin(\pi x/a)$. Le champ $e_1(x)$ est préférentiellement concentré dans l'une des couches, et le champ $e_2(x)$ dans l'autre (Figure 5).

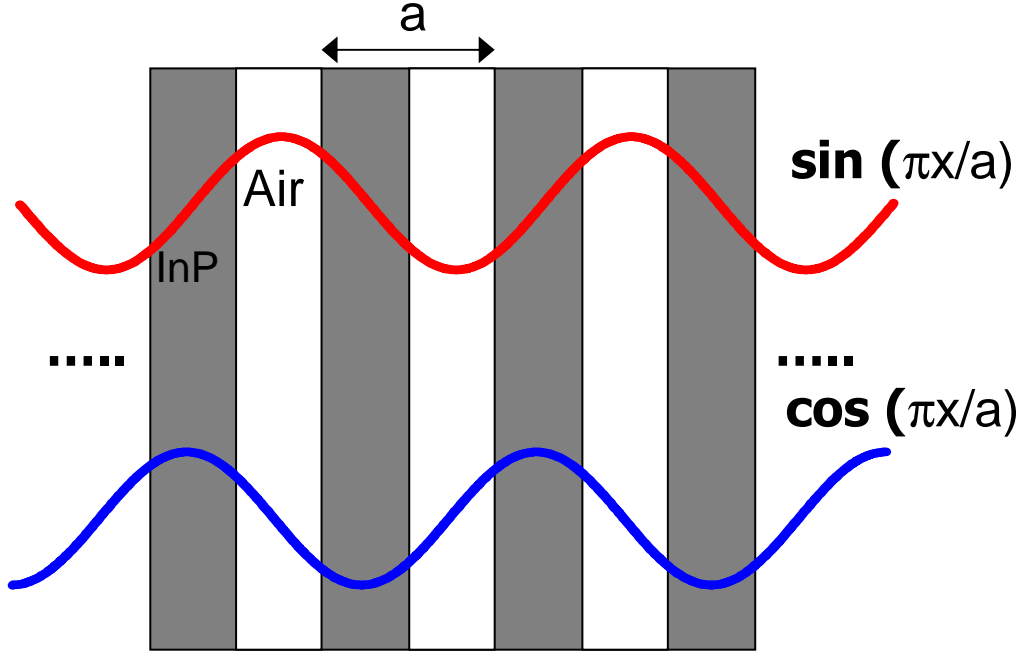


Figure 5 : Représentation schématique de la distribution spatiale de l'amplitude du champ électrique des deux premiers modes (voir Fig. 6) de bord de bande $(\pm\pi/a)$. Les profils bleu et rouge correspondent, respectivement, à la bande diélectrique et à la bande d'air.

A présent, perturbons la constante diélectrique de manière périodique, comme indiqué dans l'insert de la Fig. 4.b (on suppose qu'on a à présent deux matériaux d'indices différents). En la présence d'un tel « potentiel » oscillant, la dégénérescence accidentelle entre $e_1(x)$ et $e_2(x)$ est levée; les deux manières de représenter l'onde conduisant à deux valeurs d'énergie différentes. En effet, l'énergie électromagnétique associée à un état propre est donnée par [13] :

$$E_{n,\vec{k}} = \frac{1}{2 \int \vec{H}_{n,\vec{k}}^*(r) \cdot \vec{H}_{n,\vec{k}}(r) \cdot d^3r} \cdot \int \frac{1}{\epsilon} \left| \vec{\nabla} \times \vec{H}_{n,\vec{k}} \right|^2 \cdot d^3r \quad (14)$$

Ainsi, un état propre aura une énergie associée d'autant plus faible que son champ est concentré dans le matériau à fort ϵ . Une manière de quantifier ce phénomène est de calculer le facteur de répartition de l'énergie électromagnétique, défini par [14] :

$$f = \frac{\int \vec{E}^*(\vec{r}) \cdot \vec{D}(\vec{r}) d^3\vec{r}}{\int \vec{E}^*(\vec{r}) \cdot \vec{D}(\vec{r}) d^3\vec{r}} \quad (15)$$

Chapitre 1 - Introduction

Ce facteur mesure le degré de concentration de l'énergie électrique dans les zones de fort ϵ (ϵ_{\max}).

Plus il est important, et plus la fréquence du mode concerné est faible.

L'écart d'énergie entre $e_1(x)$ et $e_2(x)$ sera d'autant plus grand (et donc la bande interdite d'autant plus large) que le contraste d'indice entre les matériaux sera élevée.

Le couplage diffractif des ondes propagatrices et contra-propagatrices conduit alors à deux ondes stationnaires en $k=\pi/a$ (la vitesse de groupe $v_g = \partial\omega/\partial k$ est nulle, les courbes de dispersion présentant un extremum en π/a).

La bande supérieure est communément appelée la « bande d'air » et la bande inférieure, la « bande diélectrique ».

Approche interférentielle

Les miroirs de Bragg peuvent également être abordés par une approche interférentielle. En considérant les multiples réflexions et transmissions ayant lieu à chaque interface, et l'épaisseur de chaque interface, on aboutit aux mêmes résultats (Figure 6).

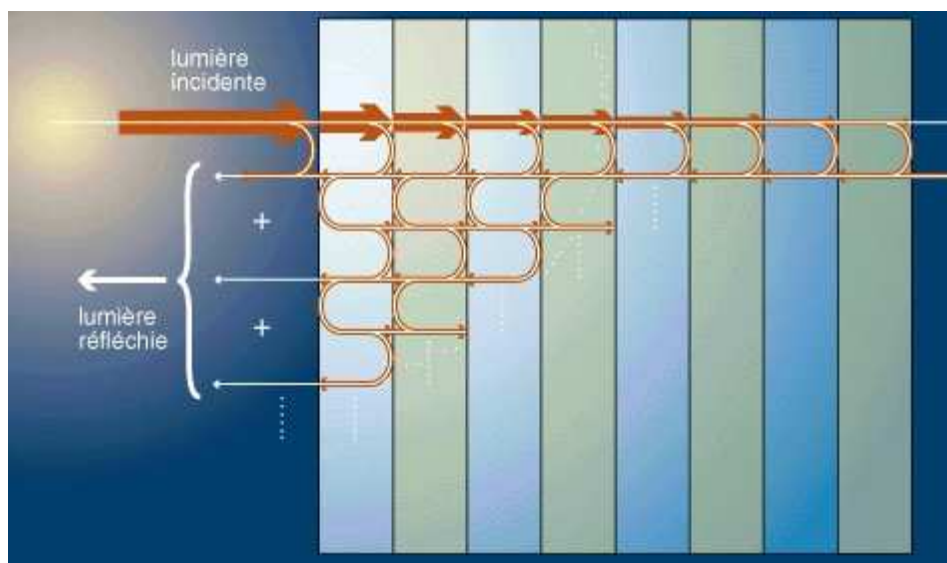


Figure 6: Réflexions et de transmissions aux interfaces d'un miroir de Bragg

Chapitre 1 - Introduction

On retrouve là aussi que la bande interdite est d'autant plus large que le contraste d'indice est élevé. En effet, un contraste d'indice élevé implique de fortes réflectivités à chaque interface, et donc une faible pénétration de l'onde incidente dans le miroir, c'est-à-dire une faible durée de vie des photons dans le miroir, et donc un large spectre de réflectivité. De même, le choix de couches fines ($\lambda/4$ au lieu de $3\lambda/4$ ou $5\lambda/4$...) permet aussi d'élargir le stop-band pour les mêmes considérations de faible durée de vie des photons dans le miroir de Bragg, le trajet optique effectué par les photons étant par ce biais plus court. Enfin, un contraste d'indice élevé permet une meilleure tolérance angulaire. En effet, la tolérance à incidence normale sur la longueur d'onde $\Delta\lambda$ étant grande (car le gap de la bande interdite est large), cela équivaut à dire que la tolérance sur la composante normale du vecteur d'onde incident Δk_z est grande, et donc sur $\Delta k_{//}$ également, les vecteurs d'onde $k_{//}$ et k_z de l'onde incidente étant reliés par la relation ($\sqrt{k_{//}^2 + k_z^2} = \frac{2\pi}{\lambda}$).

Sur la figure 7 est donné l'exemple d'une courbe expérimentale de réflectivité d'un miroir de Bragg composé de trois alternances de couches d'InP et d'air d'épaisseur optique $\lambda/4$, en incidence normale. L'écart d'indice étant élevé (3,17/1), le plateau de réflectivité est large (1 μm)

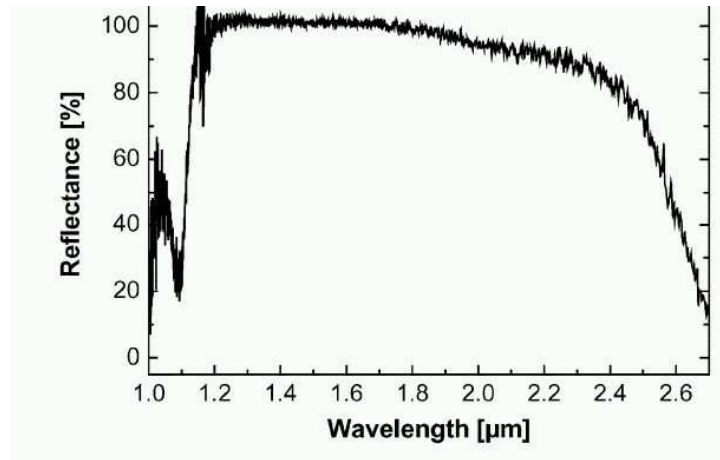


Figure 7 : Spectre expérimental de réflectivité d'un miroir de Bragg InP/air quart d'onde trois alternances.

Source: [15]

Il est à noter que certains groupes ont obtenus à l'aide d'un miroir de Bragg sur lequel est déposée une couche de fort indice, un miroir omnidirectionnel [16]. La couche fort indice permet, par le principe de réflexion totale, de limiter la gamme angulaire d'incidence sur le miroir de Bragg à un cône réduit. Le fort contraste d'indice du miroir permet quant à lui d'assurer une bande interdite pour tous les angles d'incidence contenus dans ce cône.

Les CP unidimensionnels ont été largement étudiés et il existe une littérature abondante sur le sujet. Les miroirs de Bragg sont très fréquemment utilisés pour la réalisation de cavités laser à émission par la surface (VCSEL), comme montré Figure 8.

La succession périodique de couches d'indices différents va empêcher les longueurs d'onde respectant la condition de Bragg de se propager dans les miroirs (sur une distance plus ou moins grande). Ceci entretient les phénomènes de réflexions constructives dans la cavité. Ces phénomènes seront d'autant plus efficaces que le contraste d'indice sera élevé. Si la modulation est faible, les gammes spectrales et angulaires soumises à ces phénomènes seront d'autant plus réduites.

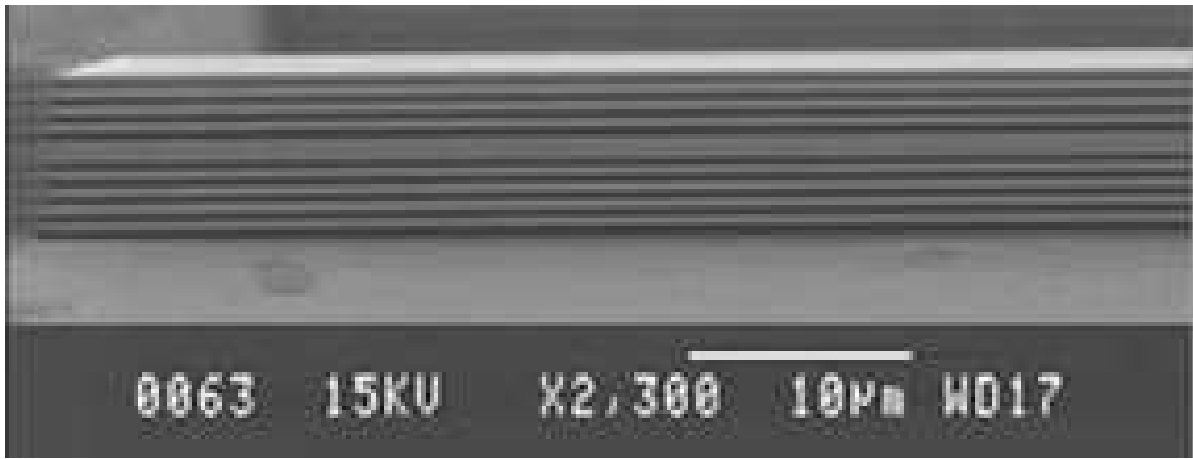


Figure 8 : Image MEB d'une Cavité Verticale à Emission par la Surface (VCSEL) "tout air-gap". Source : Laboratory of Semiconductor Materials, KTH.[17]

II-B. Cristaux photoniques 2D

Si la périodicité d'un cristal est bidimensionnelle, nous parlerons alors de CP-2D (Figure 9 , 10). Ces structures sont infiniment longues dans la direction perpendiculaire au plan de périodicité [18]. Ces dispositifs n'existent pas en réalité puisque seules des structures de hauteur finie peuvent être fabriquées. Néanmoins de bonnes approximations peuvent être obtenues lorsque les rapports d'aspect « hauteur/périodicité » sont suffisamment importants. Bien qu'il ait y eu beaucoup d'efforts de recherche sur ces structures, celles-ci montrent peu de promesses pratiques pour des applications en optique intégrée, car trop peu compactes [14].

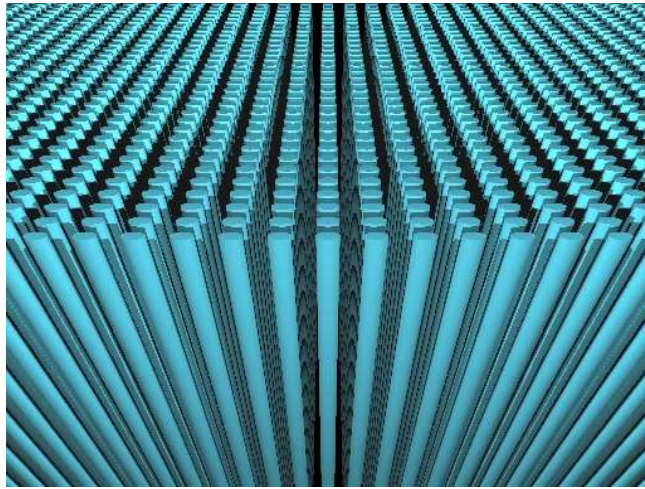


Figure 9 : Vue d'artiste d'un cristal photonique bi-dimensionnel. Source : Patrick Nedel

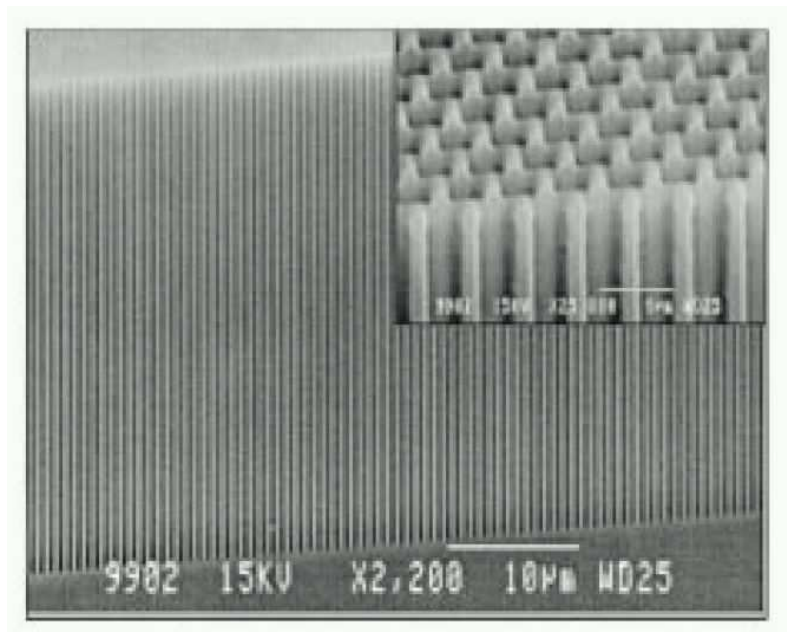


Figure 10 : Exemple de réalisation d'un cristal photonique bidimensionnel. Réseau triangulaire de période 650nm dans du Silicium macroporeux. Source [19]

Les cristaux photoniques 2D peuvent présenter une bande interdite photonique pour toutes les directions de propagation situées dans le plan de périodicité (plan xy en l'occurrence), et permettent donc un contrôle spatial des photons dans ce plan. Les cristaux photoniques 2D diffèrent suivant leur type de réseau, défini par un motif, une maille élémentaire et deux vecteurs de base. Les réseaux les plus communément répandus présentent une maille carrée, triangulaire, ou de type graphite. Des représentations de ces réseaux sont données en figure 11.

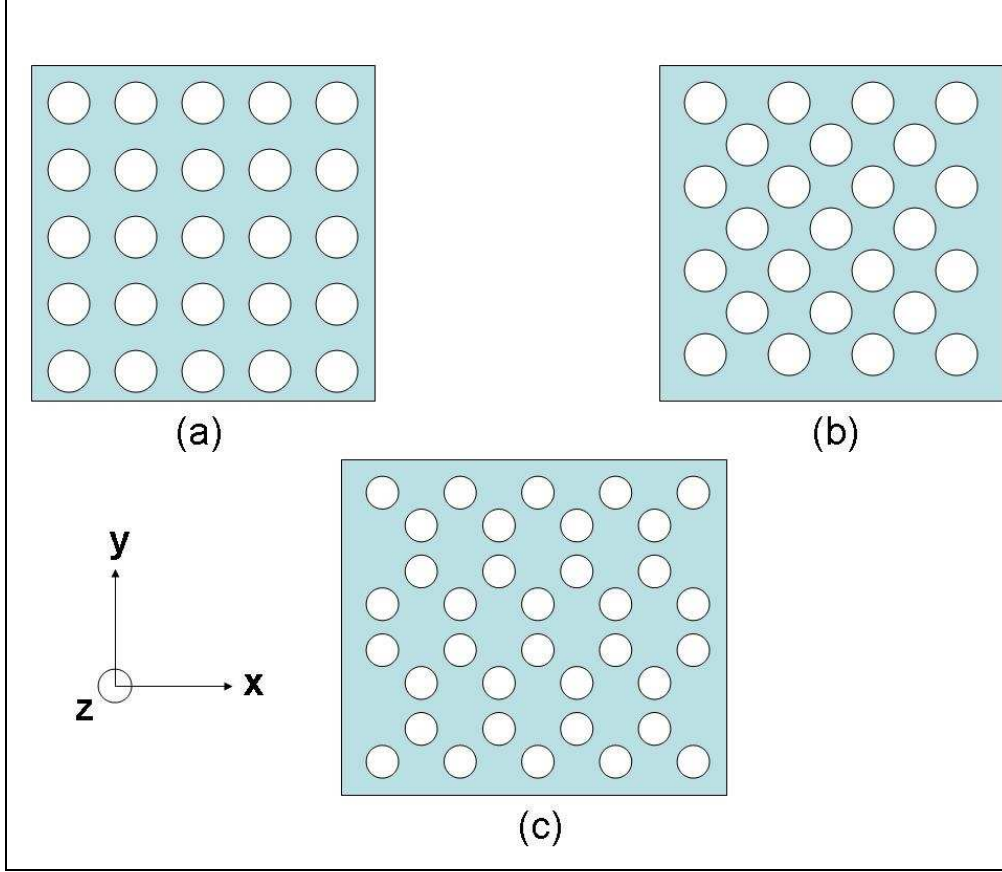


Figure 11 : Exemples de réseaux bidimensionnels : (a) réseau carré ; (b) réseau triangulaire ; (c) réseau graphite ; La direction z est considérée infinie.

La fonction périodique $\vec{h}_{n,k_z,\vec{k}_{//}}$ qui apparaît dans la fonction de Bloch dépend de la variable radiale ρ du plan:

$$\vec{H}_{n,k_z,\vec{k}_{//}}(\vec{r}) = e^{i\vec{k}_{//}\rho} e^{ik_z z} \vec{h}_{n,k_z,\vec{k}_{//}}(\rho) \quad (16)$$

avec $\vec{h}_{n,k_z,\vec{k}_{//}}(\rho) = \vec{h}_{n,k_z,\vec{k}_{//}}(\rho + R)$, pour tout vecteur \vec{R} du réseau.

$\vec{k}_{//}$ est restreint à la zone de Brillouin, tandis que k_z peut prendre toutes les valeurs possibles.

Là encore, la fréquence d'un mode est d'autant plus faible que son énergie électrique est concentrée dans les zones de forte constante diélectrique ϵ du cristal.

Chapitre 1 - Introduction

Prenons l'exemple d'un réseau carré, et illustrons à nouveau, comme dans le cas du CP1D, la formation de la bande interdite photonique.

La Figure 12 montre l'exemple d'une structure bidimensionnelle qui est un bloc d'InP perforé par un réseau carré de trous d'air. En inscrivant ce réseau périodique dans la matrice d'InP, la relation de dispersion est modifiée et une bande interdite est formée au bord de la zone de Brillouin. L'évolution du diagramme de bande montre qu'au fur et à mesure que le rayon des trous augmente, la bande interdite photonique devient plus grande.

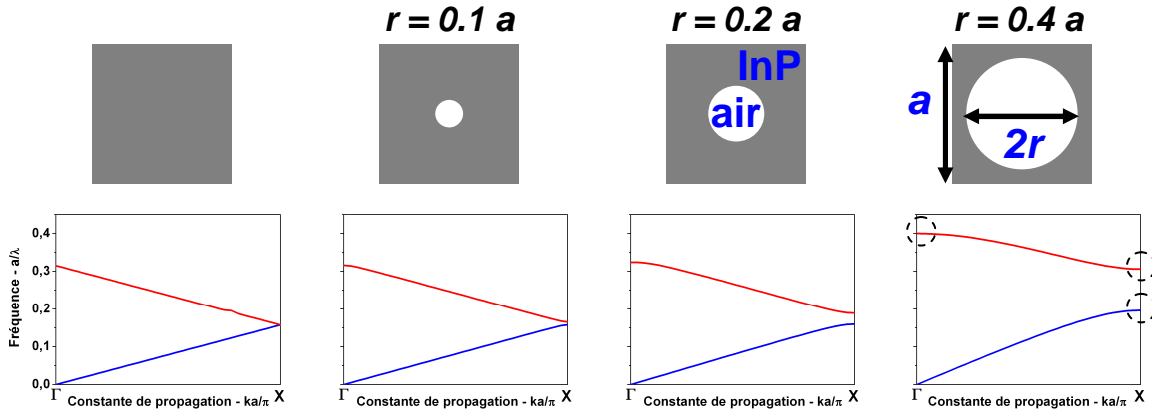


Figure 12 : Evolution de la structure de bande 2D, dans la direction ΓX , d'un réseau carré de trous d'air dans une matrice d'InP en fonction du rayon des trous (i.e. du facteur de remplissage en air).

Les profils des modes de Bloch lents des deux bandes, pris en bord de zone de Brillouin sont montrés Fig. 13. On peut observer que les deux modes ont la même symétrie mais qu'ils concentrent leur énergie préférentiellement, comme dans le cas 1D, soit dans la région de fort indice, soit dans la région de faible indice.

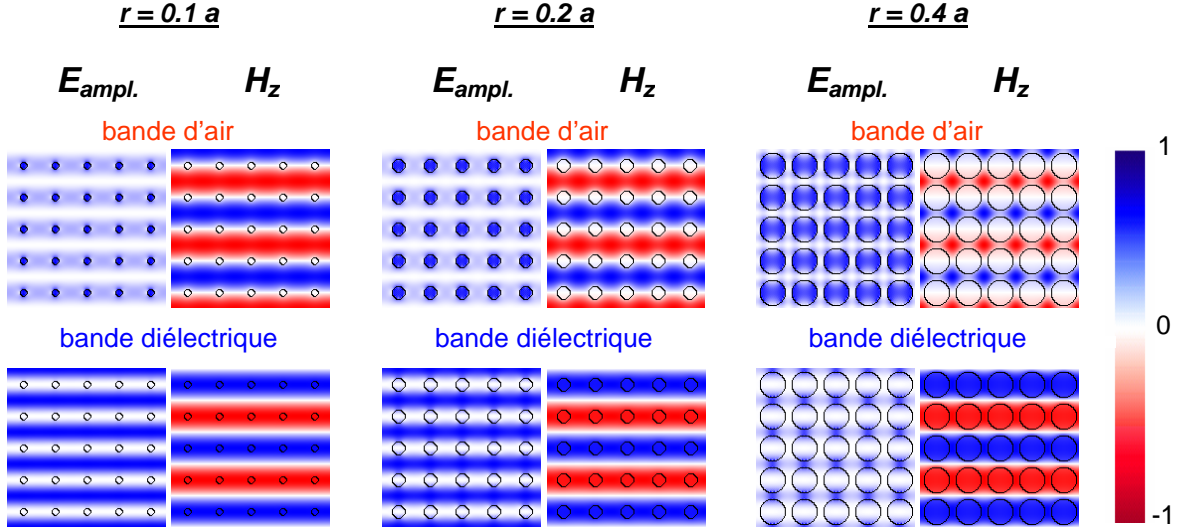


Figure 13 : Evolution de la distribution spatiale de l'amplitude du champ électrique et du champ magnétique, pour les deux premiers modes de bord de bande, en fonction du facteur de remplissage.

Nous n'avons considéré jusqu'ici qu'une seule direction de propagation, selon l'axe \vec{x} (ou \vec{y} , équivalent). Pour une analyse complète des propriétés optiques d'un matériau isotrope non-structuré (*i.e.* pour le bloc d'InP), il est suffisant d'étudier la propagation de la lumière selon une seule direction car toutes les directions sont équivalentes. Ce n'est pas le cas lorsque l'on étudie des réseaux périodiques multidimensionnels. L'introduction d'une structuration périodique réduit la symétrie du système et il devient alors nécessaire d'étudier la propagation de la lumière selon plusieurs directions pour décrire les propriétés optiques du milieu structuré. Heureusement, comme dans le cas des diagrammes de bandes électroniques, il est suffisant d'étudier la propagation de la lumière selon les directions qui relient tous les points de haute symétrie du réseau réciproque du CP.

Dans l'exemple étudié, on peut constater qu'il existe une bande interdite photonique omnidirectionnelle entre les points Γ , X et M . Elle est cependant plus petite que la BIP calculée selon la direction ΓX (Fig.14, à comparer avec Fig. 12).

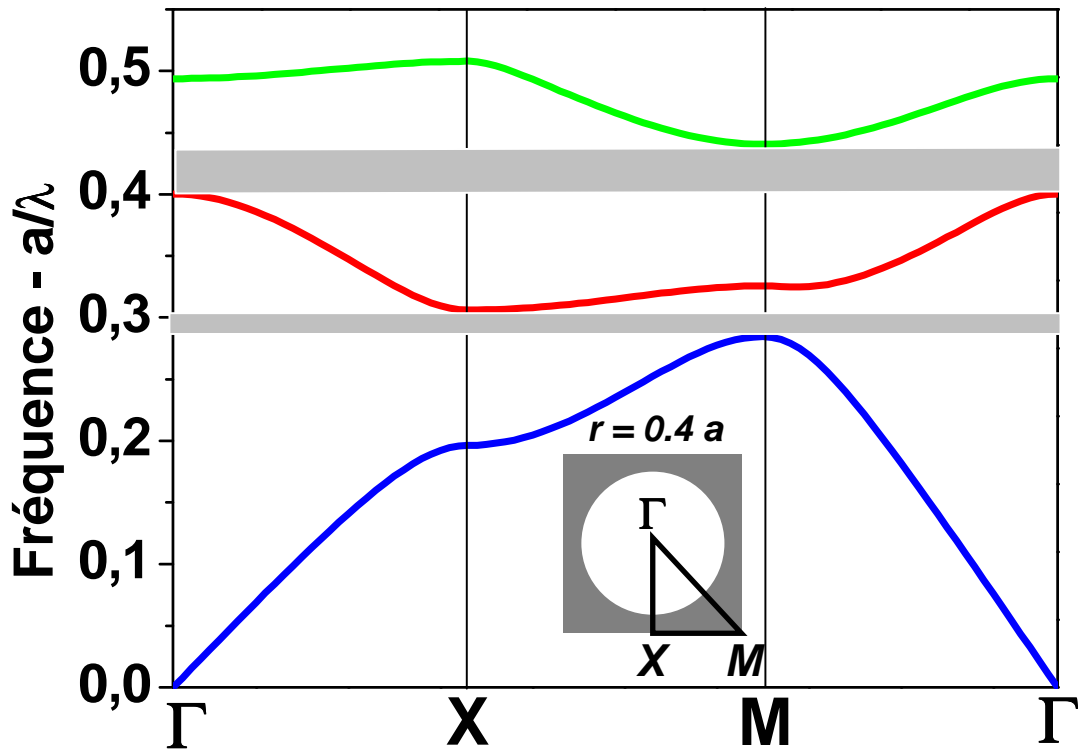


Figure 14 : Structure de bandes 2D complète (réseau carré de trous d'air gravé dans une matrice d'InP) calculée selon les directions de haute symétrie. La position et la taille des deux premières bandes interdites sont indiquées par les surfaces grisées. La représentation schématique de la première zone de Brillouin ainsi que les positions des points de haute symétrie sont montrées dans l'insert.

II-C. Cristaux photoniques 3D

Les cristaux photoniques tridimensionnels (CP-3D) constituent la seule classe de structures dont la dimensionnalité permet d'obtenir une bande d'énergie interdite omnidirectionnelle, et on peut donc, par ce biais, commander la propagation de lumière selon toutes les directions [20]. Les CP-3D concentrent encore beaucoup d'efforts de recherche. Le premier CP-3D a été fabriqué par K.M Ho et al. [21]. Il était formé de sphères de silicium ordonnées sur une structure diamant. Plus tard, en 1991, E. Yablonovitch proposa une structure 3D conçue pour opérer en régime micro-ondes. Cette structure, la Yablonovite, a été fabriquée en perçant des trous dans du plexiglas selon les trois axes $\langle 110 \rangle$ d'une maille diamant [22]. De nombreuses méthodes de fabrication de structures 3D ont été depuis proposées [19,23,24]. Nous allons développer, à titre d'exemple, deux d'entre elles:

Structures « Tas de bois »

Ces structures 3D sont obtenues en déposant, par couches successives, des rubans de silicium polycristallin dans des sillons de silice (Fig.15). Après avoir défini la structure, la silice est retirée afin d'obtenir un CP-3D Si/air avec un contraste d'indice très élevé, permettant d'ouvrir une bande interdite photonique omnidirectionnelle [25] (Fig.16). Des structures similaires à base de GaAs ont été proposées par Noda et al.[26]. Leurs procédés de fabrication exploitent les technologies standards de micro-fabrication et permet l'insertion déterministe de défauts.

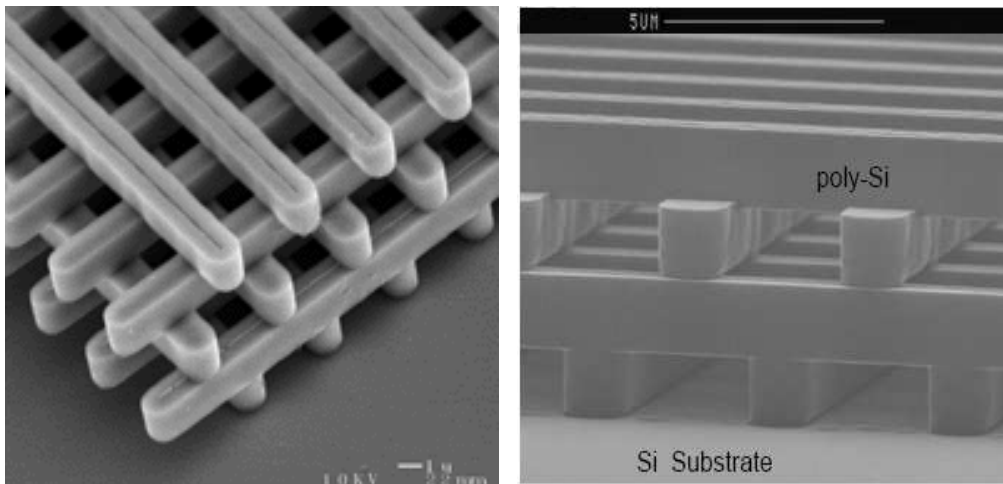


Figure 15 : « Structures tas de bois ». Images MEB d'une structure fabriquée par lithographie UV dans du silicium (d'après Lin et al. [25]).

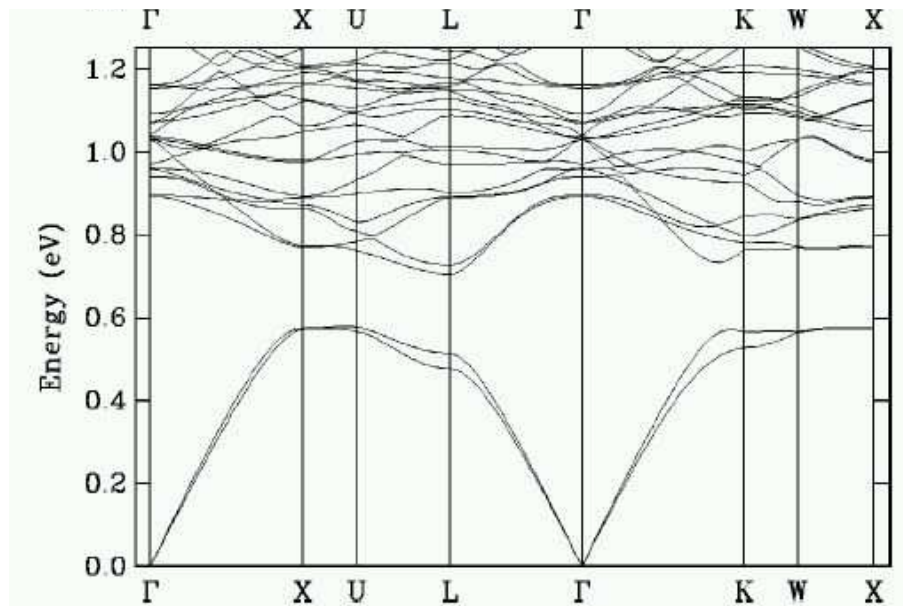


Figure 16: Exemple de structure de bande d'une structure tas de bois, pour des rubans d'indice $n=3.5$, dans l'air. Source: [27]

Les opales

Ces structures originales sont réalisées par voie chimique. Leur procédé de fabrication est une alternative bon marché aux structures obtenues par les techniques de micro/nano-lithographie. La première opale a été réalisée par sédimentation de sphères de silice en solution. Les microsphères sont organisées par effet de gravité selon un réseau cubique à faces centrées (cfc) [28]. Les premières réalisations souffraient d'un nombre important de défauts. La technique de croissance auto-organisée proposée par Y.A. Vlasov et al. [29] a permis de réduire considérablement leur nombre. La structure la plus intéressante à étudier est l'opale inverse (Fig. 17), car elle présente, contrairement au réseau cfc de sphères, des bandes d'énergies interdites complètes (Fig. 18). Cette structure est généralement obtenue en infiltrant un matériau de haut indice dans les interstices qui séparent les sphères. Ces dernières sont ensuite dissoutes chimiquement pour aboutir à la structure finale de sphères d'air dans une matrice de haut indice (Fig. 19).

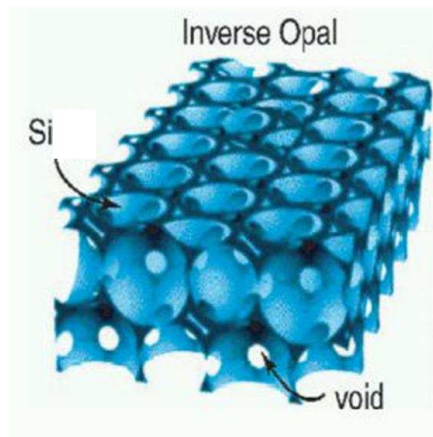


Figure 17 : schéma d'une opale inverse à base de Silicium

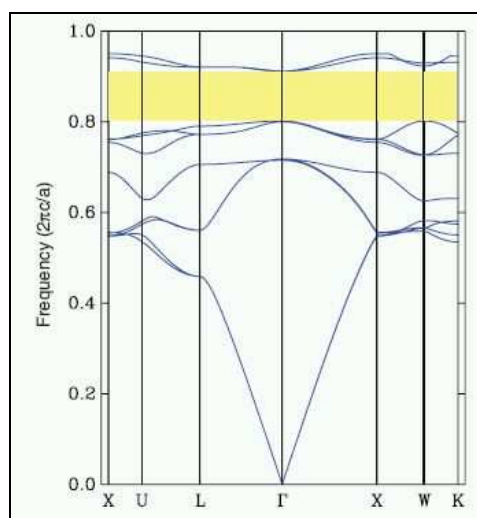


Figure 18: Exemple de structure de bandes d'une opale inverse en Germanium ($n=4.1$) en réseau cfc. Le rayon des sphères d'air est $0.3645a$, et le rayon externe des matrices de Germanium est $0.409a$. Une bande interdite complète, de 12.8% (zone jaune) est obtenue entre la 8^{ème} et la 9^{ème} bande. Source : [30]

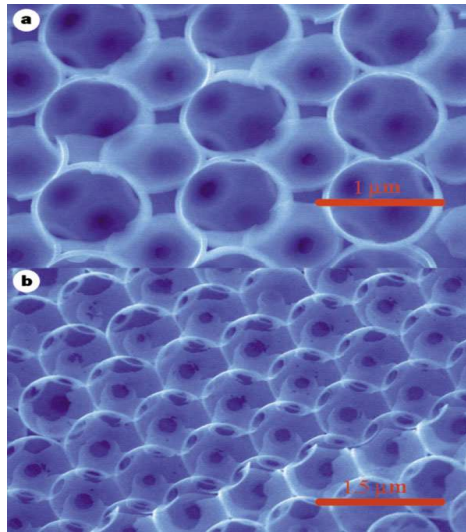


Figure 19 : Opale inverse à base de silicium (d'après A. Blanco et al. [31])

Les diverses techniques de fabrication des cristaux photoniques 3D souffrent encore toutes d'une mise en œuvre laborieuse et délicate, et, pour certaines d'entre elles, ne permettent pas l'insertion déterministe de défauts. Bien que les progrès enregistrés soient remarquables, les technologies de fabrication de ces structures n'ont pas encore atteint la maturité, la stabilité et les performances suffisantes pour envisager leur utilisation dans les prochaines générations de composants.

II-D. Cristaux photoniques 2D membranaires

A ce stade, on conclut donc que la fabrication des cristaux photoniques 3D reste délicate et difficile à mettre en œuvre. Les cristaux photoniques 2D sont quant à eux des objets purement théoriques, puisque l'une de leur dimension est infinie.

Les cristaux qui montrent donc le plus d'intérêt à ce jour sont les cristaux photoniques 2D membranaires [32]. C'est l'approche qui a été adoptée dès ses débuts par l'INL, et qui est considérée aujourd'hui comme la plus apte à répondre aux besoins de la micro-photonique intégrée. Ces cristaux photoniques 2D membranaires présentent une profondeur de trous faible devant la période du réseau, et sont constitués d'un matériau d'indice plus élevé que le milieu environnant (Fig. 20). L'avantage en est une fabrication relativement aisée. Ces cristaux sont en effet réalisables par les techniques habituelles d'épitaxie de couches minces, et leur fabrication ne requiert que les technologies standards de la micro et opto-électronique. Tous ces avantages placent ces structures en candidats prometteurs pour la réalisation de composants « nouvelle génération » pour l'optique intégrée.

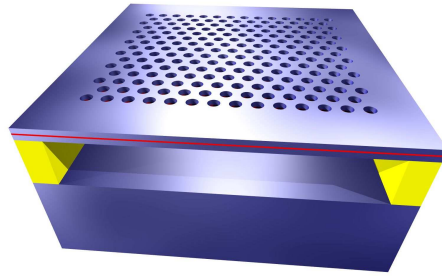


Figure 20 : Représentation d'un cristal photonique 2D membranaire

On doit cependant prendre en considération, du fait de l'épaisseur finie de cette membrane, la perte de l'invariance suivant z (axe vertical). Cette perte d'invariance est susceptible d'entraîner des pertes verticales. Cela va nous amener à introduire la notion de ligne de lumière et de durée de vie du photon.

Le cône de lumière désigne la région spectrale accessible aux modes du milieu environnant la couche guidante (Figure 21). Pour un milieu environnant uniforme d'indice n , le cône de lumière est défini

comme la région située au-dessus de la ligne de lumière, caractérisée par la droite $\omega(k_{//}) = \frac{c}{n} k_{//}$, où

$k_{//}$ est la composante du vecteur de propagation projeté dans le plan du guide.

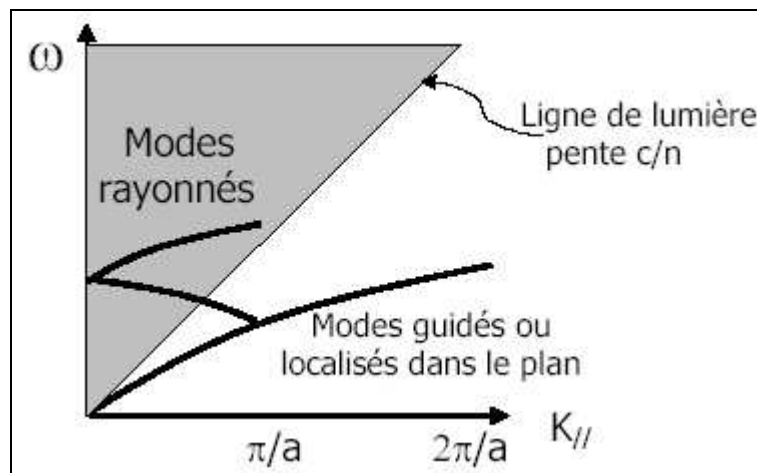


Figure 21: ligne de lumière dans une structure de bande de cristal photonique ; modes rayonnés et modes guidés dans le cristal

Chapitre 1 - Introduction

Pour le CP2D de hauteur finie, deux types de modes sont à considérer:

- Les modes quasi-guidés, fortement localisés dans le guide d'onde plan mais possédant une composante radiative non nulle induite par le réseau, et responsable des pertes dans la direction verticale. Ces modes sont situés au-dessus de la ligne de lumière.
- Les modes guidés, parfaitement confinés dans le guide, sans couplage possible avec les modes rayonnés, et par conséquent à durée de vie théorique infinie dans le guide d'onde. Ces modes sont situés en dessous de la ligne de lumière.

De plus, contrairement au cas 2D infini, le champ électromagnétique ne possède plus l'invariance verticale par translation, mais est soumis aux conditions de continuité des champs aux interfaces diélectriques. Une épaisseur finie de la couche est susceptible de supporter, selon l'épaisseur, des modes présentant des oscillations verticales d'ordres de plus en plus élevés [33].. Le profil du mode guidé fondamental est caractérisé par une demi-oscillation dans la couche guidante. Les profils des modes d'ordre plus élevés présentent des nœuds dans la couche.

Dans le cas d'une couche entourée d'un milieu uniforme d'indice n , le système possède une symétrie de réflexion par rapport au plan médian du guide. Par rapport à ce plan de symétrie, on peut distinguer les modes symétriques (modes pairs) et antisymétriques (impairs).

Remarquons d'ailleurs que, les modes impairs s'annulant au centre de la couche, ils ne pourront interagir avec des émetteurs de lumière placés en son centre.

Pour illustrer ces modifications, on prendra pour la suite l'exemple d'un cristal photonique 2D de réseau triangulaire de trous d'air, de paramètre a , et de facteur de remplissage $f=50\%$, dans un matériau semi-conducteur d'indice $n=3.17$ (InP).

La structure de bandes du CP2D de hauteur infinie est la suivante :

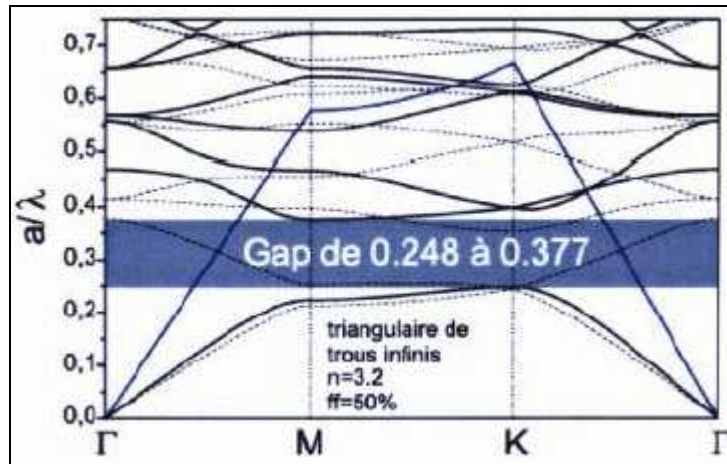


Figure 22: Structure de bandes d'un cristal photonique 2D triangulaire d'épaisseur infinie (paramètre a , facteur de remplissage $f=50\%$, indice du matériau 3.2). Source GES

On a séparé les modes suivant les deux types de polarisation : modes TE (champ E dans le plan de la membrane, champ H normal) en traits pleins, et modes TM en traits pointillés.

Le diagramme de dispersion révèle l'existence d'une bande interdite pour la polarisation TE, s'étendant entre les valeurs de fréquence réduite $[0.248-0.377]$. La structure de bandes TE du même cristal photonique, mais cette fois-ci de hauteur finie ($h=0.44a$), est la suivante :



Figure 23 : structure de bandes d'un cristal photonique 2D triangulaire (paramètre a , facteur de remplissage $f=50\%$, indice du matériau 3.2) d'épaisseur finie ($h=0.44a$). Source GES, Montpellier, France

Il est à noter que l'on observe, par rapport au CP2D infini, un décalage prévisible de tous les modes guidés vers les hautes fréquences. La raison principale réside dans le fait que les modes guidés, même s'ils sont bien confinés dans le guide, ont toujours une extension non négligeable dans l'air (champ évanescent), ce qui a pour effet d'augmenter la fréquence des modes (énergie des modes). La bande

interdite pour le mode pair fondamental s'étend donc cette fois-ci de 0.302 à 0.420 (au lieu de 0.248 à 0.377 pour le CP2D infini).

Les contraintes technologiques et la nécessité de confiner la lumière dans les trois directions de l'espace nous amènent donc à envisager des structures de hauteur finie associant les propriétés des guides d'onde pour le confinement vertical, et les propriétés des cristaux photoniques bidimensionnels pour le confinement latéral. Les hétérostructures d'indice qui assurent le confinement vertical de la lumière dans la couche guidante se divisent en deux approches principales qui se distinguent par l'intensité du contraste d'indice, et qui correspondent à des stratégies différentes pour le confinement vertical des photons.

Stratégies pour le confinement vertical

- Faible contraste d'indice :

La première solution consiste à utiliser un faible contraste d'indice vertical. La configuration est typiquement une membrane semi-conductrice dans un milieu d'indice peu différent ($\Delta n \sim 0.1-0.2$), comme dans le cas d'hétéro-structures III-V par exemple. Avec une telle géométrie, le mode guidé, soumis à un faible confinement aux interfaces, conserve une extension verticale assez importante. Une telle distribution du champ électromagnétique requiert une profondeur des trous importante pour garantir un recouvrement optimal entre le champ électromagnétique du mode et le CP, et limiter ainsi les pertes par diffraction (Figure 24). D'un point de vue technologique, les contraintes de fabrication liées à la qualité de la gravure profonde sont assez drastiques, en particulier en ce qui concerne le profil des trous.

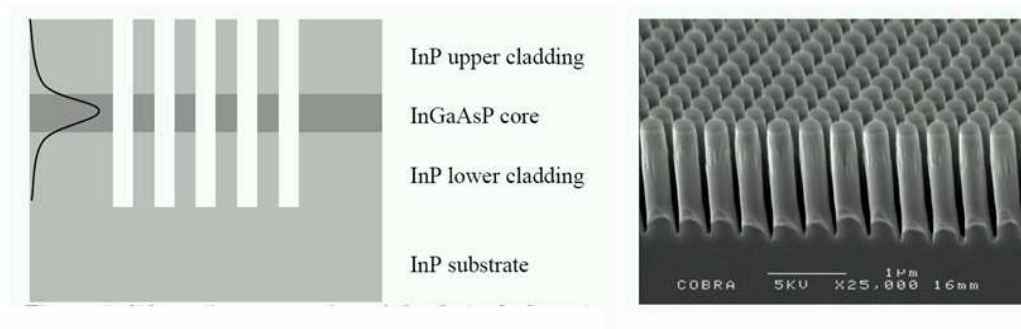


Figure 24 : Exemple de réalisation d'un cristal photonique membranaire à faible contraste d'indice verticale (cœur de InGaAsP dans l'InP). Afin de limiter les pertes verticales, la gravure doit être suffisamment profonde pour qu'il y ait recouvrement entre les trous et le profil d'intensité du mode guidé. Source COBRA, Eindhoven, Netherlands [34]

- Fort contraste d'indice :

La deuxième solution, celle qui est exploitée dans ce travail, repose sur l'utilisation d'un fort contraste d'indice Δn , entre la couche guidante et le milieu environnant (Figures 25,26). Les confinements à fort Δn sont généralement obtenus à l'aide d'une membrane semi-conductrice de Si ou de III-V suspendue dans l'air [35,36], ou bien déposée sur SiO_2 [37] ou sur Al_xO_y [38]. Cette approche membranaire garantit un confinement optique optimal, se traduisant par une forte localisation du champ dans la membrane, assurant en outre, une meilleure interaction lumière-matière. En effet l'intensité du recouvrement entre le champ et le milieu actif est un paramètre clef pour des applications de type micro-sources.

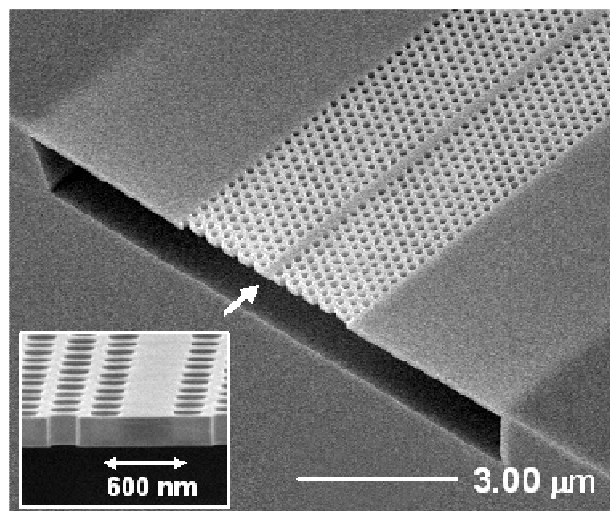


Figure 25 : Guide d'onde à cristal photonique dans une membrane de fort indice suspendue dans l'air. Source : National institute of advanced industrial science and technology (AIST, Japan).

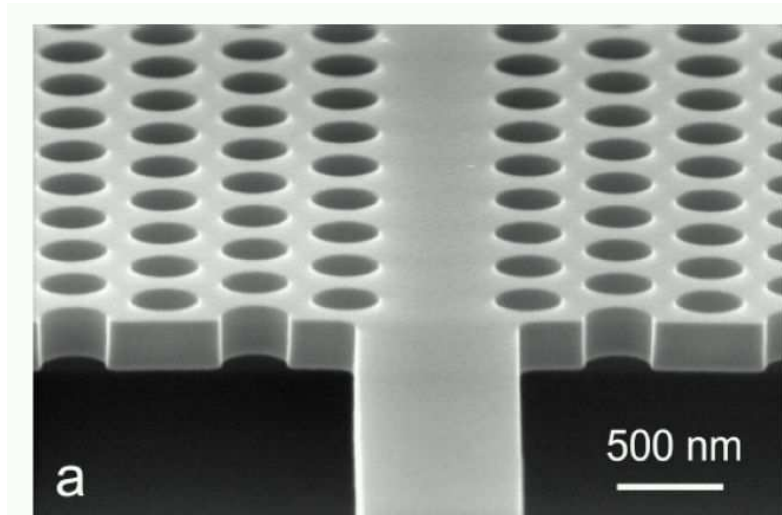


Figure 26 : guide d'onde conventionnel connecté à un guide d'onde à cristal photonique, dans une membrane de Silicium suspendue dans l'air. Source : [39]

De plus, puisque la membrane n'est pas très épaisse, les contraintes technologiques sont moins exigeantes, rendant possible l'utilisation des techniques de gravure usuelles comme la gravure ionique réactive (RIE) : il s'agit de percer des trous peu profonds (de l'ordre de 200 à 300 nm), qui suffisent à assurer un confinement optique efficace avec une contrainte sur le facteur de forme moins importante.

Il faut noter cependant que les membranes suspendues dans l'air sont susceptibles de présenter une faible robustesse mécanique. Elles peuvent en outre souffrir d'une mauvaise dissipation thermique qui peut poser problème pour certaines applications comme les lasers fonctionnant en régime continu. Cette contrainte est l'un des points durs sur lequel des améliorations sont attendues.

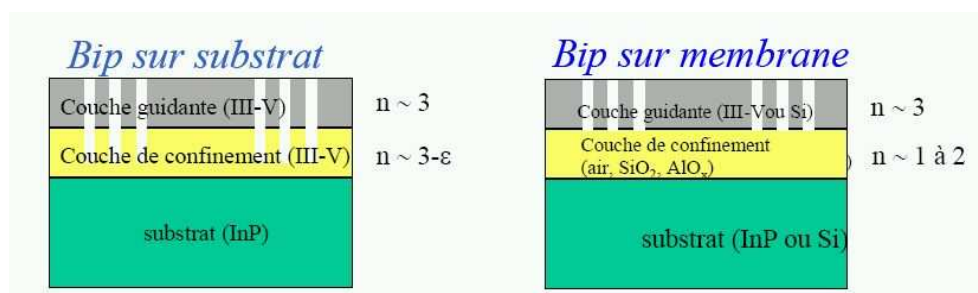


Figure 27 : Configuration verticale à faible et fort contraste d'indice d'un CP membranaire.

Finalement, nous avons représenté sur la Figure 28 une relation de dispersion d'un réseau triangulaire arbitraire de trous d'air perforés dans une membrane d'InP, où sont indiquées les zones de fonctionnement intéressantes des CP 2D membranaires. La plupart des applications utilisant les CP membranaires exploitent soit :

- la bande interdite photonique ; en introduisant un défaut dans le cristal parfait, on peut piéger la lumière à la longueur d'onde adéquate en créant un mode de défaut localisé.
- des modes de Bloch lents, situés aux points de haute symétrie du réseau réciproque, pour lesquels le confinement latéral de la lumière est assuré par la faible vitesse de groupe moyenne des photons, induite par la faible courbure de la bande. On distingue alors, parmi ces modes de Bloch lents :

- les modes de Bloch lents situés sous le cône de lumière (points M et K dans l'exemple) : ces modes ne subissent aucun couplage avec le continuum rayonné, et sont donc confinés à la fois latéralement et verticalement.

- les modes de Bloch lents situés au-dessus de la ligne de lumière (point Γ) : ces modes sont confinés latéralement, mais subissent des pertes rayonnées verticalement; ils permettent de réaliser des dispositifs adressables ou à émission par la surface, à forte compacité latérale.

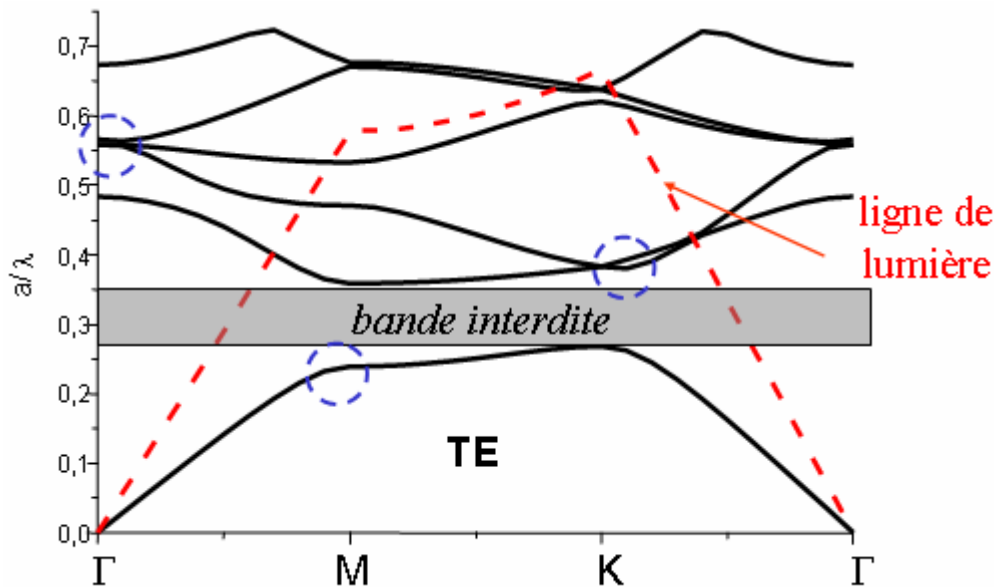


Figure 28 : Structure de bandes (calculs 3D) d'un réseau triangulaire de trous d'air perforé dans une membrane d'InP. Les cercles en tirets bleus mettent en évidence des modes de Bloch lents au voisinage des points de haute symétrie, de part et d'autre de la ligne de lumière.

Nous allons examiner successivement ces différents types de confinement de la lumière dans les CP membranaires.

III. Confinement dans les CP2D membranaires par la bande interdite photonique (défauts localisés)

Une manière simple de confiner le champ dans un volume très réduit est de briser localement la périodicité du réseau par l'introduction de défauts. Ceci a pour effet de créer des niveaux d'énergie discrets supplémentaires dans la structure de bandes. Les modes photoniques ainsi créés, à condition qu'ils se situent dans la bande interdite, concentrent leur énergie dans cette zone de défauts. Le cristal environnant se comporte comme un miroir et la lumière est réfléchiée par les bords du défaut.

Les défauts ou microcavités les plus étudiés sont obtenus en omettant un certain nombre de trous dans le réseau périodique, notamment dans les réseaux triangulaires les microcavités de type H_n , de forme hexagonale, n étant le nombre de rangées manquantes par côté de l'hexagone.

La Figure 29 montre la distribution spectrale des modes de cavités hexagonales de tailles variées obtenue par des mesures de photoluminescence en régime d'émission spontanée.

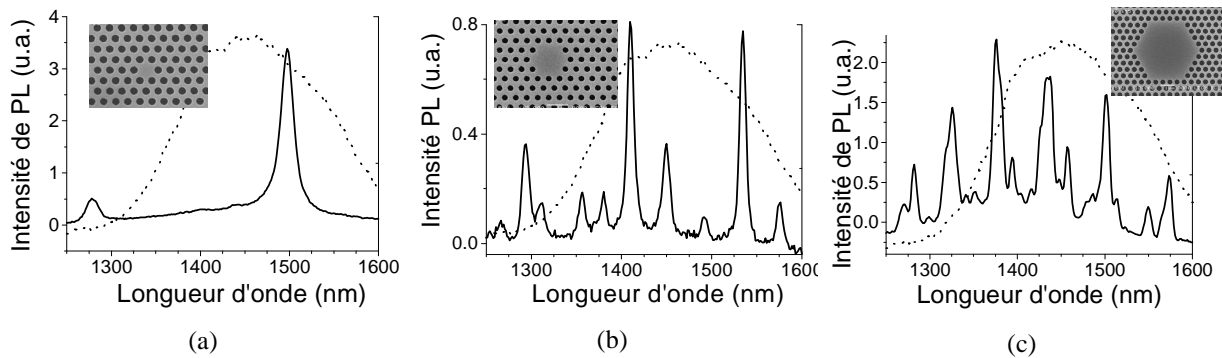


Figure 29 : Spectres en émission spontanée de microcavités H1 (a), H2 (b) et H5 (c) suspendues pour une zone active de type îlots quantiques. L'émission des îlots quantiques InAs sur une zone non structurée est également représentée (pointillés). Les inserts montrent les images MEB de chaque cavité.

Ce type de structure a été réalisée à l'INL dans le cadre de la thèse de C. Monat, et a donné lieu à la démonstration de microlasers avec un seuil effectif autour du milliwatt [37,40,41].

La caractéristique de dispersion d'un défaut peut être schématisée par une simple droite horizontale, correspondant à la pulsation de la résonance de la cavité. Cela exprime le fait que le défaut « localisé »

Chapitre 1 - Introduction

dans l'espace réel est « délocalisé » dans l'espace réciproque des vecteurs k_{\parallel} appartenant au plan de la périodicité, et que les modes de cavité ont à leur disposition toutes les composantes de vecteurs d'ondes k_{\parallel} . Un mode de défaut a donc potentiellement la capacité à se coupler au continuum rayonné, utilisant à cette fin les composantes situées au-dessus de la ligne de lumière. Le taux de couplage entre le défaut et l'espace libre dépend de la densité de vecteurs k_{\parallel} du mode électromagnétique situés au-dessus de la ligne de lumière.

Par ailleurs, des avancées ont été réalisées du point de vue du pompage électrique de ces microcavités. En 2000, W.D. Zhou et al., démontrent l'effet laser à température ambiante dans une microcavité sous pompage électrique, en régime pulsé, à $\sim 0.9\mu\text{m}$ [42]. La microcavité est assistée par un miroir de Bragg inférieur pour que l'émission se produise à la surface supérieure du CP.

En 2004, H-G. Park et al. [43,44] obtiennent aussi l'effet laser à $1.5\mu\text{m}$ en régime pulsé. Cependant les procédés de fabrication liés à la géométrie de la structure, présentée Fig. 30, sont extrêmement délicats, et difficilement reproductibles.

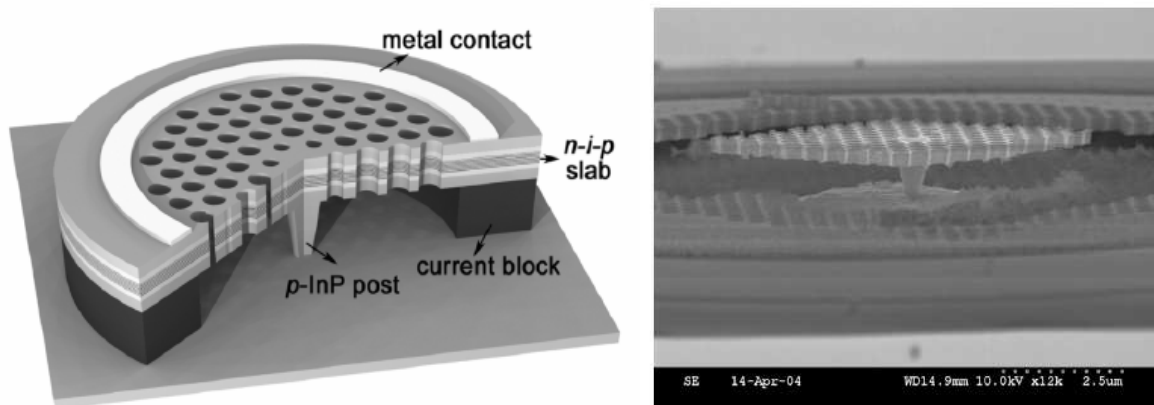


Figure 30 : A gauche, représentation schématique d'un microlaser à base de CP. L'injection du courant dans la microcavité se fait via une jonction P-I-N inversée. La microcavité repose sur un piédestal en InP dopé (type P). A droite, image MEB (vue en coupe transverse) d'un échantillon volontairement « détruit ». D'après H-G Park et al. [43,44].

Comme on peut le voir sur le schéma de la structure de la figure 30, les trous en bord de défaut n'ont pas la même taille que les autres. Il s'agit d'une ingénierie de défaut, permettant d'accroître le facteur de qualité de la résonance.

L'ingénierie de défaut est actuellement l'un des domaines de la photonique qui concentre le plus d'efforts de recherche. En effet, les travaux pionniers du CALTECH ont annoncé le début d'une

recherche active sur les cavités résonantes de volume ultime. Déjà, les facteurs Q théoriques calculés atteignaient quelques dizaines de milliers [35]. En 1999, Painter et al. [36] démontrent, pour la première fois, la possibilité d'obtenir l'effet laser, en régime pulsé et à basse température, dans une microcavité de type H1 pompée optiquement. Plus tard, en 2002, M. Loncar et al. obtiennent, sur la base d'une conception proposée dans les références [45,46], un seuil record de $220\mu\text{W}$ [47]. Plus récemment, Nozaki et al. [48] ont obtenu le régime laser, à température ambiante, avec une cavité de taille submicronique. Celle-ci est obtenue en déplaçant légèrement deux trous de la même rangée dans des directions opposées [49].

L'ingénierie de défauts consiste à concevoir le défaut de manière à minimiser le poids du mode à l'intérieur du cône de lumière et réduire ainsi les pertes optiques dans la direction verticale.

Toutefois, aucune règle de conception n'est clairement établie, et le « meilleur » facteur de qualité est généralement obtenu en faisant une étude complète de la variation des paramètres géométriques. L'origine des pertes rayonnées est obtenue, a posteriori, en mesurant le « poids photonique » du mode de cavité dans le cône de lumière (analyse de Fourier). Ce type d'analyse permet de comprendre l'origine du fort facteur de qualité mais ne constitue pas une approche prédictive.

D'autres groupes, comme le KAIST, ont adopté une approche plus intuitive [50-52]. Le but restant toujours le même, garder un très faible volume de cavité, de l'ordre de celui de la H1, et aménager l'environnement électromagnétique de façon à augmenter de manière conséquente le facteur Q . Un exemple simple de conception de microcavité à fort coefficient de qualité est présenté Fig. 31 et 32. Le rayon des six trous de l'hexagone de la cavité H1 sont réduits alors que la distance entre les bords des trous voisins est conservée afin de ne pas générer d'autres défauts. Avant la modification des trous voisins, seul le mode dipolaire à faible durée de vie apparaît dans la bande interdite photonique. L'augmentation de la taille de la cavité permet de faire rentrer progressivement dans la bande interdite d'autres modes, de plus haute énergie. Certains de ces modes présentent une symétrie qui induit une réduction du couplage au mode rayonnés et, par conséquent, une augmentation du facteur de qualité. La durée de vie d'un mode, et donc son facteur de qualité, dépend non seulement de la géométrie de la cavité, mais aussi de la symétrie du mode choisi.

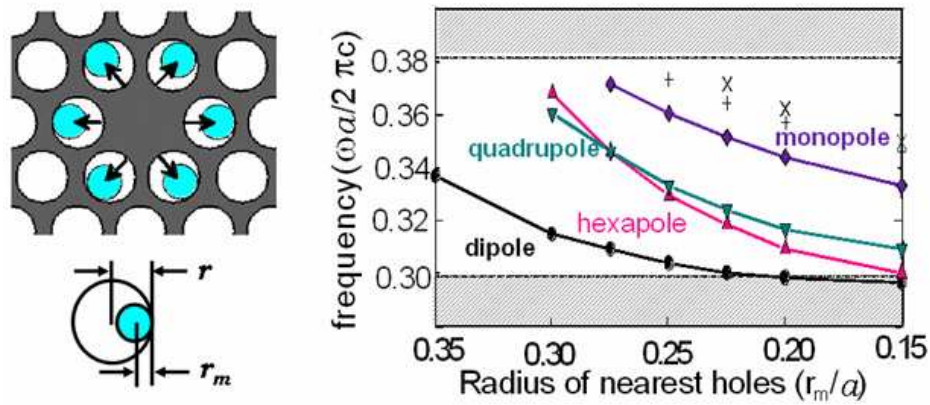


Figure 31 : Exemple d'ingénierie de défauts. Dans ce cas, il s'agit d'une cavité H1 modifiée: les six trous adjacents au défaut sont réduits de manière à faire rentrer progressivement des modes avec des symétries différentes dans la bande interdite photonique. [50-52]

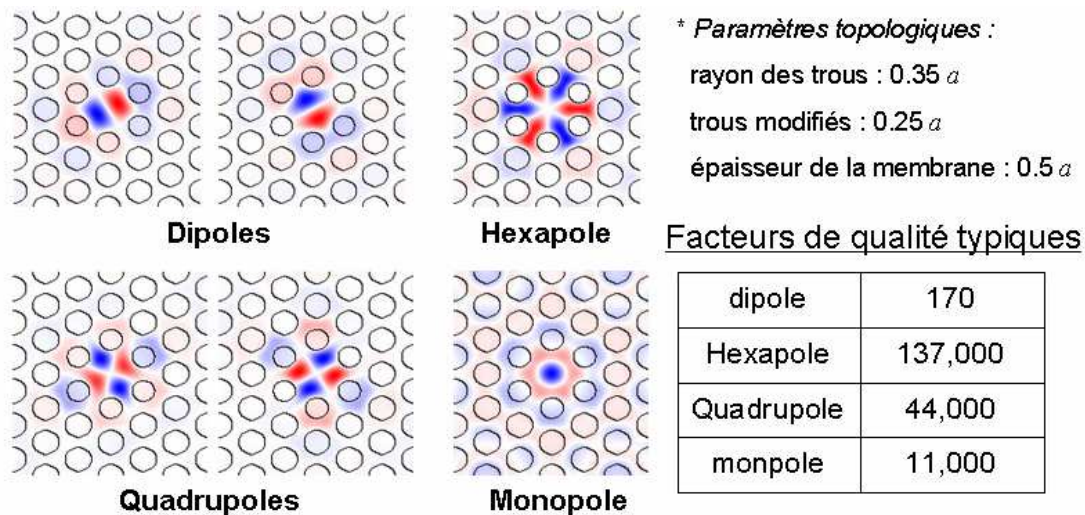


Figure 32 : Distribution de la composante Hz du champ magnétique pour les différents modes de cavité. Les facteurs de qualités typiques de ces modes sont présentés dans le tableau ci-dessus.

Il est évidemment possible de faire rentrer les autres modes dans la bande interdite sans avoir recours à de telles modifications, mais en général ceci n'est possible qu'avec de forts facteurs de remplissage. L'intérêt de ce type d'ingénierie, c'est que l'on peut positionner le mode d'intérêt n'importe où dans la bande interdite avec des facteurs de remplissage modérés, ce qui est un point important vis-à-vis de la fabrication et de la stabilité thermique des composants.

L'ingénierie du facteur de qualité dans les microcavités à base de cristaux photoniques continue de progresser [53-56]. Dans la référence [55], T. Asano et al. ont mesuré un Q -expérimental record d'environ 1 million. Il s'agit ici d'exploiter le mode fondamental d'un tronçon de guide W1 en bord de bande. Ce mode de Bloch lent localisé, *i.e.* défini dans l'espace des $k_{||}$, est piégé par le cristal

environnant. Les miroirs adjacents au tronçon de guide sont conçus de telle manière qu'ils confinent de manière « douce » les photons afin de limiter les sources de pertes aux interfaces cavité/miroirs. C. Sauvan et al. ont développé un modèle permettant de comprendre les mécanismes liés à cette forte augmentation du Q et d'établir des règles de conception [57].

De telles microcavités à fort Q sont très intéressantes pour la réalisation de microlasers à très faible seuil, mais également pour la démonstration de composants utiles à l'information quantique (sources à photon unique, portes logiques exploitant des effets non-linéaires,...).

IV. Confinement dans les CP2D membranaires par Modes de Bloch lents

Les modes de Bloch lents constituent une deuxième voie pour le confinement de la lumière.

Les structures exploitant les modes de Bloch lents ne possèdent pas de cavité physique, le confinement latéral étant assuré par la faible vitesse groupe moyenne des photons. Cette faible vitesse de groupe est liée à la faible courbure de la bande au voisinage du point de haute symétrie exploité, qui confère en quelque sorte aux photons une «masse effective» importante (analogie avec l'électron).

En l'absence de pertes verticales, l'extension du mode de Bloch est infinie. En effet, la vitesse de groupe des photons n'est théoriquement nulle qu'au point exact de haute symétrie du cristal dans l'espace réciproque (où $Vg = \frac{d\omega}{dk_{||}} = 0$), c'est-à-dire pour une extension spatiale du mode dans

l'espace réel infinie. En pratique, le mode va donc s'étendre indéfiniment, mais de moins en moins vite au cours du temps, la vitesse de groupe des photons tendant vers 0 (sans jamais l'atteindre).

En présence de pertes verticales (ou par absorption), le mode de Bloch lent a une extension latérale finie. L'extension latérale du mode dépend d'une part de la courbure de la bande, et d'autre part du taux de pertes verticales (ou par absorption).

L'atout majeur des modes de Bloch lents, par rapport aux microcavités, est qu'ils permettent un bien meilleur contrôle du diagramme d'émission. On peut en effet contrôler la directivité du rayonnement connaissant les points de fonctionnement (ω, k) de la courbe de dispersion, qui sont d'autant mieux définis que la surface du mode de Bloch lent est importante.

La possibilité d'exploiter des modes de Bloch lents délocalisés à des fins « microlasers » fut envisagée tardivement. Les premières démonstrations expérimentales, à base de matériaux organiques, présentaient une corrugation effective de l'indice limitée [58-60]. Les CP membranaires à fort contraste d'indice, qui sont typiquement des arrangements périodiques de trous d'air dans une membrane de semi-conducteur III-V, permettent d'exploiter des modes à plus grande durée de vie avec des vitesses de groupe encore plus faibles [61,62]. Ceci permet de réaliser, grâce à un meilleur confinement latéral, des dispositifs avec des dimensions latérales très réduites [63].

Les lasers à mode de Bloch lent peuvent être classés en deux grandes familles : les lasers à émission dans le plan [64-66], et les « lasers en Γ » à émission par la surface [5,58-60,63,64,67], la ligne de lumière faisant le distinguo entre ces deux classes.

IV-A. Sous la ligne de lumière

L'exploitation de modes de Bloch lent sous le cône de lumière a permis de réaliser de nombreux lasers, à émission dans le plan. Les modes ne subissant pas de pertes rayonnées, et étant fortement confinés latéralement du fait de leur faible vitesse de groupe, l'interaction photons-matière au niveau du milieu à gain est forte, et permet de réaliser des lasers à très faibles seuils. On peut noter des réalisations de lasers à CP triangulaire avec un seuil de l'ordre du milliwatt [65], et également des lasers à CP exploitant un réseau carré, avec là aussi un seuil de l'ordre du milliwatt [66].

Lorsqu'on cherche à pousser plus loin l'intégration de ces composants, l'obstacle principal que l'on rencontre provient de la difficulté à extraire les photons émis. En effet, les photons sont émis essentiellement dans le planⁱ. Pour qu'un tel laser ait une grande efficacité « utile », il faudrait donc pouvoir récupérer ces photons émis dans le plan, en couplant par exemple le CP à un guide. Les efficacités obtenues jusque là restent cependant peu convaincantes [68].

IV-B. Au-dessus de la ligne de lumière

En exploitant un mode de Bloch lent au-dessus du cône de lumière, on peut concevoir des dispositifs adressables ou à émission par la surface (et donc à forte efficacité « utile »).

ⁱ En raison des imperfections technologiques, certains photons sont perdus verticalement, et ce sont ceux-là même qui sont détectés et permettent de tracer les courbes de gain (courbes L-L)

Le micro-laser à émission par la surface constitue un exemple de cette approche : le couplage entre modes guidés et modes rayonnés est autorisé, mais on va chercher à ce que ce taux de couplage soit très faible, de sorte à permettre une émission laser verticale tout en préservant la force de la résonance et donc la faiblesse de la puissance de seuil. *C'est là une illustration simple et probante du potentiel de la technologie planaire conduisant à un dispositif photonique affranchi de l'univers bidimensionnel.*

On peut noter plusieurs réalisations, exploitant des modes de Bloch lents en Γ à base de réseaux graphites [5]. Ces derniers ont la particularité de présenter un très faible taux de couplage aux modes rayonnés [69]. En adaptant alors la taille de la structure (suffisamment grande), on peut faire en sorte que tous les photons soient émis verticalement, plutôt que latéralement, avec un diagramme d'émission très directif.

Un degré de liberté supplémentaire a été apporté très récemment par Benbakir et al [70]. Il s'agit de placer sous le CP un miroir de Bragg, de sorte à réduire, le taux de couplage du mode de Bloch aux modes rayonnés, par un processus d'interférences destructives au sein de la membrane à CP (Figure 33). On peut ainsi réduire à souhait le taux de couplage de n'importe quel mode de Bloch. D'une manière générale, cette approche permet de renforcer les résonances des modes de Bloch, et donc d'abaisser les seuils lasers. Des seuils records pour un réseau graphite de $15\mu\text{W}$ ont été obtenus.

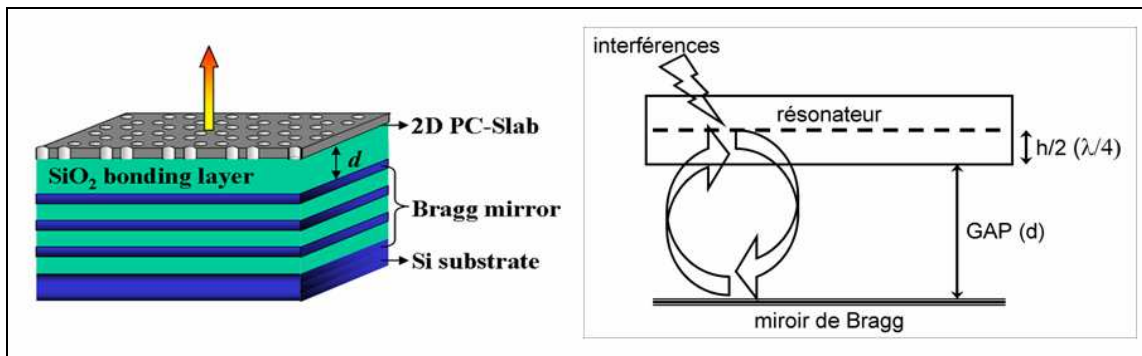


Figure 33 : Principe de l'inhibition du couplage d'un mode de Bloch de CP aux modes rayonnés, par l'utilisation d'un miroir de Bragg. L'efficacité de l'inhibition dépend de la réflectivité du miroir de Bragg, et de la distance d entre le CP et le Bragg [70].

Grâce à cette approche, Benbakir et al. ont également pu obtenir, pour la première fois, l'effet laser à température ambiante avec un seul plan de boîtes quantiques sur InP, en utilisant encore un réseau graphite [71].

IV-C. Nouvelle approche : exploitation de modes de Bloch lents au-dessus de la ligne de lumière à fortes pertes rayonnées

Nous avons vu dans les sections précédentes qu'il était possible de confiner la lumière dans les CP2D membranaires en utilisant soit la bande interdite photonique de ces cristaux, soit des modes de Bloch lents du cristal. Parmi ces modes de Bloch lents, on a distingué d'une part ceux qui sont situés sous le cône de lumière, et qui donc ne subissent pas de pertes rayonnées, les seules pertes du résonateur étant dans le plan (lasers à émission dans le plan), et d'autre part les modes situés au-dessus du cône, qui subissent des pertes rayonnées verticales (lasers en Γ). Dans cette seconde catégorie, la littérature s'est fortement intéressée aux modes à faible taux de couplage rayonné, permettant de concilier fort facteur de qualité (pour émission laser) et émission des photons par la surface.

Dans cette partie, et plus généralement dans le cadre de cette thèse, on s'est intéressé à une seconde classe de modes jusqu'ici délaissée, qui sont les modes situés au-dessus du cône, mais à *fort* taux de couplage rayonné. Quels peuvent être les intérêts présentés par de tels modes ? A priori, ces modes sont peu intéressants car ils ne permettent pas de confiner longtemps la lumière dans le cristal, du fait des pertes optiques verticales [72-75]. Cependant, ces pertes peuvent être vues selon une perspective positive, en les considérant comme une opportunité nouvelle pour les CP membranaires de s'ouvrir à la troisième dimension de l'espace, par un contrôle judicieux du couplage entre le mode de Bloch guidé et les modes rayonnés.

Nous verrons ainsi, dans la suite de notre travail que l'on peut de cette manière concevoir des réflecteurs très efficaces.

En effet, lorsqu'on envoie sur un CP une onde dont la fréquence et la direction d'incidence correspondent aux caractéristiques (ω, k) d'un mode de Bloch au-dessus de la ligne de lumière, le mode de Bloch en question peut être excité puis se coupler à nouveau à l'onde incidente, ce qui mène à une réflexion résonnante par interférences constructives [76,77]. Ce principe est général aux modes excités au-dessus du cône, et ne s'applique pas seulement à ceux qui présentent un fort taux de couplage rayonné. Cependant, dans le cadre de l'optique intégrée et de la miniaturisation des composants, il est important que de tels réflecteurs soient de taille latérale limitée tout en faisant preuve d'une forte efficacité.

C'est là qu'apparaît l'intérêt des modes de Bloch lent à fortes pertes qui, de part leur fort confinement latéral et leur fort taux de couplage rayonné, assurent que la majeure partie des photons se coupleront à

Chapitre 1 - Introduction

nouveau à l'onde incidente, avant de s'échapper de la zone illuminée (hors de la zone illuminée, les photons ne peuvent plus être réémis en phase avec le faisceau incident).

De tels miroirs pourraient concurrencer fortement les miroirs de Bragg. Ils présenteraient une efficacité comparable, mais ne nécessiteraient qu'une seule couche de semi-conducteur, ce qui constitue un gain inestimable en terme de compacité verticale. En effet, compte-tenu des contraintes en épitaxie (accord de paramètre de maille, ...), les miroirs de Bragg III-V sont souvent conçus avec des matériaux de faible contraste d'indice, et sont donc très épais. Pour une efficacité de l'ordre de 99.0%, leur épaisseur est généralement de l'ordre d'une dizaine de microns (contre quelques centaines de nm pour un miroir à CP). Les miroirs métalliques, bien que compacts, présentent quant à eux l'inconvénient d'une efficacité limitée en raison de leur absorption, rendant impossible la réalisation de cavités à très fort Q (réflectivité limitée à 99.4% pour un miroir en or, 99.6% pour un miroir en argent, vers $1.5\mu\text{m}$).

D'autre part, dans notre approche, le fort taux de couplage rayonné du mode de Bloch lent utilisé, c'est-à-dire sa faible durée de vie, résultent en un stop-band du miroir très large. Le miroir à CP pourra donc cumuler forte efficacité de réflexion et large gamme spectrale de réflexion (le miroir à CP étant d'autant plus large-bande que son efficacité de réflexion est grande, pour une surface d'illumination donnée).

Enfin, une propriété additionnelle des CP que l'on peut pressentir est le contrôle de la polarisation. Les miroirs de Bragg, de part leur configuration invariante dans le plan des couches, présentent une réflectivité totalement indépendante de la polarisation de l'onde incidente. Avec les miroirs à CP, par contre, l'ingénierie du réseau périodique va permettre un degré de contrôle supplémentaire et inédit sur la sensibilité à la polarisation du réflecteur, suivant le type de réseau utilisé.

Le premier objectif de ce travail est la réalisation de tels miroirs à CP, considérés comme briques de base, jamais démontrées par le passé. En effet, parmi les tentatives antérieures de réalisations de miroirs à CP, il n'a jamais pu être démontré de miroirs de grande réflectivité opérant sur une faible surface latérale, donc compatible avec l'optique intégrée, la raison la plus fréquente étant l'utilisation de mode de Bloch à trop faible taux de couplage aux modes rayonnés, c'est-à-dire à trop grande extension spatiale [78-82].

Le second objectif est la mise en œuvre de cette brique de base dans une variété de dispositifs photoniques. Ainsi, en associant par exemple deux miroirs à CP membranaires, espacés par une cavité d'épaisseur optique judicieusement choisie, on pourra envisager des cavités Fabry-Pérot ultimes, à fort

facteur de qualité (en raison de la forte efficacité des miroirs à CP), ultra-compacts verticalement (une seule lame de semi-conducteur pour chaque miroir) et latéralement (faible extension latérale du mode de Bloch), avec un contrôle de la polarisation.



Figure 34 : Représentation schématique d'une cavité Fabry-Pérot à miroirs à CP 1D

Il peut être également intéressant de démontrer l'accordabilité pour ces résonateurs. En rapprochant ou éloignant par actuation électrostatique les deux cristaux photoniques, on pourrait modifier l'épaisseur de la cavité d'air, et donc la longueur d'onde résonante. La large bande spectrale des miroirs permettra alors une large gamme d'accordabilité.

Ce travail de thèse s'appuie sur le savoir-faire antérieur de l'INL concernant la fabrication de membranes suspendues et de MOEMS accordables [3].

Organisation du manuscrit

Le présent manuscrit est organisé de la manière suivante.

Dans le chapitre II, nous expliciterons le principe de fonctionnement de la brique de base que constitue le réflecteur à cristal photonique. Un modèle simple, basé sur la théorie des modes couplés et les matrices de transfert, permettra de comprendre les mécanismes physiques mis en jeu dans ce type de structure, et sera comparée à des calculs exacts FDTD (Finite-Difference Time-Domain method). Plusieurs démonstrateurs de réflecteurs 1D large-bande et ultra-large bande (mettant en jeu deux modes de Bloch lents), ainsi que de réflecteurs 2D seront présentés. Les résultats expérimentaux seront confrontés aux résultats théoriques.

Les chapitre III et IV traiteront de la conception, la fabrication, et la caractérisation de dispositifs photoniques incluant cette brique de base. Ainsi, le chapitre III sera consacré aux cavités Fabry-Pérot associant un miroir de Bragg et un miroir à CP, le premier démonstrateur proposé étant un filtre compact et accordable hautement sélectif polarisé, et le deuxième un VCSEL à $1.55\mu\text{m}$ partageant les mêmes propriétés. Le chapitre IV sera quant à lui consacré aux cavités Fabry-Pérot ultimes associant deux miroirs à CP. Un premier dispositif passif sera démontré.

Chapitre 1 - Introduction

Enfin, dans le chapitre V, nous révélerons certaines propriétés inédites des miroirs à CP, qui n'avaient pas été envisagées jusque là, et qui concernent la capacité de ces derniers, sous certaines conditions, à confiner latéralement de manière remarquable la lumière, dans des configurations de type Fabry-Pérot.

Références

- [1] D. Schiller, “The telecom crisis”, Dissent (2003) - dissentmagazine.org
- [2] A. Spisser, R. Ledantec, C. Seassal, J.L. Leclercq, T. Benyattou, D. Rondi, R. Blondeau, G. Guillot, P. Viktorovitch, « Highly selective and widely tunable 1.55- μm InP/air-gap micromachined Fabry-Perot filter for optical communications”, *IEEE Photonics Technology Letters* **10**, 1259 (1998).
- [3] J.L. Leclercq, M. Garrigues, X. Letartre, C. Seassal and P. Viktorovitch, “InP-based MOEMS and related topics”, *J. Micromech. Microeng.* **10**, 287 (2000).
- [4] H.Y. Ryua, M. Notomi, Y.H. Lee, “High-quality-factor and small-mode-volume hexapole modes in photonic-crystal-slab nanocavities”, *Applied Physics Letters* **83**, 4294 (2003).
- [5] J. Mouette, C. Seassal, X. Letartre, P. Rojo-Romeo, J. L. Leclercq, P. Regreny, P. Viktorovitch, E. Jalaguier, P. Perreau, and H. Moriceau, “Very low threshold vertical emitting laser operation in InP graphite photonic crystal slab on silicon”, *Electronic Letters*. **39**, 256 (2003).
- [6] C. Monat, C. Seassal, X. Letartre, P. Viktorovitch, P. Regreny, M. Gendry, P. Rojo-Romeo, G. Hollinger, E. Jalaguier, S. Pocas, B. Aspar, “InP 2D photonic crystal microlasers on silicon wafer: room temperature operation at 1.55 μm ”, *Electronics Letters* **37**, 764 (2001).
- [7] T. Yoshie, A. Scherer, J. Hendrickson, G. Khitrova, H.M Gibbs, G. Rupper, C. Ell, O.B. Shchekin, D.G. Deppe, “Vacuum Rabi splitting with a single quantum dot in a photonic crystal nanocavity”, *Nature* **432**, 7014 (2004).
- [8] T. Baba, D. Sano, K. Nozaki, K. Inoshita, Y. Kuroki, and F. Koyama, “Observation of fast spontaneous emission decay in GaInAsP photonic crystal point defect nanocavity at room temperature”, *Appl. Phys.Lett.* **85**, 18 (2004).
- [9] C. Kittel, introduction to solid-state physics (1986)
- [10] G. Malpuech, A. Kavokin, G. Panzarini, and A. Di Carlo, “Theory of photon Bloch oscillations in photonic crystals”, *Physical Review B* **63**, 035108 (2001).

Chapitre 1 - Introduction

- [11] E. Yablonovitch: Inhibited spontaneous emission in solid - state physics and electronics. *Phys. Rev. Lett.* **63**: 2059.
- [12] Z. Zhang and S. Satpathy, « Electromagnetic wave propagation in periodic structures: Bloch wave solution of Maxwell's equations », *Phys. Rev. Lett.* **65**, 2650 (1990).
- [13] R. P. Stanley, R. Houdre, U. Oesterle, M. Gailhanou, and M. Illegems, “Ultrahigh finesse microcavity with distributed Bragg reflectors”, *Appl. Phys. Lett.* **65**, 1883 (1994).
- [14] J. D. Joannopoulos, R. D. Mead, and J. N. Winn, “Photonic Crystals: Molding the Flow of Light”, Princeton University Press (1995).
- [15] M. Strassner, J. C. Esnault, L. Leroy, J.-L. Leclercq, M. Garrigues, and I. Sagnes, « Fabrication of Ultrathin and Highly Flexible InP-Based Membranes for Microoptoelectromechanical Systems at 1.55 μm », *IEEE Photonics Technology Letters* **17**, 804 (2005).
- [16] J.-Q. Xi, M. Ojha, J. L. Plawsky, and W. N. Gill, J. K. Kim and E. F. Schuberta, “Internal high-reflectivity omni-directional reflectors”, *Applied Physics Letters* **87**, 031111 (2005).
- [17] K. Streubel *et al.*, “1.26 μm vertical cavity laser with two InP/air-gap reflectors”, *Electron. Lett.* **32**, 1369 (1996).
- [18] D Maystre, “Electromagnetic study of photonic band gaps”, *Pure Appl. Opt.* **3**, 975 (1994).
- [19] A. Chelnokov, S. David, K. Wang, F. Marty, and J.M. Lourtioz, “Fabrication of 2-D and 3-D Silicon Photonic Crystals by Deep Etching”, *IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics* **8**, 919 (2002).
- [20] S. Ogawa, M. Imada, S. Yoshimoto, M. Okano, and S. Noda, “Control of Light Emission by 3D Photonic Crystals”, *Science* **305**, 227 (2004).
- [21] K. M. Ho, C. T. Chan, and C. M. Soukoulis, “Existence of a photonic gap in periodic dielectric structures”, *Phys. Rev. Lett.* **65**, 25 (1990).
- [22] E Yablonovitch, T.J. Gmitter, and K.M. Leung, “Photonic band structure: The face-centered-cubic case employing nonspherical atoms”, *Phys. Rev. Lett.* **67**, 17 (1991).

- [23] A. Chelnokov, K. Wang, S. Rowson, P. Garoche, and J.-M. Lourtioz, « Near-infrared Yablonovite-like photonic crystals by focused-ion-beam etching of macroporous silicon », *Applied Physics Letters* **77**, 2943 (2000).
- [24] C. Cuisin, A. Chelnokov, J.-M. Lourtioz, D. Decanini and Y. Chen, “Fabrication of three-dimensional photonic structures with submicrometer resolution by x-ray lithography”, *Journal of Vacuum Science & Technology B: Microelectronics and Nanometer Structures* **18**, 3505 (2000).
- [25] S. Y. Lin, J. G. Fleming, D.L. Hetherington, B.K. Smith, R. Biswas, K. M. Ho, M. M. Sigalas, W. Zubrzycki, S.R. Kurtz, and J. Bur, “A three-dimensional photonic crystal operating at infrared wavelengths”, *Nature* **394**, 6690 (1998).
- [26] S. Noda, K. Tomoda, N. Yamamoto, and A. Chutinan, “Full Three-Dimensional Photonic Bandgap Crystals at Near-Infrared Wavelengths”, *Science* **289**, 5479 (2000).
- [27] V. Lousse and J.P. Vigneron, “Self-consistent photonic band structure of dielectric superlattices containing nonlinear optical materials “, *Physical Review E* **63**, 027602 (2001).
- [28] J. D. Joannopoulos, “Self-assembly lights up”, *Nature* **414**, 6861, (2001).
- [29] Y.A. Vlasov, X.-Z. Bo, J.C. Sturm, and D.J. Norris, “On-chip natural assembly of silicon photonic bandgap crystals”, *Nature* **414**, 6861 (2001).
- [30] V. Lousse and S. Fan, “Waveguides in inverted opal photonic Crystals”, *Optics Express* **14**, 86 (2006).
- [31] 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 and H. M. van Driel, “Large-scale synthesis of a silicon photonic crystal with a complete three-dimensional bandgap near 1.5 micrometres”, *Nature* **405**, 437 (2000).
- [32] E. Chow, S.Y. Lin, S.G. Johnson, P.R. Villeneuve, J.D. Joannopoulos, J.R. Wendt, G.A. Vawter, W. Zubrzycki, H. Hou, and A. Alleman, “Three-dimensional control of light in a two-dimensional photonic crystal slab”, *Nature* **407**, 983 (2000).
- [33] S. G. Johnson, S. Fan, P. R. Villeneuve, J. D. Joannopoulos, L. A. Kolodziejski, « Guided modes in photonic crystal slabs », *Physical Review B* **60**, (1999).

- [34] R. van der Heijden, E.J. Geluk, R.W. van der Heijden, F. Karouta, P.A.M. Nouwens, Y.S. Oei, E.M. Roeling, E. Smalbrugge, T. de Vries, H.W.M. Salemink, "Photonic crystals in deeply etched InP-based Materials", COBRA Inter-University Research Institute, Eindhoven University of Technology.
- [35] O. Painter, J. Vuckovic, and A. Scherer, "Defect modes of a two dimensional photonic crystal in an optically thin dielectric slab", *J. Opt. Soc. Am. B* **16**, 275 (1999).
- [36] O Painter, R. K. Lee, A. Scherer, A. Yariv, J. D. O'Brien, P. D. Dapkus, I. Kim, "Two dimensional photonic band gap defect mode laser", *Science* **284**, 1819 (1999).
- [37] C. Monat, C. Seassal, X. Letartre, P. Viktorovitch, P. Regreny, M. Gendry, P. Rojo-Romeo, G. Hollinger, E. Jalaguier, S. Pocas and B. Aspar, "InP 2D photonic crystal microlasers on silicon wafer: room temperature operation at 1.55 μm ", *Electron. Lett.* **37**, 764 (2001).
- [38] J-K. Hwang, H-Y. Ryu, D-S. Song, I-Y. Han, H-W. Song, H-K. Park, Y-H. Lee, "Room temperature triangular lattice two-dimensional photonic band gap lasers operating at 1.54 μm ", *Appl. Phys. Lett.* **76**, 2982 (2000).
- [39] S. McNab, N. Moll, Y. Vlassov, "Ultra-low loss photonic integrated circuit with membrane-type photonic crystal waveguides", *Opt. Express* **11**, 2927 (2003).
- [40] C. Monat, C. Seassal, X. Letartre, P. Regreny, M. Gendry, P. Rojo-Romeo, P. Viktorovitch, M. Le Vassor d'Yerville, D. Cassagne, J. P. Albert, E. Jalaguier, S. Pocas, and B. Aspar, "Two-dimensional hexagonal-shaped microcavities formed in a two-dimensional photonic crystal on an InP membrane", *J. Appl. Phys.* **93**, 23 (2003).
- [41] C. Monat, C. Seassal, X. Letartre, P. Regreny, P. Rojo-Romeo, P. Viktorovitch, M. LeVassor d'Yerville, D. Cassagne, J. P. Albert, E. Jalaguier, S. Pocas, and B. Aspar, "Modal analysis and engineering on InP-based two dimensional photonic crystal microlasers on a Si wafer", *IEEE J. Quantum Electron.* **39**, 419 (2003).
- [42] W.D. Zhou, J. Sabarinathan, B. Kochman, E. Berg, O. Qasaimeh, S. Pang, and P. Bhattacharya, "Electrically injected single-defect photonic bandgap surface-emitting laser at room temperature", *Electron. Lett.* **36**, 1541 (2000).

- [43] H-G. Park, S-H. Kim, S-H. Kwon, Y-G. Ju, J-K. Yang, J-H. Baek, S-B. Kim, and Y-H. Lee, "Electrically Driven Single-Cell Photonic Crystal Laser" *Science* **305**, 1444 (2004).
- [44] H-G. Park, S-H. Kim, M-K. Seo, Y-G. Ju, S-B. Kim, and Y-H. Lee, "Characteristics of Electrically Driven Two-Dimensional Photonic Crystal Lasers" *IEEE J. Quantum Electron.* **41**, 1131 (2005).
- [45] J. Vuckovic, M. Loncar, H. Mabuchi, and A. Scherer, "Optimization of Q-factor in photonic crystal microcavities", *IEEE J. Quantum Electron.* **38**, 850 (2002).
- [46] J. Vuckovic, M. Loncar, H. Mabuchi, and A. Scherer, "Design of photonic crystal microcavities for cavity QED", *Phys. Rev. E* **65**, 016608 (2002).
- [47] M. Lončar, T. Yoshie, A. Scherer, P. Gogna and Y. Qiu, "Low-threshold photonic crystal laser", *Appl. Phys. Lett.* **81**, 2680 (2000).
- [48] K. Nozaki, T. Ide, J. Hashimoto, W.-H. Zheng and T. Baba, "Photonic crystal point-shift nanolaser with ultimate small modal volume", *Electron. Lett.* **41**, 15 (2005).
- [49] Z. Zhang and M. Qiu, "Small-volume waveguide-section high Q microcavities in 2D photonic crystal slabs", *Opt. Express* **12**, 3988 (2004).
- [50] J. Huh, J. Ki Hwang, H. Y. Ryu, Y. H. Lee, "Nondegenerate monopole mode of single defect two-dimensional triangular photonic band-gap cavity," *J. Appl. Phys.* **92**, 654 (2002).
- [51] H-Y. Ryu, H-G. Park, and Y-H. Lee, "Two-dimensional photonic crystal semiconductor lasers: Computational design, fabrication, and characterization", *IEEE Sel. Top. Quantum Electron.* **8**, 891 (2002).
- [52] H-Y. Ryu, M. Notomi, and Y-H. Lee, "High-quality-factor and small-mode-volume hexapole modes in photonic-crystal-slab nanocavities", *Appl. Phys. Lett.* **83**, 4294 (2003).
- [53] B.S. Song, S. Noda, T. Asano and Y. Akahane, "Ultra-high-Q photonic double-heterostructure nanocavity", *Nature Materials* **4**, 207 (2005).
- [54] Y. Akahane, T. Asano, B. S. Song, and S. Noda, "High-Q photonic nanocavity in a two-dimensional photonic crystal", *Nature* **425**, 944 (2003).

- [55] T. Asano, B-S. Song, and S. Noda, “Analysis of the experimental Q factors (~ 1 million) of photonic crystal nanocavities”, *Opt. Express* **14**, 5 (2006).
- [56] E. Kuramochi, M. Notomi, S. Mitsugi, A. Shinya, T. Tanabe, T. Watanabe, “Ultrahigh-Q photonic crystal nanocavities realized by the local width modulation of a line defect”, *Appl. Phys. Lett.*, **88**, 041112 (2006).
- [57] C. Sauvan, P. Lalanne, and J. P. Hugonin, “Slow-wave effect and mode-profile matching in photonic crystal microcavities”, *Phys. Rev. B* **71**, 165118 (2005).
- [58] M. Meier, A. Mekis, A. Dodabalapur, A. Timko, R.E. Slusher, J.D. Joannopoulos and O. Nalamasu, “Laser action from two-dimensional distributed feedback in photonic crystals”, *Appl. Phys. Lett.* **74**, 7 (1999).
- [59] S. Noda, M. Yokoyama, M. Imada, A. Chutinan and M. Mochizuki, “Polarization mode control of two-dimensional photonic crystal laser by unit cell structure design”, *Science* **293**, 1123 (2001).
- [60] M. Notomi, H. Susuki and T. Tamamura, “Directional lasing oscillation of two dimensional organic photonic crystal lasers at several photonic band gaps”, *Appl. Phys. Lett.* **78**, 1325 (2001).
- [61] S. Nojima, “Determination of optical modes in two dimensional finite size photonic crystals by photonic resonance scattering”, *Appl. Phys. Lett.* **79**, 1959 (2001).
- [62] S. Nojima, “Optical gain enhancement in two dimensional active photonic crystals”, *J. Appl. Phys.* **90**, 545 (2001).
- [63] H. Y. Ryu, S. H. Kwon, Y. J. Lee, Y. H. Lee, and J. S. Kim, “Very low threshold photonic band-edge lasers from free standing triangular photonic crystal slabs”, *Appl. Phys. Lett.* **80**, 3476 (2002).
- [64] S-H. Kwon and Y-H. Lee, "High index-contrast 2D photonic band-edge laser" *IEICE Trans. Electron.*, **E87-C**, 308 (2004).
- [65] C. Monat, C. Seassal, X. Letartre, P. Regreny, P. Rojo-Romeo, P. Viktorovitch, M. LeVassor d'Yerville, D. Cassagne, J. P. Albert, E. Jalaguier, S. Pocas, and B. Aspar, “InP-based two dimensional photonic crystal on silicon : In-plane Bloch mode laser”, *Appl. Phys. Lett.* **81**, 5102 (2002).

- [66] S-H. Kwon, H-Y. Ryu, G-H. Kim, and Y-H. Lee, "Photonic bandedge lasers in two-dimensional square-lattice photonic crystal slabs", *Appl. Phys. Lett.* **83**, 3870 (2003).
- [67] H. Altug and J. Vuckovic, "Photonic crystal nanocavity array laser", *Optics Express* **13**, 8819 (2005).
- [68] H. T. Hattori, C. Seassal, X. Letartre, P. Rojo-Romeo, J.L. Leclercq, P. Viktorovitch, M. Zussy, L. di Cioccio, L. El Melhaoui and J.M. Fedeli, "Coupling analysis of heterogeneous integrated InP based photonic crystal triangular lattice band-edge lasers and silicon waveguides", *Optics Express* **13**, 3310 (2005).
- [69] D. Cassagne, C. Jouanin, and D. Bertho, "Optical properties of two-dimensional photonic crystals with graphite structure", *Appl. Phys. Lett.* **70**, 289 (1997).
- [70] B. Benbakir, C. Seassal, X. Letartre, P. Viktorovitch, M. Zussy, L. Di Cioccio, and J. M. Fedeli, "Surface-emitting microlaser combining two-dimensional photonic crystal membrane and vertical Bragg mirror", *Appl. Phys. Lett.* **88**, 081113 (2006).
- [71] B. Benbakir, C. Seassal, X. Letartre, P. Regreny, M. Gendry, P. Viktorovitch, M. Zussy, L. Di Cioccio, and J.M. Fedeli, "Room-temperature InAs/InP Quantum Dots laser operation based on heterogeneous "2.5 D" Photonic Crystal", *Optics Express* **14**, 9269 (2006).
- [72] H. Benisty, C. Weisbuch, D. Labilloy, M. Rattier, C. J. M. Smith, T. F. Krauss, R. M. De La Rue, R. Houdré, U. Oesterle, C. Jouanin, and D. Cassagne, "Optical and Confinement Properties of Two-Dimensional Photonic Crystals", *Journal of Lightwave Technology* **17**, 2063 (1999).
- [73] W. Bogaerts, P. Bienstman D. Taillaert, R. Baets, and D. De Zutter, "Out-of-Plane Scattering in Photonic Crystal Slabs", *IEEE Photonics Technology Letters* **13**, 565 (2001).
- [74] M. Kanskar, P. Paddon, V. Pacradouni, R. Morin, A. Busch, J. F. Young, S. R. Johnson, J. MacKenzie, and T. Tiedjeb, "Observation of leaky slab modes in an air-bridged semiconductor waveguide with a two-dimensional photonic lattice", *Appl. Phys. Lett.* **70**, 1438 (1997).
- [75] D. Coquillat, D. Peyrade, Y. Chen, R. Legros, J. Torres, R. De La Rue, L. Manin-Ferlazzo, V. Thierry-Mieg, J.P. Lascaray, M. Le Vassor D'Yerville, D. Cassagne, and J.P. Albert, *Phys. E* **17**, 420 (2003).

Chapitre 1 - Introduction

- [76] Y. Ding and R. Magnusson, “Resonant leaky-mode spectral-band engineering and device applications”, *Optics Express* **12**, 5661 (2004).
- [77] W. Suh and S. Fan, “All-pass transmission or flattop reflection filters using a single photonic crystal slab”, *Applied Physics Letters* **84**, 4905 (2004).
- [78] Z. S. Liu, S. Tibuleac, D. Shin, P. P. Young, and R. Magnusson, “High-efficiency guided-mode resonance filter,” *Opt. Lett.* **23**, 1556 (1998).
- [79] D. L. Brundrett, E. N. Glytsis, and T. K. Gaylord, “Normal-incidence guided-mode resonant grating filters: design and experimental demonstration”, *Optics Letters* **23**, 700 (1998).
- [80] S. Peng and G. M. Morris, “Experimental demonstration of resonant anomalies in diffraction from two dimensional gratings,” *Opt. Lett.* **21**, 549 (1996).
- [81] V. Lousse, W. Suh, O. Kilic, S. Kim, O. Solgaard, and S. Fan, “Angular and polarization properties of a photonic crystal slab mirror,” *Optics Express* **12**, 1575 (2004).
- [82] S. Goeman, S. Boons, B. Dhoedt, K. Vandeputte, K. Caekebeke, P. Van Daele, and R. Baets, “First demonstration of highly reflective and highly polarization selective diffraction gratings (GIRO-Gratings for long-wavelength VCSEL’s”, *IEEE Photon. Technol. Lett.* **10**, 1205 (1998).

-Chapitre 2-

Brique de base élémentaire: le réflecteur membranaire à CP

| | |
|---|-----|
| I. Réflecteurs monomodes 1D large-bandes..... | 51 |
| I-A. Principe de la conception d'un réflecteur structuré 1D pour un faisceau limité: approche qualitative.. | 51 |
| I-B. Principales méthodes de simulation utilisées pour les miroirs à CP | 53 |
| I-C. Phénoménologie des résonances de Bloch: formalisme des modes couplés..... | 55 |
| I-D. Règles de conception des réflecteurs à CP | 68 |
| I-E. Validation expérimentale | 72 |
| II. Réflecteurs multimodes ultra-large-bandes | 85 |
| II-A. Principe | 85 |
| II-B. Formalisme modes couplés bi-mode | 85 |
| II-C. Règles générales de conception | 88 |
| II-D. Validation expérimentale | 88 |
| III. Réflecteurs 2D : vers un contrôle fin de la polarisation | 97 |
| Conclusion du chapitre..... | 102 |

I. Réflecteurs monomodes 1D large-bandes

Les réflecteurs monomodes 1D large-bande que nous allons étudier dans cette partie sont des réseaux de fentes de semi-conducteur qui présentent un mode de Bloch lent à fort taux de couplage rayonné à la longueur d'onde d'intérêt. De part leur grande largeur spectrale, ces miroirs peuvent être notamment intéressants pour la réalisation de dispositifs accordables de type Fabry-Pérot.

I-A. Principe de la conception d'un réflecteur structuré 1D pour un faisceau limité: approche qualitative

Le dispositif dont on cherche à étudier la réponse est représenté ci-dessous (Figure 1) :

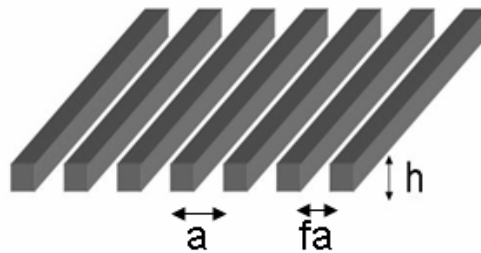


Figure 1: représentation schématique de la membrane 1D étudiée ; les paramètres géométriques influents sont la période a , l'épaisseur h , et le facteur de remplissage f

Dans une membrane de semi-conducteur d'épaisseur h et de fort indice n_H (par exemple Si ou InP), on réalise un réseau à une dimension de période a en perçant des fentes perpendiculairement au plan de la figure. Les fentes, remplies d'air ou d'un matériau de faible indice n_B , ont une largeur fa . On envoie un faisceau d'espace libre de largeur finie (une dizaine de microns environ) perpendiculairement au plan de la membrane, et on cherche à obtenir un coefficient de réflexion le plus proche possible de 1 pour une longueur d'onde donnée ($1.55\mu\text{m}$ dans notre cas).

Il nous faut comprendre les phénomènes mis en jeu lors de l'interaction de la membrane segmentée avec un faisceau optique en incidence normale, c'est à dire entre le mode rayonné et le mode de Bloch lent guidé de la membrane structurée.

En terme de diffraction, l'onde d'espace libre en incidence normale est couplée à un mode de la membrane segmentée (à droite et à gauche) via le premier ordre de diffraction du réseau, à une longueur d'onde définie. Le(s) mode(s) guidé(s) ainsi excité(s) se couple(nt) alors au même mode, mais contrapropagatif, via le deuxième ordre de diffraction, créant une onde stationnaire en Γ qui rayonne et peut réémettre le faisceau incident. On ne s'intéresse donc plus à la levée de dégénérescence en π/a , comme c'était le cas pour les miroirs de Bragg, mais à la levée de dégénérescence en Γ [1-11] (Figure 2).

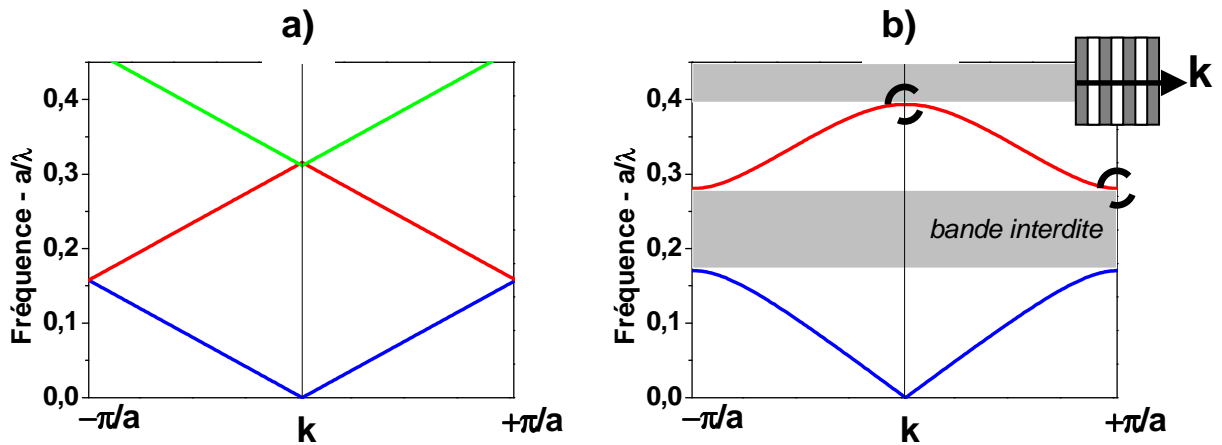


Figure 2 : Mode stationnaire en $\frac{\pi}{a}$ et mode stationnaire en Γ

En d'autres termes, pour qu'il y ait échange d'énergie entre un mode d'espace libre et un mode guidé, il faut que le vecteur de réseau ait un module égal à la constante de propagation du mode : $K_{\text{res}} = \beta_g$, dans le cas d'une incidence normale. Pour qu'il y ait établissement d'une onde stationnaire, il faut qu'il y ait réflexion du mode guidé sur lui-même, c'est à dire que le réseau transforme β_g en $-\beta_g$. Cela impose :

$$2\beta_g = m.K_{\text{res}}, \text{ où } m \text{ est un nombre entier.}$$

Pour que les deux relations soient compatibles, il faut $m=2$, c'est à dire que le miroir diélectrique multicouches fonctionne à l'ordre 2.

Chapitre 2 - Le réflecteur membranaire à CP

Pour une incidence rigoureusement normale, et en considérant une onde plane, les photons créés au maximum de la courbe de dispersion en Γ ont une vitesse de groupe parfaitement nulle. Ils sont tous réémis en phase avec le faisceau incident, ce qui conduit à une réflectivité de 100%.

Dans le cas où le faisceau incident est de taille latérale limitée, il y a une distribution d'angles autour de la normale et un certain nombre de photons peuvent quitter la zone du faisceau incident, de part leur vitesse de groupe non nulle. Ceci diminue l'efficacité de la réflexion. Cette diminution est d'autant plus grande que le faisceau est étroit et que la courbure de la bande photonique est importante. Une partie de l'énergie n'est pas réfléchie, mais perdue latéralement.

Or la courbure de la bande photonique est d'autant plus faible que le coefficient de couplage κ entre les modes co- et contra-propagatifs est grand. L'efficacité de la réflexion résonante dépend donc directement du coefficient κ , qui est lui-même fonction croissante du contraste d'indice $\Delta n = n_h - n_b$ entre les deux matériaux. Les CP membranaires à fort contraste d'indice peuvent ainsi garantir une efficacité de réflexion importante, pour des tailles latérales de faisceau incident réduites.

Il faut noter que, en dehors des zones spectrales de résonances liées aux modes de Bloch lents en Γ , la membrane se comporte globalement comme une couche mince d'indice moyen n_m donné par :

$$n_m = \{f \cdot n_H^2 + (1-f) \cdot n_B^2\}^{1/2} \quad (1)$$

I-B. Principales méthodes de simulation utilisées pour les miroirs à CP

La méthode des ondes planes :

La technique de décomposition en ondes planes (plane wave expansion, PWE) [12-18] s'applique à toutes les structures dont la constante diélectrique est une fonction périodique de l'espace. Le théorème de Bloch permet de décomposer le champ magnétique sur une base d'ondes planes et de transformer la résolution des équations de Maxwell en un problème classique de diagonalisation de matrice.

Cette méthode est très efficace pour calculer les diagrammes de bandes des cristaux photoniques parfaitement périodiques, ainsi que les profils de champ associés. Elle sera donc utilisée à cet effet dans la suite du manuscrit, via l'utilisation du logiciel MPB développé par le MIT [19].

La méthode RCWA :

La méthode *RCWA* (*Rigorous Coupled Wave Analysis*) est une méthode différentielle de diffraction par les réseaux, décrite pour la première fois en 1981 par Moharam et Gaylord pour des réseaux plans diélectriques ou métalliques modulés sinusoïdalement [20,21]. Elle fut généralisée aux réseaux présentant des reliefs de surface [22] puis au cas tridimensionnel d'incidence conique [23]. La méthode a également été étendue aux cas de réseaux anisotropes [24]. Elle fut rigoureusement formulée un peu plus tard [25-28]. La lenteur de la convergence de la méthode *RCWA* en mode TM, mise en évidence numériquement dans la référence [25], fut améliorée par Lalanne [29], avec une base mathématique formulée peu après par Li [30].

La méthode *RCWA* est un outil puissant et très rapide, que nous utiliserons dans la suite du manuscrit pour calculer de façon rigoureuse la réflectivité d'une membrane à cristal photonique de taille latérale infinie, ou bien d'un empilement de couches, structurées ou non, de taille latérale infinie, illuminé par une onde plane d'incidence quelconque. L'inconvénient de cette méthode est qu'elle ne permet pas d'évaluer les pertes latérales pour des faisceaux incidents de taille latérale finie. Le logiciel utilisé au laboratoire est le logiciel commercial *GSolver* [31].

La méthode FDTD :

La méthode *FDTD* (*Finite Difference Time Domain method*) est l'une des méthodes les plus utilisées en électromagnétisme. Le premier algorithme a été proposé par Yee en 1966 [32]. Cette méthode, relativement simple à mettre en œuvre, est basée sur la discrétisation temporelle et spatiale des équations de Maxwell, en remplaçant les dérivées partielles par des différences finies, avec des conditions aux limites à la frontière du domaine de calcul [33-35]. Elle permet de résoudre les équations de Maxwell avec une précision arbitraire, suivant les pas de discrétisation temporel et spatial [36].

Cette méthode peut s'appliquer à tout type de géométrie (périodique ou non), et donc a fortiori aux cristaux photoniques [37]. L'inconvénient de cette méthode est qu'elle est très gourmande en mémoire et en temps de calcul. Nous l'utiliserons donc seulement en jauge de paix, car elle reste la seule méthode qui nous permette d'évaluer les pertes latérales d'un dispositif de taille latérale finie.

Notons enfin, que le comportement spectral d'une structure est déduit de la transformée de Fourier de l'évolution temporelle du champ. Les simulations *FDTD* effectuées durant cette thèse ont été réalisées avec le logiciel commercial *Fullwave* développé par *Rsoft* [38].

I-C. Phénoménologie des résonances de Bloch: formalisme des modes couplés

Nous disposons donc de plusieurs méthodes pour déterminer la réflectivité d'une membrane à cristal photonique. Cependant, nous avons cherché à développer et à valider un modèle phénoménologique, basé sur la théorie des modes couplés [39-41], pour nous permettre d'appréhender de manière plus intuitive le processus de réflectivité dans un CP membranaire.

Lorsqu'il est adressé par la surface, un CP peut être formellement dissocié en deux éléments fondamentaux : un résonateur ponctuel qui supporte un mode de Bloch photonique, caractérisé par son coefficient de qualité et ses propriétés de symétrie, et une membrane guidante qui va fixer les propriétés du continuum rayonné, ou bien, en d'autres termes, la manière dont va se coupler cette résonance guidée aux ports d'entrée/sortie (Figure 3). La résonance qui résulte de ces deux éléments est communément appelée résonance de Fano [42].

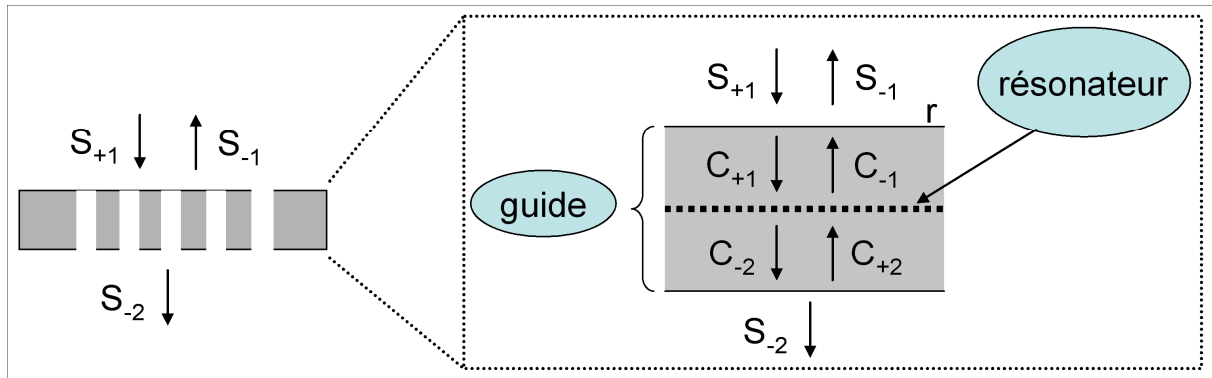


Figure 3 : Décomposition d'un Cristal Photonique adressable par la surface en deux éléments simples : une membrane et un résonateur ponctuel. Les notations sont celles qui sont utilisées dans le cadre de l'analyse par les modes couplés.

La Figure 3 décrit le processus de réflectivité où un CP est sondé par une onde incidente S_{+1} . Ici, les conditions aux limites imposent $S_{+2} = 0$ (le faisceau incident arrive par le haut). Les ondes sortantes S_{-1} et S_{-2} résultent à la fois de l'interaction de l'onde incidente avec le mode photonique, des réflexions/transmissions aux interfaces membrane/air, et du chemin optique parcouru dans la membrane.

Les deux équations décrivant la partie « résonateur-ponctuel » du système, présenté Fig. 3, s'écrivent:

$$\frac{da}{dt} = \left(j\omega_0 - \frac{1}{\tau_c} \right) a + \left(\langle k |^* \right) |C_+\rangle, \quad (2)$$

$$|C_-\rangle = \hat{C} |C_+\rangle + a |k\rangle. \quad (3)$$

où ω_0 et τ_c sont, respectivement, la fréquence de résonance et le temps de couplage vers les différents ports. Notons que τ_c serait la durée de vie du mode si le résonateur ne pouvait échanger de l'énergie qu'avec les ports i . L'amplitude du champ est notée a et $|a|^2$ est proportionnelle à l'énergie stockée dans le résonateur.

L'équation (2) indique que le mode résonant est excité par les ondes entrantes $|C_+\rangle$, via les deux ports, avec un taux de couplage $\langle k |^*$, où :

$$|C_+\rangle = \begin{pmatrix} C_{+1} \\ C_{+2} \end{pmatrix}, \quad \langle k | = \begin{pmatrix} k_1 \\ k_2 \end{pmatrix}. \quad (4)$$

L'équation (3) indique que la résonance se désexcite ensuite dans ces mêmes ports avec le taux de couplage $|k\rangle$, où :

$$|C_-\rangle = \begin{pmatrix} C_{-1} \\ C_{-2} \end{pmatrix} \quad (5)$$

Cette équation (3) indique également que les ports peuvent être connectés entre eux sans forcément exciter le mode résonant, via la matrice identité \hat{C} unitaire et symétrique. Comme nous l'observerons plus loin, la modification du couplage entre les ports joue un rôle prépondérant sur la forme des résonances de Fano.

Au final, les équations s'écrivent donc :

$$\left\{ \begin{array}{l} \frac{da}{dt} = \left(j\omega_0 - \frac{1}{\tau_c} \right) a + k_1 C_{+1} + k_2 C_{+2} \\ C_{-1} = C_{+2} - k_2^* a \\ C_{-2} = C_{+1} - k_1^* a \end{array} \right. \quad \text{avec} \quad k_i = \frac{1}{\sqrt{\frac{\tau_c \tau_g}{\tau_c + \tau_g}}} e^{j\varphi_i}. \quad (6)$$

τ_g est un temps caractéristique lié aux pertes latérales (temps mis par les photons pour s'échapper de la zone illuminée, où ils ne pourront plus interagir avec le faisceau incident).

Le déphasage $\Delta\varphi = |\varphi_2 - \varphi_1|$ fixe les propriétés de symétrie du mode photonique selon l'axe \vec{z} et par rapport au plan médian de la membrane. La Figure 4 recense les deux situations possibles dans le cas d'une structure parfaitement symétrique (milieux inférieur et supérieur de même indice) :

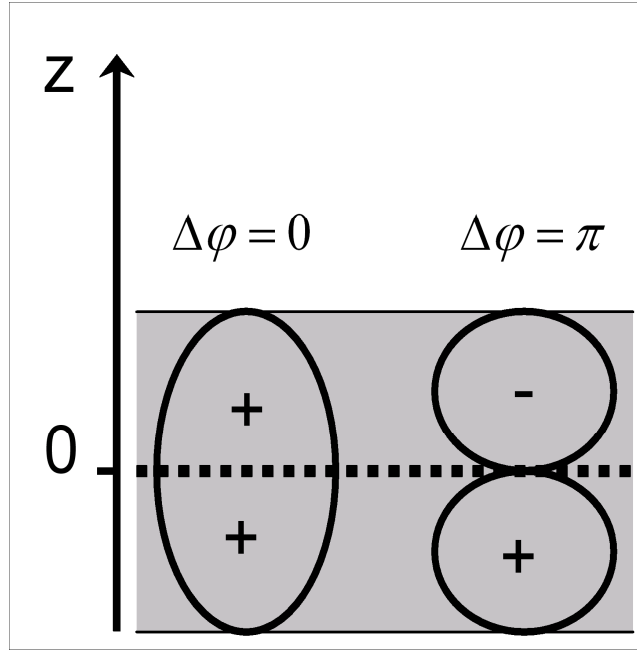


Figure 4 : Parité des modes selon l'axe \vec{z} dans une membrane à CP. $\Delta\phi = 0$ correspond par à un mode pair.

En polarisation TE (resp. TM), E_y (resp. H_y) est symétrique par rapport au plan médian de la membrane;

$\Delta\phi = \pi$ correspond à un mode impair. En polarisation TE (resp. TM), E_y (resp. H_y) est antisymétrique par rapport au plan médian de la membrane. Y étant la direction des fentes

- $\Delta\varphi = 0$: le mode est pair.
 $E_y(z) = E_y(-z)$ en polarisation s (TE)
 $H_y(z) = H_y(-z)$ en polarisation p (TM)
- $\Delta\varphi = \pi$: le mode est impair.
 $E_y(z) = -E_y(-z)$ en polarisation s (TE)
 $H_y(z) = -H_y(-z)$ en polarisation p (TM)

La parité du mode est définie par rapport au champ scalaire fondamental du problème (à partir duquel sont déduites les deux autres composantes du champ électromagnétique). En polarisation TE (resp. TM), c'est la composante E_y (resp. H_y), de laquelle on déduit les composantes H_x et H_z (resp. E_x et E_z), y étant la direction des fentes.

Pour calculer les coefficients de réflexion et de transmission du système complet, il nous faut à présent tenir compte du deuxième élément fondamental du système que constitue la membrane guidante. Nous utiliserons pour cela le formalisme des matrices de transfert [43]. La matrice de transfert M est une concaténation d'un ensemble de matrices décrivant les processus élémentaires qui se produisent lorsque l'onde électromagnétique interagit, pendant sa propagation, avec les éléments constituant le système global, à savoir, le membrane et le résonateur ponctuel. Pour le cas simple présenté en Fig. 3, la matrice M s'écrit :

$$\begin{pmatrix} S_{+1} \\ S_{-1} \end{pmatrix} = M \begin{pmatrix} S_{-2} \\ 0 \end{pmatrix} = T_{r,1 \rightarrow 2} \cdot T_{p,2} \cdot T_c \cdot T_{p,2} \cdot T_{r,2 \rightarrow 1} \begin{pmatrix} S_{-2} \\ 0 \end{pmatrix}. \quad (7)$$

La matrice de transfert $T_{r,1 \rightarrow 2}$ décrit les processus réfractifs se produisant à l'interface de deux milieux, milieu d'indice n_1 (air) \rightarrow milieu d'indice n_2 (InP). La matrice $T_{p,2}$ nous renseigne sur le déphasage relatif de l'onde durant sa progression dans la membrane d'indice n_2 . Et enfin, T_c est la matrice du résonateur ponctuel qui décrit les propriétés du mode et le couplage diffractif vers l'espace libre.

- Passage à l'interface ($1 \rightarrow 2$) :

$$T_{r,1 \rightarrow 2} = \frac{1}{t_{12}} \begin{pmatrix} 1 & r_{12} \\ r_{12} & 1 \end{pmatrix}, \quad (8)$$

où r_{12} et t_{12} sont les coefficients de réflexion et de transmission de Fresnel. Le passage d'une interface ne dépend pas seulement du contraste d'indice entre les deux milieux mais aussi, lorsque l'angle d'incidence n'est pas nul, de la polarisation de l'onde incidente. Les deux cas sont montrés en Fig. 5. Lorsque le champ électrique (*resp.* magnétique) est perpendiculaire au plan d'incidence, on parlera de polarisation de type « s » ou TE (*resp.* « p » ou TM).

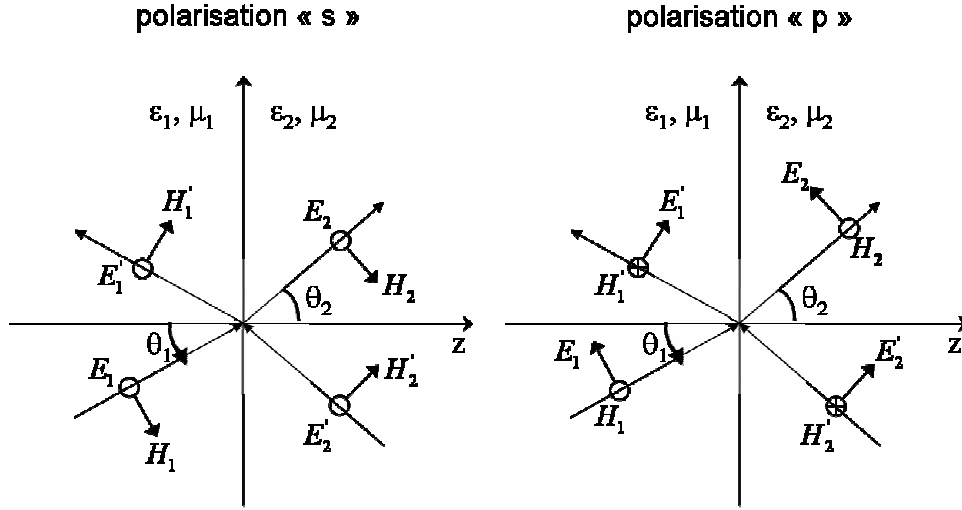


Figure 5 : Réflexion et réfraction à une interface d'une onde polarisée de type s (TE) ou de type p (TM).

Selon la polarisation de l'onde incidente, les coefficients de Fresnel s'écrivent :

$$r_{12} = \begin{cases} \frac{k_{1z} - k_{2z}}{k_{1z} + k_{2z}} & \text{polarisation } s \\ \frac{n_1^2 k_{2z} - n_2^2 k_{1z}}{n_1^2 k_{2z} + n_2^2 k_{1z}} & \text{polarisation } p \end{cases}, \quad (9)$$

$$t_{12} = \begin{cases} \frac{2k_{1z}}{k_{1z} + k_{2z}} & \text{polarisation } s \\ \frac{2n_1^2 k_{2z}}{n_1^2 k_{2z} + n_2^2 k_{1z}} & \text{polarisation } p \end{cases}, \quad (10)$$

avec :

$$k_{\alpha z} = n_{\alpha} \frac{\omega}{c} \cos(\theta_{\alpha}), \quad (11)$$

où $k_{\alpha z}$ est la projection du vecteur d'onde selon l'axe \vec{z} dans le milieu d'indice n_{α} .

- Propagation dans le milieu d'indice n_{α} :

$$P_{\alpha} = \begin{pmatrix} e^{i\phi_{\alpha}} & 0 \\ 0 & e^{-i\phi_{\alpha}} \end{pmatrix}, \quad (12)$$

avec :

$$\phi_{\alpha} = k_{\alpha z} d, \quad (13)$$

où ϕ_{α} est le déphasage relatif créé lors de la progression de l'onde sur une distance d .

- Couplage diffractif vers le résonateur :

La matrice du couplage diffractif vers le résonateur se déduit du set d'équations (6) :

$$T_c = \begin{pmatrix} 1 - \frac{j/2Q_c}{\omega/\omega_0 - 1 - j/2Q_g} & -\frac{j/2Q_c e^{j(\varphi_1 - \varphi_2)}}{\omega/\omega_0 - 1 - j/2Q_g} \\ \frac{j/2Q_c e^{j(\varphi_2 - \varphi_1)}}{\omega/\omega_0 - 1 - j/2Q_g} & 1 + \frac{j/2Q_c}{\omega/\omega_0 - 1 - j/2Q_g} \end{pmatrix}, \quad (14)$$

où Q_c et Q_g sont les coefficients de qualité liés respectivement au couplage diffractif et aux pertes latérales.

- Réflectivité et transmission du CP :

La matrice M décrivant le système global s'écrit :

$$M = T_{r,1 \rightarrow 2} \cdot T_{p,2} \cdot T_c \cdot T_{p,2} \cdot T_{r,2 \rightarrow 1} = \begin{pmatrix} M_{11} & M_{12} \\ M_{21} & M_{22} \end{pmatrix}. \quad (15)$$

Les coefficients de réflexion et de transmission en intensité s'écrivent¹ :

$$R = |r|^2 = \left| \frac{M_{21}}{M_{11}} \right|^2, \quad (16)$$

$$T = \frac{n_s \cos(\theta_s)}{n_i \cos(\theta_i)} |t|^2 = \frac{n_s \cos(\theta_s)}{n_i \cos(\theta_i)} \left| \frac{1}{M_{11}} \right|^2,$$

où (n_i, n_s) sont, respectivement, les indices de réfraction du milieu incident et du substrat. Les termes (θ_i, θ_s) sont les angles d'incidence et de sortie.

Nous avons décrit l'outil conceptuel permettant de modéliser le comportement des résonances de Fano dans le cas simple d'une membrane à CP. Il est évidemment possible de décrire le comportement de systèmes plus complexes associant plusieurs résonateurs et/ou des empilements multi-couches. Il suffit pour cela de concaténer les diverses matrices de transfert décrivant les objets rencontrés durant la progression de l'onde électromagnétique.

Examinons à présent, toujours dans le cas de la membrane à CP présenté Fig. 3, les réponses spectrales obtenues avec ce modèle lorsque l'on sonde les modes photoniques en incidence normale à partir de l'espace libre. Prenons l'exemple d'une membrane en InP/air ($n_{InP} \sim 3,17$), le milieu environnant étant de l'air. La cinétique du couplage est caractérisée par le coefficient de qualité Q_c , choisi arbitrairement égal à 100. On suppose que les sources de pertes, hors couplage diffractif, sont négligeables, de telle sorte que le ratio $(\tau_c/\tau_g) \rightarrow 0$.

La Figure 6 présente des spectres de réflectivité en fonction de la fréquence normalisée par rapport à l'épaisseur de la membrane (unité $[2\pi c]/[2nh]$). Les modes photoniques sont positionnés en

¹ On rappelle ici que $S_{+2} = 0$

fréquence à $\omega_0 = 0.5$ et 1.5 (a), 0.75 et 1.25 (b), et 1 (c). Les modes sondés sont, selon l'axe \vec{z} , soit pairs, *i.e.* $\Delta\varphi = 0$, soit impairs, *i.e.* $\Delta\varphi = \pi$. Ces spectres sont surimposés à la réponse spectrale, représentée en trait-plein noir, de la membrane non-structurée de même épaisseur et d'indice moyen n_m .

On constate (figure 6) que la forme des résonances est conditionnée d'une part, par la position du mode vis-à-vis de la réponse de la membrane non structurée, et d'autre part, par la symétrie du mode. Lorsque la longueur d'onde d'opération λ_0 du mode photonique correspond à une épaisseur h de la membrane multiple de $\lambda_0/2n$ (épaisseur dite « neutre » optiquement), la réponse spectrale est une simple Lorentzienne centrée dans le creux de l'oscillation P-F de la membrane non structurée (transmission de 100% de la membrane non structurée) à la fréquence normalisée correspondante $\omega_0 = 1, 2, \dots, N$. L'asymétrie de la résonance, résultante des phénomènes d'interférences dans la membrane, apparaît lorsque celle-ci est déplacée sur les flancs de l'oscillation P-F de la membrane non structurée, et atteint son maximum pour une épaisseur h de la membrane multiple impaire de $\lambda_0/4n$, *i.e.* pour $\omega_0 = 0.5, 1.5, \dots, (2N+1)/2$.

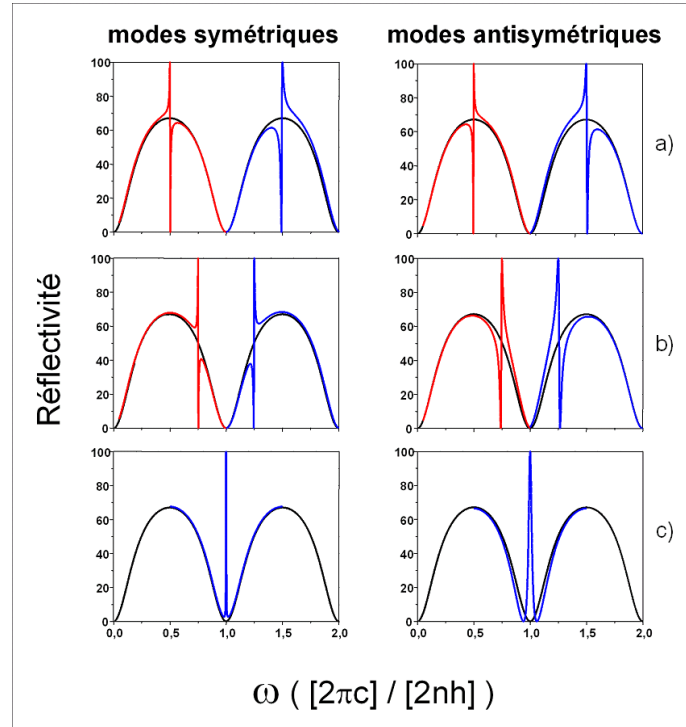


Figure 6 : Spectres de réflectivité d'un CP membranaire de hauteur $h = \lambda/2n$. Les modes photoniques sont soit pairs soit impairs selon l'axe \vec{z} et par rapport au plan médian de la membrane (colonne gauche ou droite respectivement). Les modes sont positionnés en fréquence (normalisée) à $\omega_0 = 0.5$ et 1.5 (a), 0.75 et 1.25 (b), et 1 (c). Les spectres sont surimposés à l'oscillation P-F de la membrane non-structurée (en noir).

Validation numérique

Pour valider ce modèle, nous avons réalisé des calculs FDTD-3D pour un CP-1D constitué d'un réseau de fentes gravé dans une membrane semi-conductrice entourée d'air. L'épaisseur de la membrane a été ajustée à deux cas de valeur différents ($h=0.35\mu\text{m}$ ou $h=0.3\mu\text{m}$), afin d'exhiber dans chacun de ces cas des profils de Fano différents dans des gammes spectrales semblables.

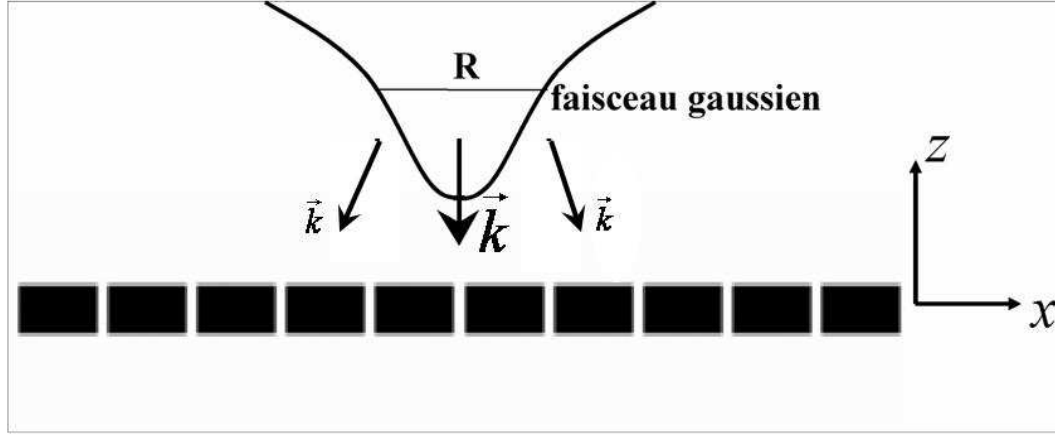


Figure 7 : CP-1D membranaires étudiés. L'indice de réfraction, la hauteur du CP-1D, la période et le facteur de remplissage en air valent respectivement, $n_{\text{si}} = 3.5$, $h = 0.35$ ou $0.3\mu\text{m}$, $a = 0.85\mu\text{m}$, $ff_{\text{air}} = 12\%$. Les flèches indiquent le sens de propagation de la lumière incidente.

La Figure 7 présente l'objet d'étude. Il s'agit d'une membrane en silicium d'épaisseur h et d'indice $n = 3.5$, dans laquelle est inscrit le réseau de fentes 1D. La période a et le facteur de remplissage en air ff_{air} sont respectivement égaux à $0.85\mu\text{m}$ et 12%.

Le CP-1D est illuminé par un faisceau gaussien circulaire polarisé dans la direction des fentes, et de diamètre $D = 15\mu\text{m}$. Le vecteur d'onde \vec{k} , normal au plan de périodicité (du fait de la taille limitée du faisceau incident, il y a une distribution gaussienne de vecteur d'onde autour de la normale,) indique le sens de propagation de la lumière. La taille latérale L de la structure photonique est suffisamment grande, *i.e.* on considère $L \gg R$.

Nous allons montrer par FDTD, que les deux épaisseurs de h choisies, vont nous permettre de mettre en évidence dans un cas un profil des réponse spectrale symétrique, et dans l'autre un profil asymétriques. Nous confronterons alors ces résultats FDTD à notre modèle.

Résonances de Fano symétriques

Pour $h=0.35\mu\text{m}$, la structure de bande calculée par la méthode des ondes planes (figure 8) montre deux modes en Γ ($k_{\parallel}=0$), situés à 1253 nm et 1379 nm . Les cartographies associées des composantes de champ E_y et H_z sont également représentées. Pour ces longueurs d'onde, l'épaisseur de la membrane est très proche de λ_i/n_m , où λ_i est la longueur d'onde d'opération du mode photonique. La structuration verticale est « optiquement neutre » (transmission de 100% de la membrane non structurée), et la réponse spectrale, autour de la résonance, devrait donc s'apparenter à un profil Lorentzien.

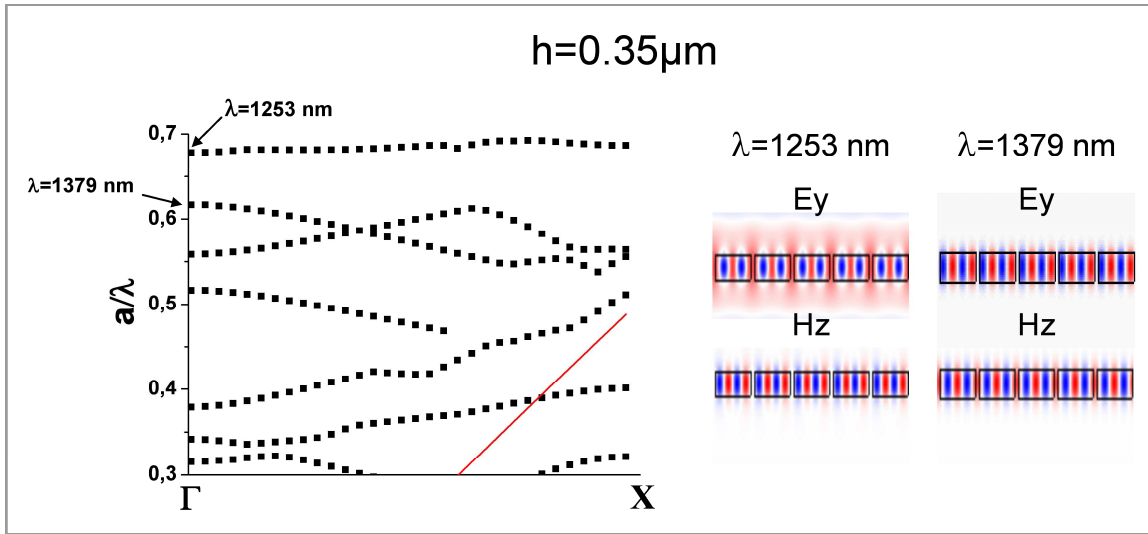


Figure 8 : Structure de bandes d'un CP-1D gravé dans une membrane Si de hauteur $h = 0.35\mu\text{m}$. Les modes sont calculés pour une polarisation TE (champ \vec{E} polarisé selon la direction \vec{y}). Cartographies des composantes E_y et H_z pour deux modes d'intérêt en Γ : $\lambda_1 = 1253\text{nm}$ et $\lambda_2 = 1379\text{nm}$.

On constate, si on prend l'exemple du mode à 1253 nm , qu'il y a un très bon accord entre la simulation FDTD présentée Fig. 9, et les calculs issus de la méthode des ondes planes de la figure 8, pour lesquels on a supposé une structuration latérale infinie : la position spectrale et les cartographies des champs du mode sont identiques. Mais surtout, les spectres de réflectivité/transmission exhibent bien une résonance de Fano quasi-symétrique.

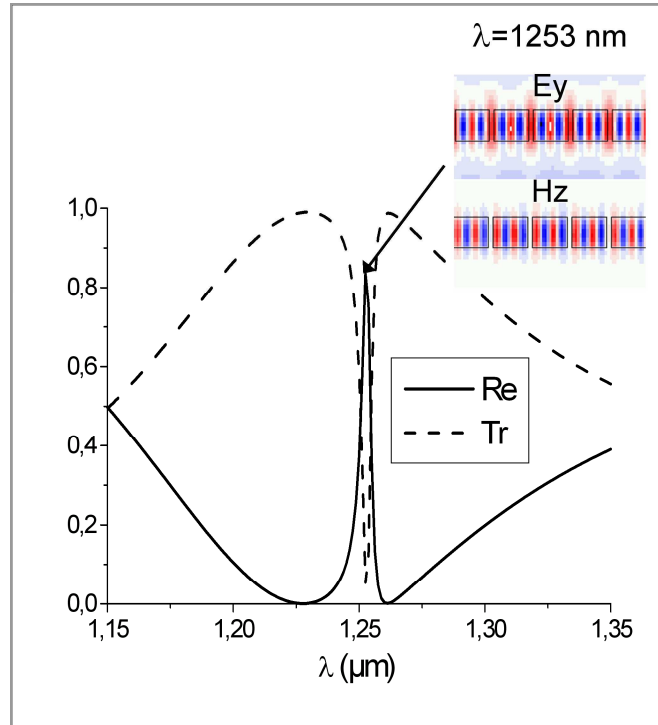


Figure 9 : Réflectivité et transmission du CP-1D de hauteur $h = 0.35 \mu m$ calculées par la méthode FDTD.

Résonances de Fano asymétriques

Les profils de Fano asymétriques sont obtenus en ajustant l'épaisseur de la membrane h ($h=0.3 \mu m$) de manière à se situer dans un flanc de l'oscillation P-F. La figure 10 présente la structure de bandes du cristal avec cette épaisseur. On peut apercevoir notamment deux modes en Γ , l'un pair situé à $1228 nm$, et l'autre impair situé à $1368 nm$. On remarque d'après les cartographies de champ que le mode pair à $1228 nm$ est identique à celui de la Fig. 8 à $1253 nm$ pour une épaisseur $h = 0.35 \mu m$. En diminuant h à $0.3 \mu m$, on a sensiblement décalé le mode vers les plus hautes énergies (le champ électromagnétique s'étend plus hors de la membrane, ce qui augmente l'énergie du mode).

Pour les deux modes, l'épaisseur de la membrane est très proche de $3\lambda_i/4n_m$. Les réponses spectrales sont donc censées s'apparenter à des résonances de fano asymétriques.

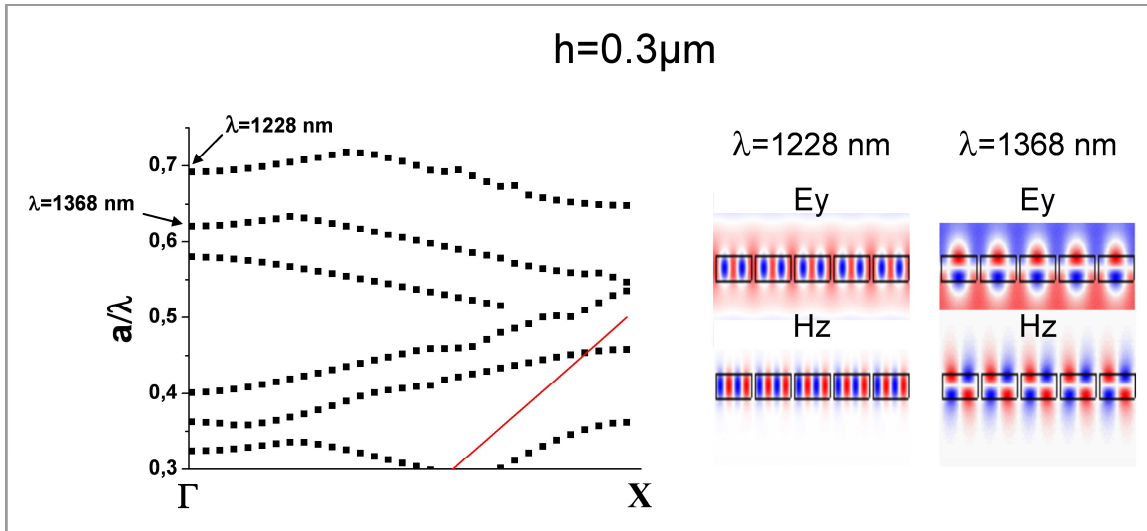


Figure 10 : Structure de bandes du CP-1D similaire à celle qui est présentée en Fig. 7. Ici, l'épaisseur du CP-1D est $h = 0.3 \mu\text{m}$.

La Figure 11 montre les simulations FDTD réalisées dans la gamme spectrale d'intérêt. On obtient bien des profils asymétriques pour les deux modes. L'asymétrie est inversée lorsque l'on passe d'un mode à l'autre, car la parité des deux modes est différente. De plus, la réflectivité est de l'ordre de 50% entre les deux résonances. Les deux modes se situent de part et d'autre du même maximum de réflexion de l'oscillation P-F (cf. Fig. 6 – cas a) de la membrane non structurée.

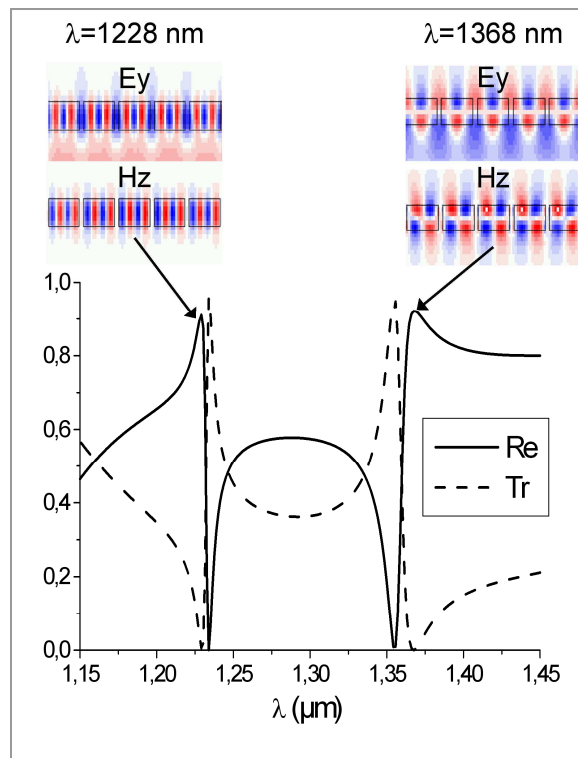


Figure 11: Réflectivité et transmission du CP-1D d'épaisseur $h = 0.3 \mu\text{m}$ calculées par la méthode FDTD.

Comparaison avec la modélisation « modes couplés » :

Pour valider notre analyse, nous avons confronté les calculs FDTD au modèle « modes couplés ». La Figure 12 surimpose les simulations FDTD et les calculs issus du modèle pour les deux épaisseurs $h=0.35\mu\text{m}$ et $h=0.3\mu\text{m}$. Les paramètres utilisés dans le modèle des modes couplés sont² :

$h = 0.35\mu\text{m}$:

longueur d'onde de résonance : 1253 nm

mode pair : $\Delta\phi = 0$

couplage diffractif : $Q_c = 1150$

$h = 0.3\mu\text{m}$:

mode pair à 1228 nm : $\Delta\phi = 0$, $Q_c = 300$

mode impair à 1368 nm : $\Delta\phi = \pi$, $Q_c = 65$

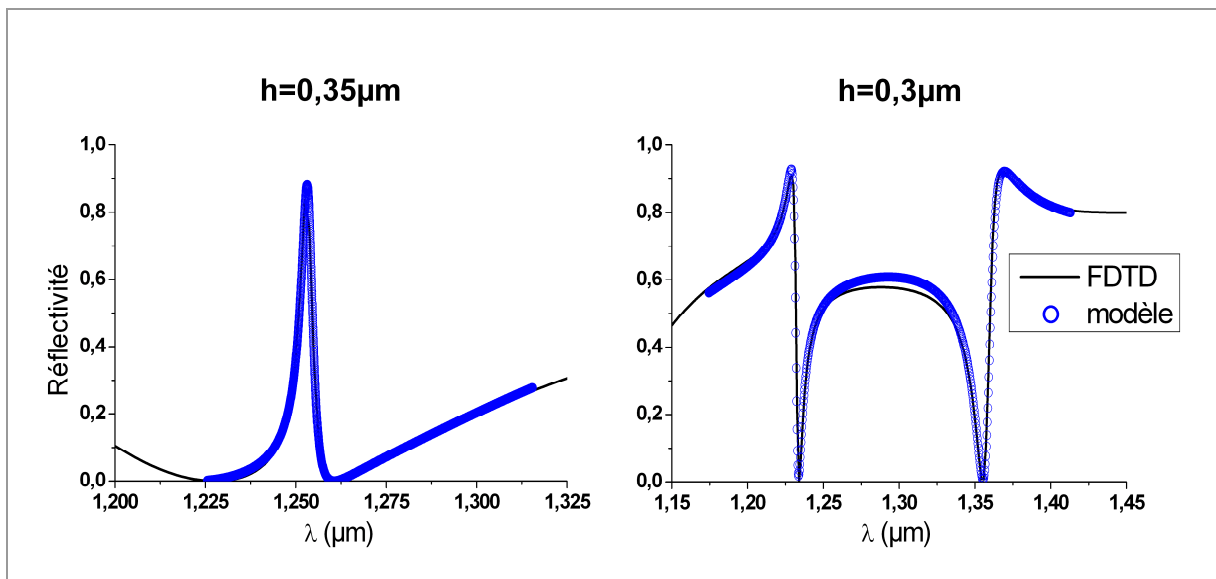


Figure 12 : Comparaisons entre les calculs FDTD des Fig. 8 et 11 et l'analyse par les modes couplés.

On peut noter le très bon accord entre le modèle et les calculs exacts pour les deux épaisseurs étudiées. Des formes spectrales complexes peuvent ainsi être analysées connaissant les paramètres cinétiques des modes photoniques, leurs propriétés de symétrie et l'épaisseur de la membrane structurée.

² Dans cette étude, Q_c est un paramètre d'ajustement.

I-D. Règles de conception des réflecteurs à CP

A partir du formalisme précédent, on peut dégager les règles générales de conception des miroirs à CP. Les paramètres suivants doivent être optimisés parallèlement, de sorte à avoir la réponse spectrale et l'efficacité souhaitée :

1. Période : Il faut choisir une période inférieure à longueur d'onde d'opération. Ainsi, les ordres diffractés d'ordre strictement supérieur à zéro restent sous le cône de lumière; leur composante k_z est imaginaire pure, et ils sont donc évanescents dans l'air. On s'assure ainsi de rester en réflexion spéculaire.

Dans une approche faible perturbation, l'augmentation de la période va conduire à l'augmentation de la longueur d'onde de résonance du mode de Bloch lent.

2. Facteur de remplissage : Le choix du facteur de remplissage influence à la fois le taux de couplage aux modes rayonnés, et la vitesse de groupe du mode de Bloch du CP :

-Un fort facteur de remplissage en air (milieu de bas indice) favorise les pertes diffractées dans la structure à cristal photonique [44-47], et assure donc un fort taux de couplage vers le continuum rayonné, soit une faible constante de temps τ_c , comme souhaité.

-Un facteur de remplissage de l'ordre de 50% favorise une faible vitesse de groupe du mode. En effet, la levée de dégénérescence qui s'opère entre la bande d'air et la bande de semi-conducteur sera d'autant plus grande que l'écart d'énergie entre les deux modes (bande de valence et bande de conduction) est important. Cet écart est globalement maximal, pour deux matériaux donnés, lorsqu'on a autant de matériau bas indice que fort indice (chacun des deux modes se concentrant préférentiellement dans l'un ou l'autre des matériaux). Un fort écart spectral entre les deux modes implique alors de faibles courbures de bandes, et donc de faibles vitesses de groupe des modes de Bloch (faible vitesse d'expansion latérale), comme nous le verrons un peu plus loin, soit une grande constante de temps τ_g .

Si l'on veut minimiser $\frac{\tau_c}{\tau_g}$ pour obtenir la meilleure efficacité du réflecteur possible, le facteur de remplissage optimal résulte d'un compromis entre les deux tendances, et sera donc presque toujours compris entre 50% et 100%, aux alentours des 65% dans notre cas (facteur de remplissage en matériau bas indice).

Par ailleurs, dans une approche faible perturbation, une augmentation du facteur de remplissage d'air conduit à une diminution de la longueur d'onde de résonance des modes de Bloch lents (augmentation de l'énergie électromagnétique due à une présence accrue du champ dans l'air, ou milieu de bas indice).

3. Epaisseur optique de la membrane: Comme on l'a vu précédemment, le choix d'une membrane d'épaisseur optique multiple de $\lambda/2$ (en prenant comme indice l'indice moyen n_m de la membrane) permet d'avoir un profil de réflexion symétrique, et le choix d'une membrane d'épaisseur optique multiple impair de $\lambda/4$ donne un profil asymétrique.

4. Structure de bande finale : Après toutes les considérations précédentes, on peut finalement calculer la structure de bande du cristal.

La structure de Bande est obtenue en utilisant la méthode modale de décomposition en ondes planes (MPB développé par le MIT). La structure de bande nous donne deux types d'informations. D'une part elle permet de déterminer la position spectrale des modes autour de Γ (région de l'espace réciproque qui nous intéresse). D'autre part, elle permet de quantifier le confinement latéral du mode de Bloch lent, par l'étude de la courbure α de la bande au voisinage de Γ .

En effet, évaluons l'influence de la courbure de la bande sur l'extension latérale du mode de Bloch :

Prenons l'exemple d'un mode de Bloch de fréquence ω_0 au point Γ . Au voisinage du point Γ , une approximation parabolique de la courbe de dispersion nous donne :

$$\omega(k_{\parallel}) = \omega_0 + \frac{1}{2} \alpha k_{\parallel}^2, \quad (17)$$

$$\text{où } \alpha = \frac{\partial^2 \omega}{\partial k^2} \text{ est la courbure de la bande } \omega(k_{\parallel}). \quad (18)$$

Si on éclaire le CP par un faisceau de rayon fini R , en incidence normale, ce dernier possède irrémédiablement une divergence angulaire, que l'on peut associer à une extension δk_{\parallel} autour de ($k=0$; point Γ) dans l'espace réciproque, inversement proportionnelle à R :

$$\delta k_{\parallel} \sim \frac{1}{R}. \quad (19)$$

La vitesse de groupe moyenne des photons du mode guidé excité s'exprime alors, à partir des relations (17) et (19):

$$\bar{V}_G = \frac{\partial \omega}{\partial k_{\parallel}} = \alpha \times \delta k_{\parallel} \sim \frac{\alpha}{R} \quad (20)$$

La constante de temps τ_g , qui, on le rappelle, correspond au temps mis par les photons du mode guidé pour atteindre le bord de la surface illuminée, est alors donnée par :

$$\tau_g = \frac{R}{\bar{V}_G} \sim \frac{A}{\alpha} \quad (21)$$

Où A désigne l'aire de la surface illuminée.

La condition pour avoir une forte efficacité de réflexion est que la majorité des photons se couplent aux modes rayonnés avant de s'insérer latéralement hors de la surface illuminée, où ils ne pourront plus interférer constructivement avec l'onde incidente. C'est-à-dire :

$$\tau_c \ll \tau_g ; \text{ Soit : } \alpha \ll \frac{A}{\tau_c} \quad (22)$$

On comprend dès lors pourquoi il est nécessaire d'utiliser une bande à faible courbure en Γ , si l'on désire concevoir un réflecteur à CP de dimension latérale faible et de forte efficacité. Cette courbure doit être d'autant plus faible que la surface A est petite (la faible courbure assurant une faible vitesse de groupe sur une large gamme de vecteurs d'ondes autour de Γ , c'est-à-dire une faible vitesse de groupe moyenne pour un mode de Bloch très confiné latéralement). Comme on l'a dit auparavant, de telles bandes plates sont obtenues lorsque le couplage entre modes propa- et contra-propagatifs est fort, c'est-à-dire pour un contraste d'indice dans le plan élevé.

Il faut également utiliser un fort taux de couplage rayonné (faible τ_c). Plus un miroir est large-bande (i.e. avec un faible τ_c), plus il sera efficace. On retrouve donc bien le principe énoncé dans le premier chapitre.

Pour un CP de courbure α donnée autour de Γ , la réflectivité tend vers 1 au fur et à mesure que la surface A du faisceau incident augmente. Le cas $R=1$ n'est atteint que pour le cas d'un réseau infini

illuminé par une onde plane (cas non physique). En effet, dans la pratique, aussi grande que soit la taille du faisceau, ce dernier présentera irrémédiablement une divergence angulaire (δk_{\parallel} dans l'espace réciproque). Etant donné que la courbure de la bande du CP a une valeur non nulle, il existera donc toujours une part de photons (dans la gamme δk_{\parallel}) qui useront de leur vitesse de groupe non nulle pour s'échapper latéralement hors de la zone illuminée.

5. profils de champ: couplage ou non en Γ

Une onde plane, en incidence normale sur le CP, présente à tout instant une densité de déplacement $\epsilon.E_y$ (ou $\epsilon.E_x$ si l'onde est polarisée TM) uniforme dans le plan horizontal (x,y). Pour qu'un mode de Bloch puisse se coupler à une onde plane en Γ , il faut que la distribution dans le plan (\vec{x}, \vec{y}) de la densité de déplacement champ $\epsilon.E_y$ (ou $\epsilon.E_x$ en TM) du mode dans une cellule élémentaire soit paire. Si cette distribution est impaire, le mode ne se couplera pas, car l'intégrale de recouvrement dans cette cellule entre le faisceau incident polarisé et le mode sera nulle [48-50]:

$$\int_{-a/2}^{a/2} \epsilon(x).E_y(x) \times 1 dx = 0, \text{ dans le cas d'un mode ne se couplant pas en } \Gamma$$

La figure 13 présente un exemple de mode, dans un réseau 1D, dont la répartition du champ électrique E_y ne permet pas de se coupler en Γ rigoureusement.

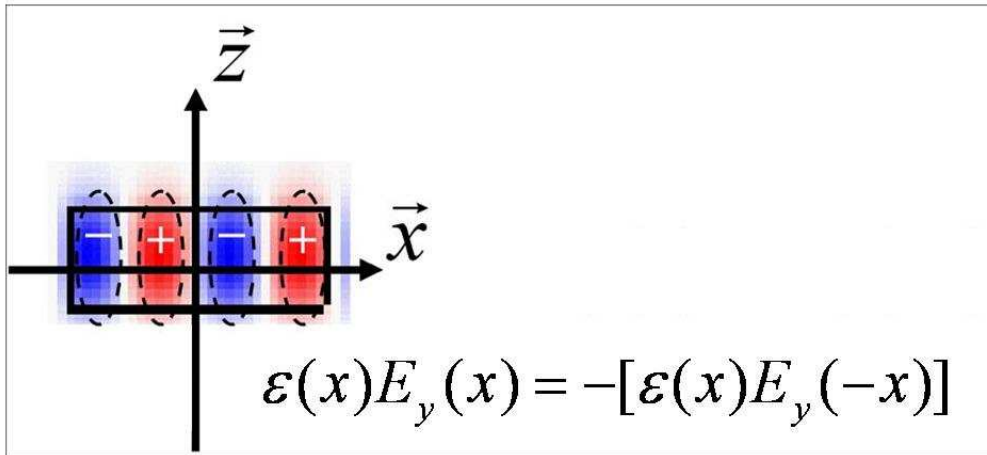


Figure 13 : Symétries de la composante E_y d'un mode photonique qui ne se couple pas strictement en Γ .

I-E. Validation expérimentale [51]

Dans cette partie, nous présentons la conception, la fabrication, et la caractérisation d'un miroir monomode à cristal photonique, avec pour objectif de valider la théorie précédemment développée.

Conception

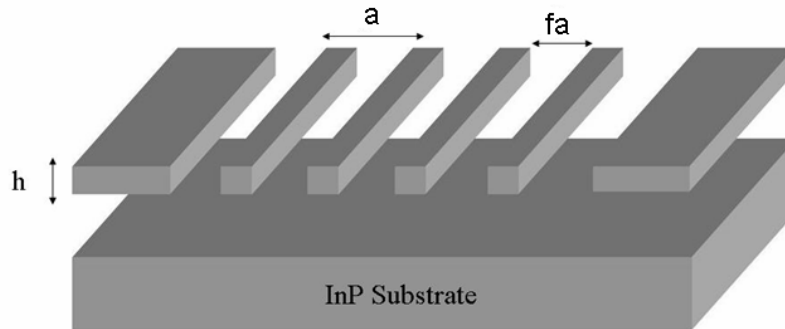


Figure 14: Représentation schématique du réflecteur membranaire 1D large-bande suspendu: l'épaisseur de la membrane est $h=310\text{nm}$, la période du réseau $a=1.2\text{ }\mu\text{m}$, et le facteur de remplissage d'air $f=70\%$.

Le système que nous considérons est une membrane d'InP suspendue au-dessus d'un substrat d'InP, le milieu environnant étant de l'air. Les paramètres du cristal photonique sont :

- une épaisseur de membrane $h=310\text{nm}$
- une période $a=1.2\text{ }\mu\text{m}$
- un facteur de remplissage d'air $f=70\%$

Le réflecteur est étudié en polarisation TM, c'est-à-dire que le champ électrique de l'onde incidente est orienté suivant la direction perpendiculaire aux fentes (le champ électrique de l'onde incidente ne possède qu'une composante E_x). Avec les paramètres choisis, la structure de bande, représentée figure 15, montre un premier mode situé à $1.55\text{ }\mu\text{m}$ autour du point Γ ($a/\lambda \approx 0.78$), et un second mode, situé vers $1.3\text{ }\mu\text{m}$ ($a/\lambda \approx 0.9$). Les autres bandes d'énergies supérieures n'ont pas été représentées. La figure 15 montre également les cartographies E_x , E_z , et H_y du premier mode, calculées par la méthode des ondes planes, et confirmées par FDTD, en excitant le cristal à la bonne longueur d'onde.

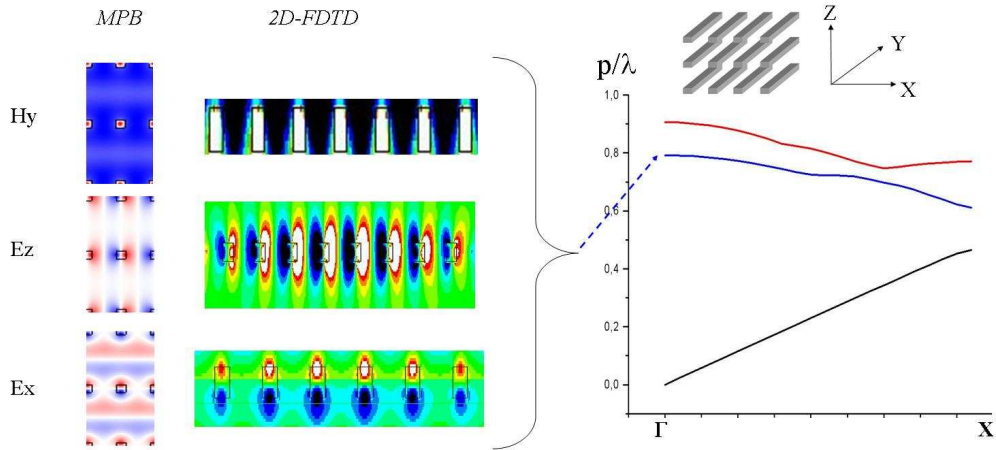


Figure 15: Structure de bandes du miroir 1D large-bande déterminée par MPB, avec les cartographies de champ E_x , E_z , H_y (MPB et FDTD-2D) du mode de Bloch de plus faible énergie en Γ .

Les cartographies du champ H_y du premier mode confirment que celui-ci peut bel et bien se coupler en Γ , la distribution de la densité de déplacement électrique étant paire dans une cellule élémentaire. Le second mode présente, quant à lui, une distribution du champ H_y qui ne lui permet pas de se coupler en Γ .

En incidence normale, la méthode RCWA appliquée à notre réflecteur confirme bien une réflexion vers $1.55\mu\text{m}$, due au premier mode de plus faible énergie.

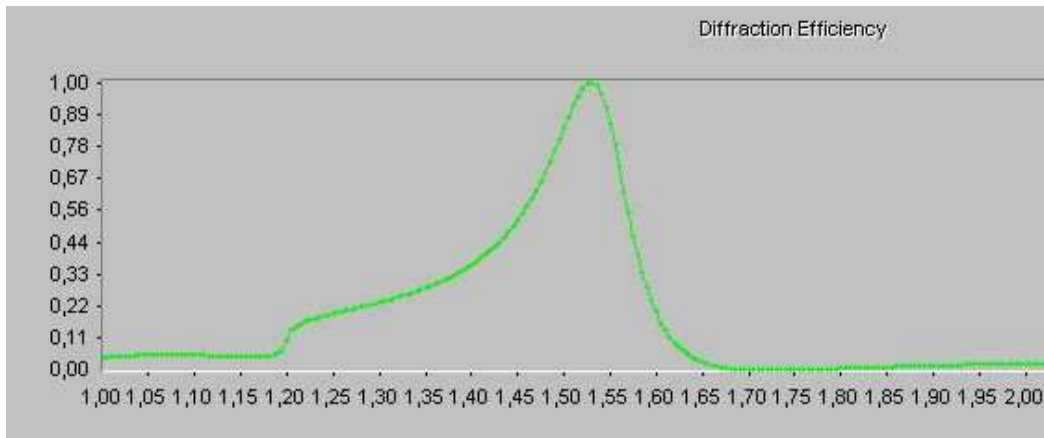


Figure 17 : Simulation RCWA de la réflectivité du miroir 1D large-bande suspendu

Nous avons ensuite voulu confirmer les résultats par FDTD. Pour un cristal de $30\mu\text{m}$ de largeur, illuminé par un faisceau de $10\mu\text{m}$ de diamètre, les simulations FDTD nous donne un pic de réflectivité

vers $1.55\mu\text{m}$, supérieur à 98%, mais un également un pic de réflectivité, moins prononcé, vers $1.3\mu\text{m}$ (Figure 18).

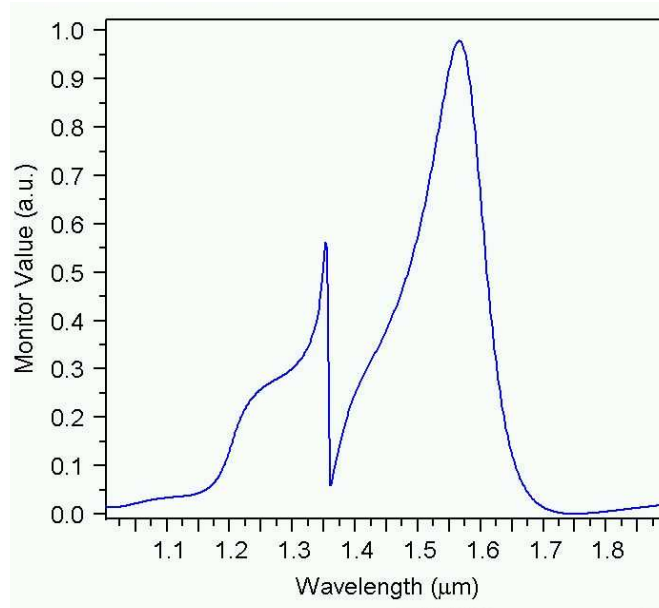


Figure 18 : Simulation FDTD de la réflectivité du miroir 1D large-bande suspendu (taille de faisceau $10\mu\text{m}$)

La raison pour laquelle on se couple en FDTD au deuxième mode (vers $1.3\mu\text{m}$) est que le faisceau incident est de taille latérale finie. L'amplitude de l'onde incidente n'est donc plus constante dans le plan (elle a un profil gaussien), et donc a fortiori n'est plus paire dans une cellule élémentaire. L'intégrale de recouvrement des densités de déplacements des modes guidé et rayonné n'est donc plus nulle dans une cellule élémentaire.

De manière équivalente, on peut dire que, le faisceau incident étant de taille finie, il est constitué d'une distribution de composantes angulaires autour de la direction normale. Ce sont les composantes angulaires non nulles du faisceau incident (autour de Γ dans l'espace réciproque) qui sont responsables du couplage au mode.

On peut le démontrer en introduisant une onde plane avec un angle d'incidence (1 degré) dans les simulations RCWA; on observe alors bien, cette fois-ci, le couplage au deuxième mode, vers $1.3\mu\text{m}$ (figure 19 vs figure 17).

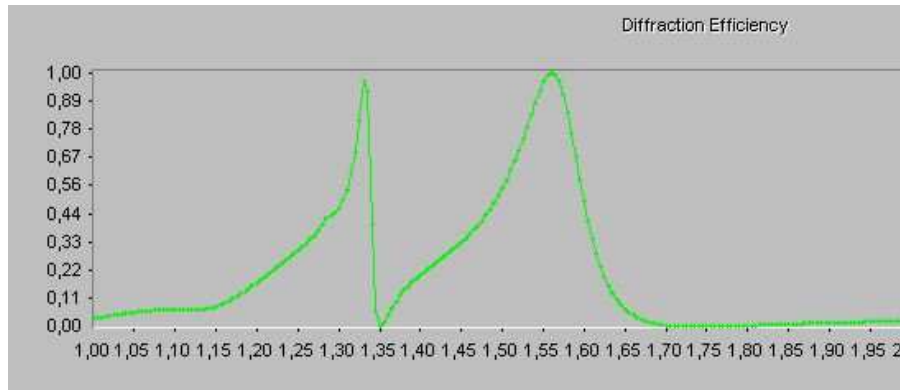


Figure 19 : Simulation RCWA de la réflectivité du miroir 1D large-bande suspendu avec un angle d'incidence de 1°.

En FDTD, la conséquence de cet angle d'incidence sur un faisceau incident de taille limitée, est un couplage encore plus important au mode qu'en incidence normale (figure 20 vs figure 18), en raison du poids plus fort des composantes angulaires non-normales.

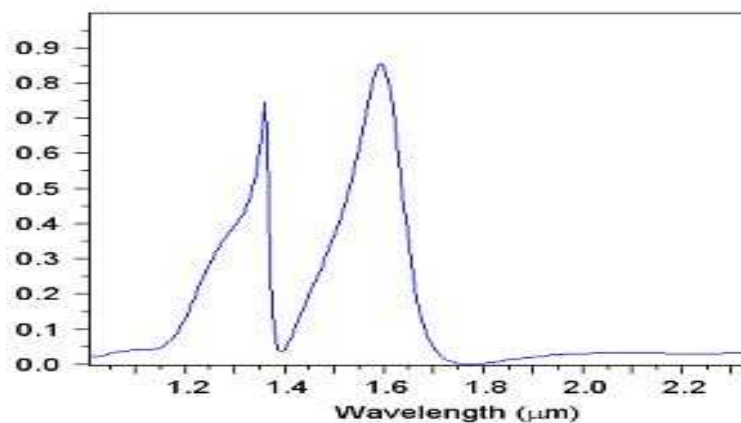


Figure 20 : Simulation FDTD de la réflectivité du miroir 1D large-bande suspendu, avec un angle d'incidence de 1°.

Fabrication

Nous allons à présent décrire la procédure de fabrication du miroir.

L'hétérostructure de départ est une structure bi-couche InP/InGaAs, réalisée par croissance épitaxiale par jets moléculaires au laboratoire. La structure totale comporte, en partant du substrat InP (001), une couche sacrificielle d'InGaAs de 775nm, et une couche d'InP de 310nm.

Les étapes de fabrication, réalisées dans la centrale de technologie du laboratoire, sont schématisées sur la figure suivante. Ces étapes ont été développées et optimisées, dans le cadre de ce travail, de

manière à assurer la meilleure définition des CP possible, avec également la meilleure reproductibilité possible :

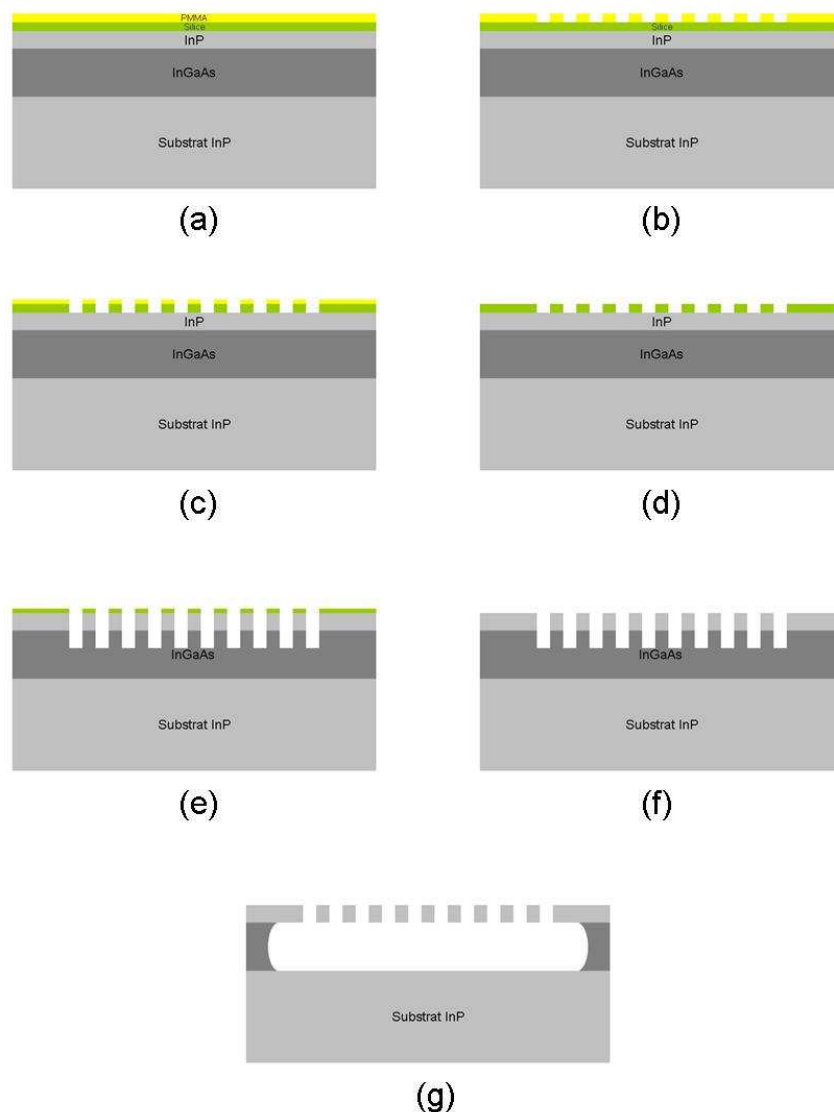


Figure 21: Etapes de fabrications du miroir

Description de la procédure de fabrication des membranes à cristal photonique suspendues :

a : Dépôt d'un masque dur de silice de 90 nm d'épaisseur (par pulvérisation cathodique réactive) et étalement à la tournette d'une couche de PMMA de 100nm d'épaisseur.

b : Définition du CP dans la couche de PMMA par lithographie électronique à l'aide d'un MEB JEOL 5500 (à filament Tungstène) modifié, commandé par le système ELPHY QUANTUM de RAITH.

c : 1^{er} transfert du réseau de la PMMA dans le masque dur de silice par gravure ionique réactive (appareil Nextral NE 110). Le gaz utilisé est le CHF₃, avec un débit de 16 sccm. La puissance de

Chapitre 2 - Le réflecteur membranaire à CP

plasma RF à 13.56 MHz est de 100W ; la pression totale, de 15mTorr, est faible afin de rester en condition de gravure physique, et de s'assurer ainsi une bonne anisotropie de gravure. La durée de gravure est de 9 minutes (l'épaisseur de PMMA pouvant résister 15minutes).

d : Retrait de la résine PMMA restante par plasma O₂, débit de 20sccm, puissance de 100W, et pression de 100mTorr, pendant 2 minutes.

e : 2^{ème} transfert du réseau de la silice dans les matériaux III-V par gravure ionique réactive, à l'aide d'un plasma CH₄ (15sccm)/H₂(30sccm), avec une puissance de 200W et une pression de 30 mTorr, pression minimale en dessous de laquelle le plasma ne s'active plus, par manque d'espèces dans l'enceinte. La cinétique de gravure est de l'ordre de 90nm par minute pour l'InP, et 70 nm par minute pour l'InGaAs. Compte-tenu des épaisseurs de membranes d'InP à graver (autour de 300nm environ), on laisse par sécurité une durée de gravure de 5 minutes. On s'assure ainsi que la gravure se termine dans la couche sacrificielle d'InGaAs. L'épaisseur du masque dur de silice peut supporter jusqu'à 13 minutes de gravure.

f : Retrait du masque dur de silice par voie chimique, à l'aide d'une solution de HF tamponnée (BOE®). Ce retrait est très rapide (moins d'une minute).

g : Micro-usinage sélectif de surface, par gravure humide de la couche sacrificielle d'InGaAs, pour réaliser le gap d'air et suspendre la membrane d'InP. La solution utilisée doit présenter une très forte sélectivité vis-à-vis de l'InP, si l'on veut éviter de dégrader la membrane. La gravure sélective est réalisée à l'aide d'une solution de HNO₃:Fe(NO₃)₃:H₂O mise au point au laboratoire dans le cadre des développements précédents des projets MOEMS III-V, et qui présente une sélectivité quasi-totale pour ces matériaux. On doit s'assurer que la couche d'InGaAs soit entièrement retirée sous la partie d'InP structurée, mais que la gravure ne s'étende pas trop latéralement sous la partie d'InP non structurée, afin d'éviter que la membrane ne s'affaisse et ne colle au substrat lors du séchage (force de capillarité et contraintes résiduelles dans les matériaux). Le temps de gravure est donc limité à 4 minutes, ce qui occasionne une surgravure latérale de l'ordre de 2µm. Après rinçages successifs à l'eau, puis à l'acétone, en prenant soin de rester constamment en milieu liquide, sans passage à l'atmosphère (on maintient un ménisque à la surface de l'échantillon à chaque changement de béccher), on réalise finalement un séchage au CO₂ supercritique, qui permet d'éviter tout risque de collage de la membrane.

Les images MEB de réseaux 1D et 2D réalisés sont présentées en figure 22.

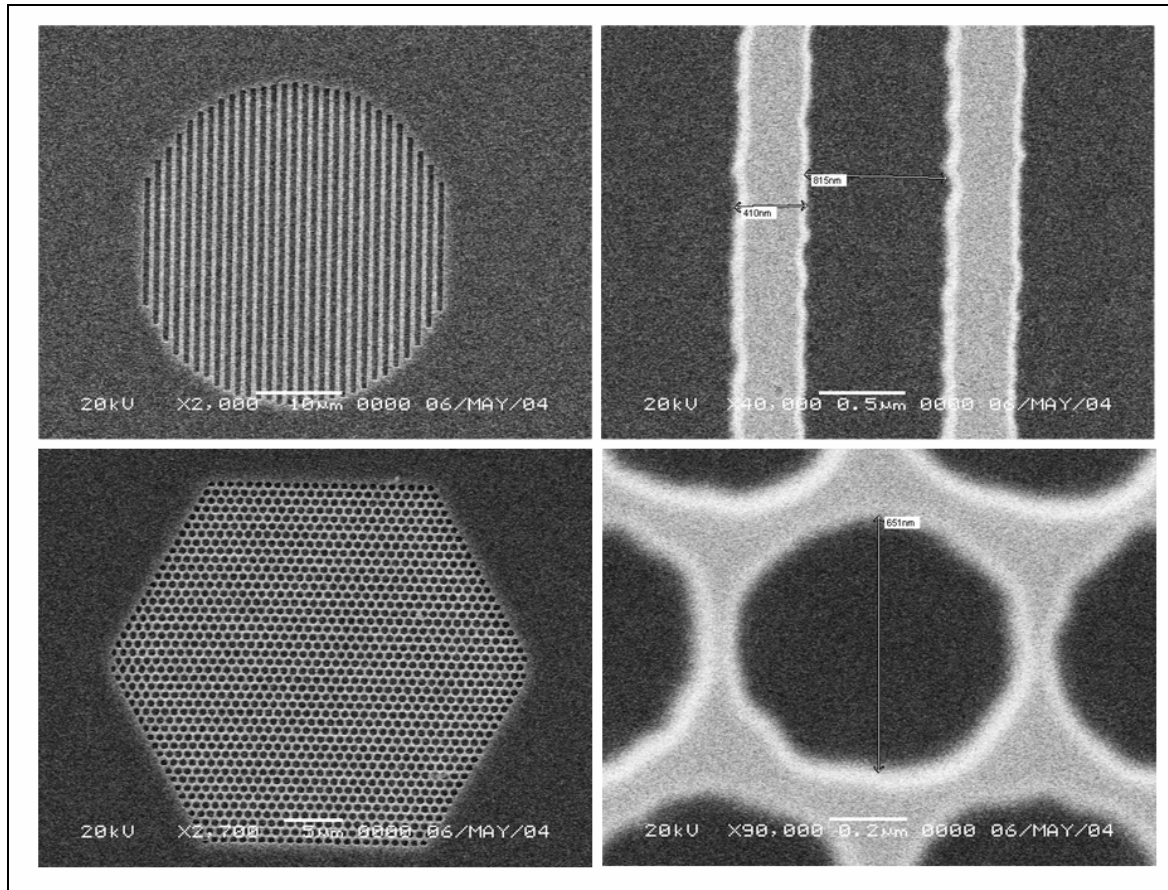


Figure 22: Exemples de structures réalisées avec la procédure de fabrication

On peut noter, à fort grossissement, que la résolution des motifs n'est pas entièrement satisfaisante. Ceci est dû au fait que le gradient de dose obtenu lors de la lithographie électronique en bordure des trous (ou fentes) n'est pas assez important (effets de proximité).

On a donc cherché à optimiser la procédure de fabrication, de manière à améliorer la résolution des CP. L'optimisation de la procédure consiste à insérer entre l'hétérostructure et le masque dur de silice, une couche conductrice de 90 nm d'ITO (Indium Tin oxide). Cette couche permet de drainer les électrons lors de l'écriture électronique, et donc d'assurer un profil de dose beaucoup plus abrupt au niveau de la périphérie des trous (la dose d'écriture devant dans le même temps être augmentée). On a pu obtenir ainsi des réseaux d'une très grande résolution, digne d'une lithographie professionnelle haut de gamme, comme le montrent les images MEB de la figure 23 obtenues pour différentes géométries de réseaux. La résolution technologique est inférieure à 10 nm.

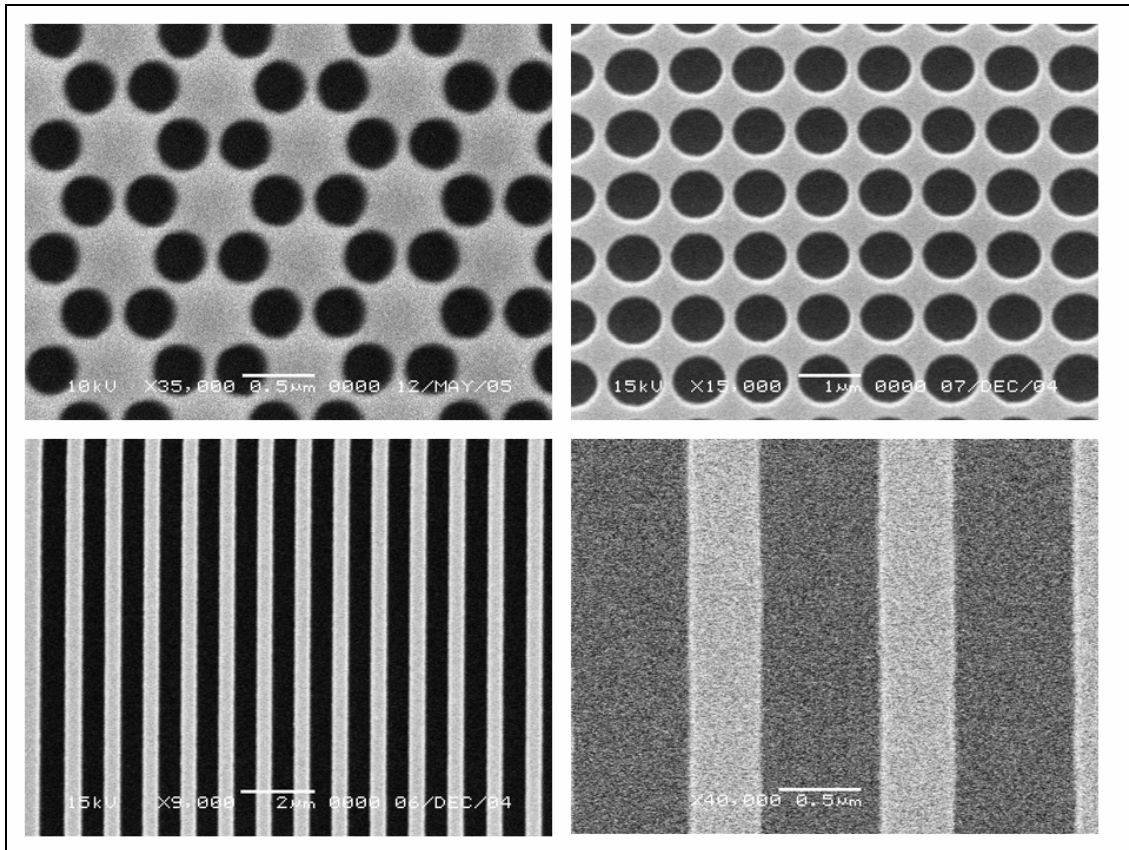


Figure 23: Exemples de structures réalisées avec la procédure de fabrication optimisée

La figure 24 présente une image MEB du réflecteur 1D fabriqué.

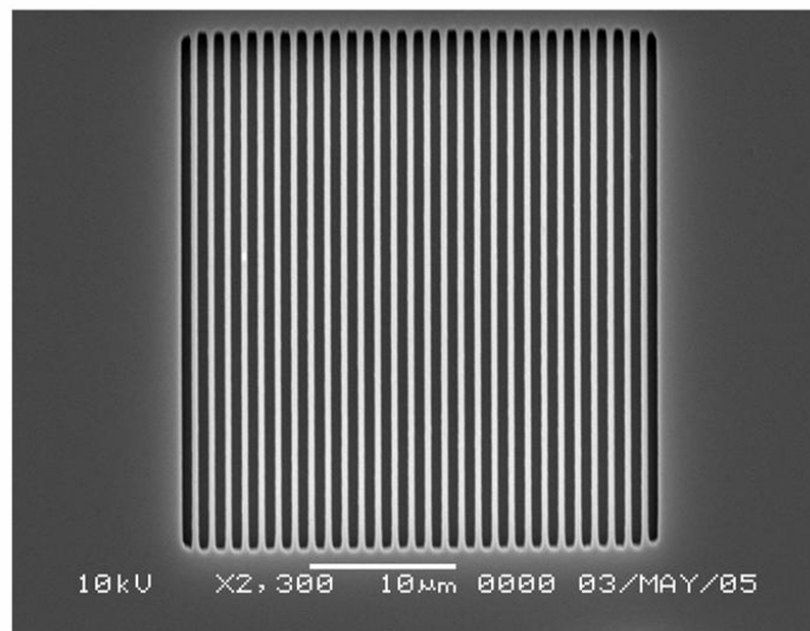
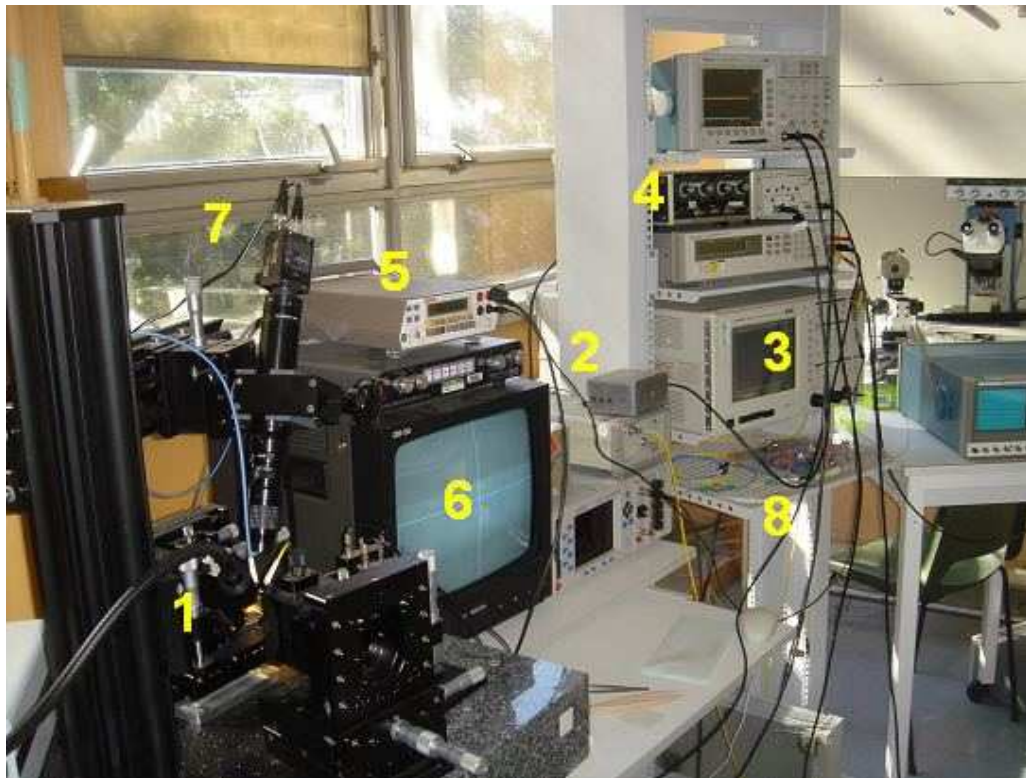


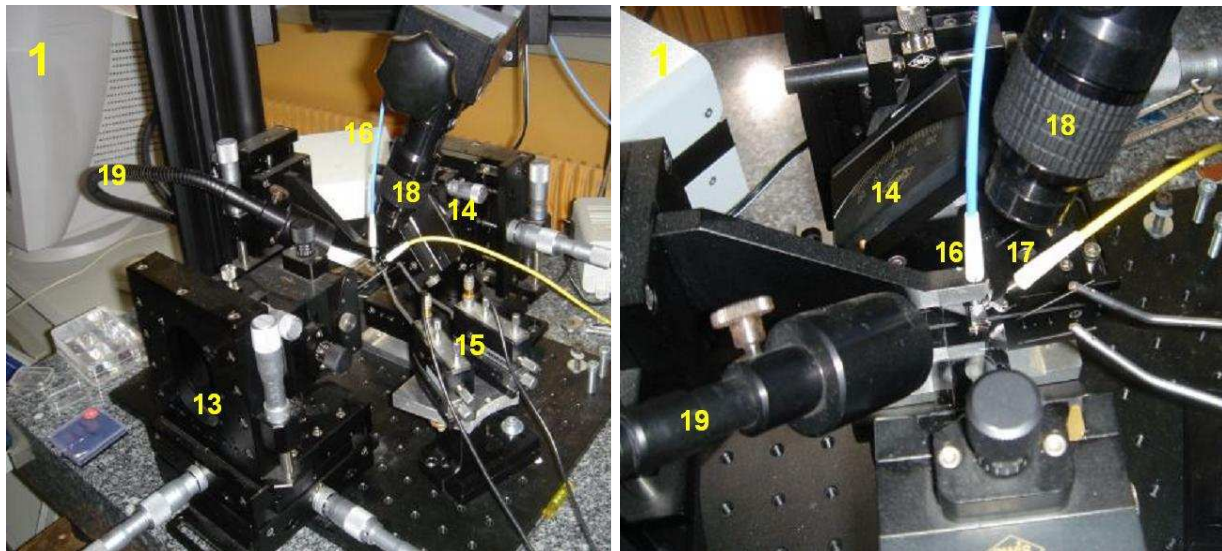
Figure 24: Image MEB du miroir 1D large-bande

Caractérisation

Pour la caractérisation du réflecteur, nous avons utilisé le banc de mesure fibré du laboratoire dédié à la caractérisation par réflexion ou transmission des microdispositifs MOEMS III-V (cf figure 25). Dans le cadre de ce travail, le banc a dû être implémenté pour permettre la polarisation de la lumière parvenant au dispositif.

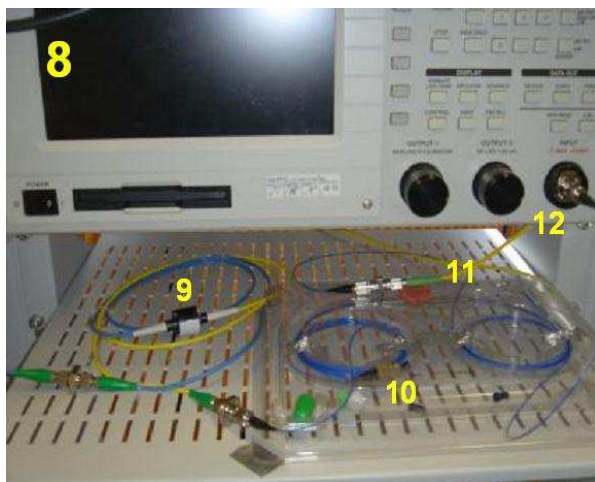


(a)



(b)

(c)



(d)

Figure 25: Photographies du banc de mesure.

- (a) vue générale du banc de mesure
- (b) système mécanique de positionnement
- (c) zoom sur le système de positionnement
- (d) circuit fibré et analyseur spectral

Le banc de mesure comporte :

- un système mécanique (1) permettant d'aligner l'échantillon et les fibres optiques d'entrée (16) et de collection (16 et 17) de manière indépendante : la position de l'échantillon est réglable selon six degrés de liberté via le système mécanique (13), la fibre d'entrée (16) est fixe et la position de la fibre de collection (17) est réglable selon cinq degrés de liberté (seule la rotation autour de l'axe z n'est pas permise) par l'intermédiaire du système mécanique (14). La précision du positionnement des systèmes mécaniques est de l'ordre du micron ;
- un système de visualisation (6 et 7) composé d'un objectif (18), d'une caméra (7) et d'un écran d'observation (6) ;

Chapitre 2 - Le réflecteur membranaire à CP

- une source optique (2) large bande constituée d'une association de plusieurs diodes superluminescentes. Cette source couvre une bande de longueurs d'onde allant de 1300 à 1700 nm, et délivre une puissance de quelques milliwatts ;
- un circuit fibré (8) composé d'une fibre monomode à maintien de polarisation (16) terminée par un collimateur à lentille *GRIN*, d'un polariseur (9), d'un coupleur directionnel 50/50 (10). Le faisceau ainsi collimaté possède un diamètre (au *waist*) de l'ordre de 12 μm ;
- un analyseur de spectre (3) de résolution maximale 10 pm ;
- un système sous pointes (15) permettant l'actuation des membranes piloté par un générateur de tension (4) ainsi que la mesure du courant de fuite (5) dans la diode PIN. Ce système de pointes ne sera pas utilisé pour l'instant.

Pour la mesure, le faisceau incident, après traversée du polariseur, est véhiculé dans la fibre monomode à maintien de polarisation, puis est couplé à l'échantillon par l'intermédiaire du collimateur à lentille *GRIN* monté sur le système mécanique d'alignement. L'ordre 0R est recueilli dans la même fibre que la fibre véhiculant le faisceau incident, séparé au niveau du coupleur directionnel 50/50 puis caractérisé par l'analyseur de spectre (cf. figure 26). L'ordre transmis 0T peut également être collecté par la deuxième fibre de collection, à placer sous l'échantillon.

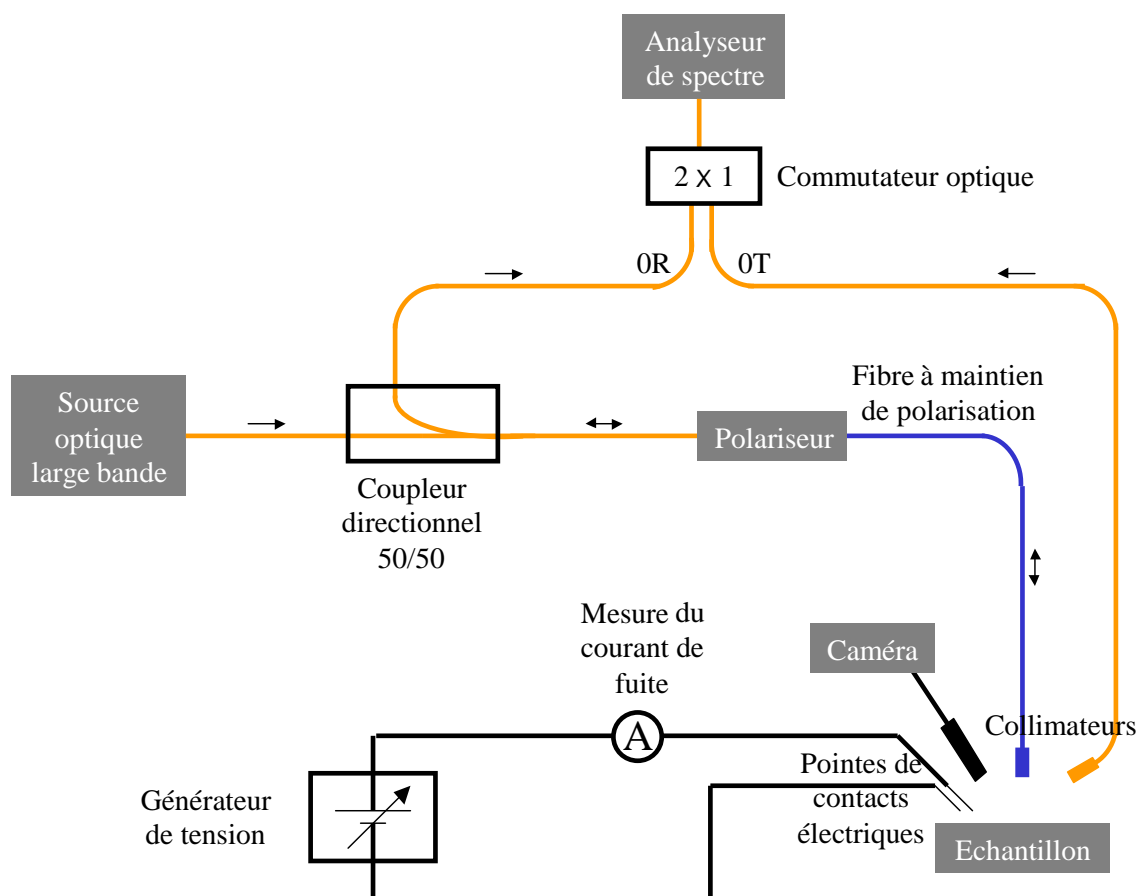


Figure 26: Schéma du banc expérimental.

Pour notre étude, le polissage des échantillons en face arrière n'étant pas optimal, seules les mesures en réflexion ont été réalisées.

La figure 27 présente la réflectivité expérimentale obtenue sur le réflecteur CP 1D. La longueur d'onde de résonance se situe vers 1.545 μm , pour un maximum de réflectivité autour de 98%. La largeur spectrale à mi-hauteur du miroir est de 175 nm.

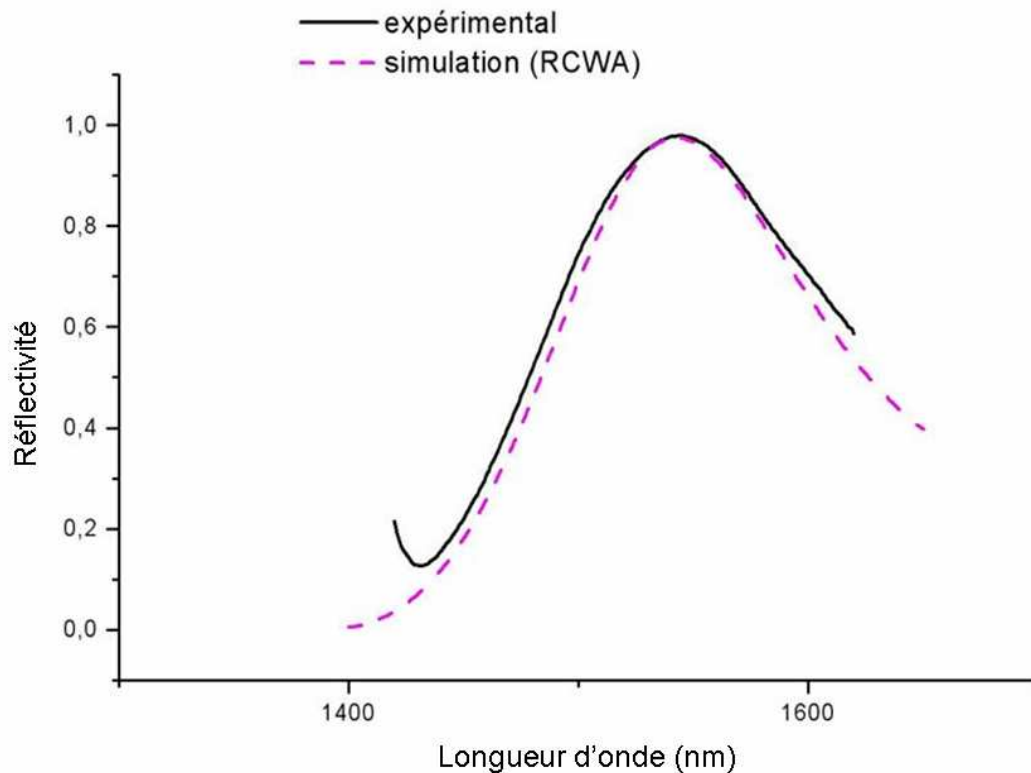


Figure 27: Spectre de réflectivité expérimental du miroir 1D large-bande, comparé au spectre théorique (RCWA)

La courbe théorique, obtenue par RCWA après avoir mesuré les valeurs exactes des épaisseurs des couches épitaxiées et des période et facteur de remplissage du cristal, a été superposée.

On observe un très bon accord entre les résultats expérimentaux et théoriques.

Nous avons alors cherché alors à confronter ces résultats expérimentaux au modèle modes couplés présenté dans ce chapitre. En prenant :

- pour indice moyen de la couche l'indice donné par:

$$N_m = (ff + (1 - ff)\epsilon_{\text{imp}})^{1/2} = 1.92$$

- pour constante de couplage Q_c et Q_g du mode : $Q_c = 15$ et $Q_g = 1000$

- et pour épaisseurs des couches, les épaisseurs effectivement mesurées

Le modèle modes couplés a montré un très bon accord avec les résultats expérimentaux (cf figure 28).

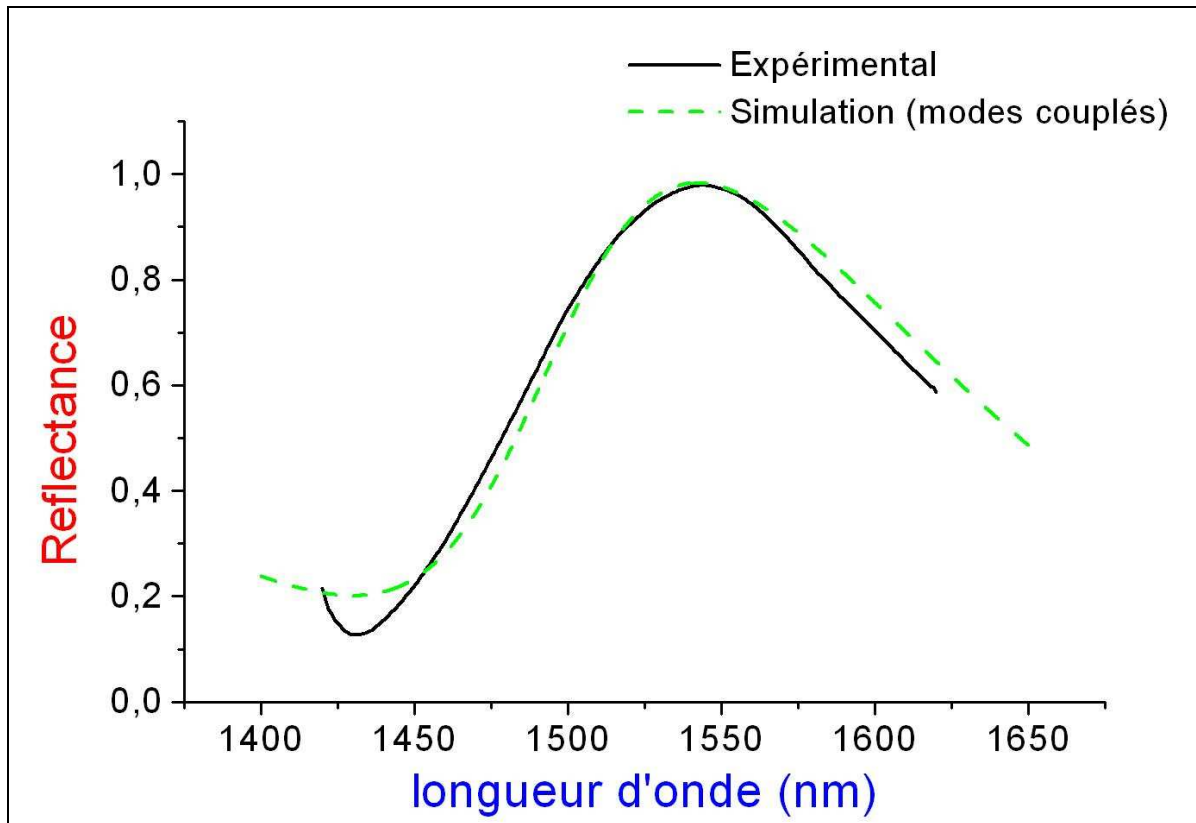


Figure 28: Comparaison du spectre expérimental de réflectivité, et du spectre obtenu par le modèle modes couplés

Résumé intermédiaire :

Nous avons, dans cette première partie du chapitre, décrit les règles de conception et la modélisation par les modes couplés des miroirs à CP large-bande monomodes. Ces règles ont été appliquées au cas particulier d'un miroir 1D InP/air (membrane d'InP suspendue, percée de fentes). Cette première étude a également permis de mettre en place une procédure fiable de fabrication et de caractérisation des réflecteurs à CP. Nous avons pu valider expérimentalement les principes de conception et de modélisation avancés.

II. Réflecteurs multimodes ultra-large-bandes

II-A. Principe

On a démontré dans la partie précédente des réflecteurs large bande exploitant un mode de Bloch lent à fort taux de couplage rayonné. Ces réflecteurs sont très intéressants de part leur compacité, mais ils ne permettent pas d'avoir des largeurs spectrales de réflectivité comparables à celle des miroirs de Bragg conventionnels à fort contraste d'indice (InP/air quart-d'ondes par exemple).

Nous allons à présent nous intéresser à la conception et à la réalisation de réflecteurs à CP ultra-large bandes, dont le principe de base repose sur l'utilisation de deux modes de Bloch lents du cristal suffisamment proches spectralement, de sorte à ce que les réflectivités associées à chacun de ces modes se recouvrent, et conduisent ainsi à un plateau de réflectivité très large.

II-B. Formalisme modes couplés bi-mode

Lorsque deux modes photoniques sont assez proches spectralement, et que l'inverse de leurs durées de vie associées $\left(\frac{1}{\tau} \propto \delta\lambda\right)$ sont de l'ordre de l'écart spectral entre les deux résonances, $|\lambda_2 - \lambda_1| \sim \delta\lambda_2 \sim \delta\lambda_1$, on ne peut plus appliquer la théorie des modes couplés en régime « monomode » comme dans les cas traités en début de chapitre [39-42].

Dans cette situation précise, la réponse spectrale du résonateur ne peut plus être considérée comme la simple juxtaposition de deux résonances de Bloch traitées indépendamment. Les matrices de transfert des modes résonants ne peuvent donc pas être traitées en série, et le modèle doit être étendu à un modèle « bi-mode », pour prendre en compte la complexité du jeu d'interférences se produisant dans la gamme spectrale comprise entre λ_1 et λ_2 . Un schéma de principe est présenté Fig. 29.

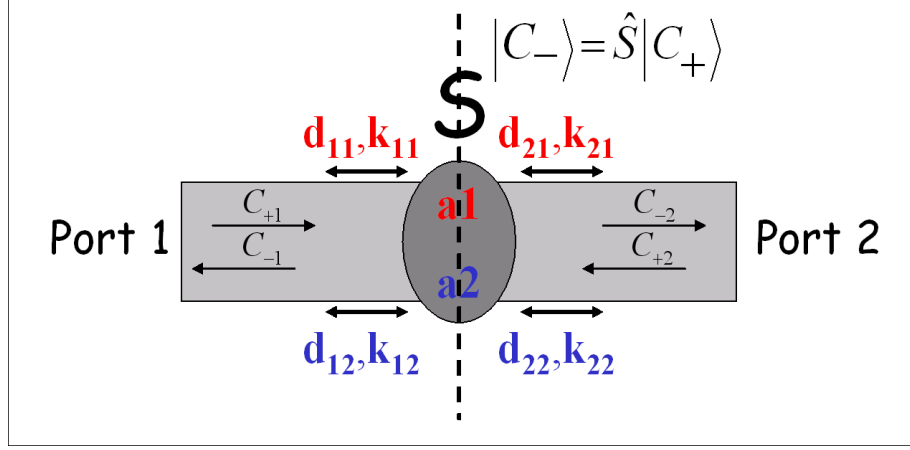


Figure 29 : Schéma d'un résonateur optique couplé à deux ports d'entrée/sortie. Le système possède un plan de symétrie représenté par la ligne en pointillés. Le résonateur sous-tend deux modes d'amplitude a_1 et a_2 .

Les équations de la théorie des modes couplés pour un CP contenant deux modes doivent s'écrire à présent sous forme matricielle de rang 2 [52] :

$$\begin{aligned} \frac{d\bar{a}}{dt} &= (j\hat{\Omega} - \hat{\Gamma})\bar{a} + \hat{K}^T |C_+\rangle, \\ |C_-\rangle &= \hat{S} |C_+\rangle = \hat{C} |C_+\rangle + \hat{D} \bar{a}, \end{aligned} \quad (23)$$

où \bar{a} , $\hat{\Omega}$ et $\hat{\Gamma}$ sont respectivement les matrices relatives aux amplitudes, aux pulsations et aux taux de couplage vers l'espace libre des deux résonances:

$$\bar{a} = \begin{pmatrix} a_1 \\ a_2 \end{pmatrix}, \quad \hat{\Omega} = \begin{pmatrix} \omega_{11} & 0 \\ 0 & \omega_{22} \end{pmatrix}, \quad \hat{\Gamma} = \begin{pmatrix} \gamma_{11} & 0 \\ 0 & \gamma_{22} \end{pmatrix} \quad \text{avec } \gamma_{ii} = \frac{1}{\tau_{ci}} \quad (24)$$

Les modes en Γ que l'on exploite dans la structure de bandes étant par essence orthogonaux, il n'y a pas de couplage entre eux et donc :

$$\gamma_{12} = \gamma_{21} = 0 \quad (25)$$

Les opérateurs \hat{K} et \hat{D} sont respectivement liés aux taux de couplage des ondes entrantes vers le résonateur et aux taux de désexcitation des résonances vers le continuum rayonné (ondes sortantes) :

$$\hat{K} = \begin{pmatrix} k_{11} & k_{12} \\ k_{21} & k_{22} \end{pmatrix}, \quad \hat{D} = \begin{pmatrix} d_{11} & d_{12} \\ d_{21} & d_{22} \end{pmatrix} \quad (26)$$

L'opérateur \hat{C} est une matrice identité, unitaire et symétrique:

$$\hat{C} = \begin{pmatrix} 0 & 1 \\ 1 & 0 \end{pmatrix} \quad (27)$$

En effet loin de toute résonance de Bloch, les ondes incidentes et émergentes du résonateur ponctuel doivent être égales en amplitude et en phase.

Après quelques étapes de calcul, on arrive, dans le cas où les deux modes sont de parité opposée, aux expressions simples des coefficients de transmission et de réflexion du résonateur « bi-mode » ponctuel :

$$\begin{aligned} t_r &= \frac{C_{1-}}{C_{1+}} = 1 - \frac{\gamma_{11}}{j(\omega - \omega_1) + \gamma_{11} + \gamma_{g1}} - \frac{\gamma_{22}}{j(\omega - \omega_2) + \gamma_{22} + \gamma_{g2}} \\ r_r &= \frac{C_{2-}}{C_{1+}} = -\exp(p_1 * \pi) \frac{\gamma_{11}}{j(\omega - \omega_1) + \gamma_{11} + \gamma_{g1}} - \exp(p_2 * \pi) \frac{\gamma_{22}}{j(\omega - \omega_2) + \gamma_{22} + \gamma_{g2}} \end{aligned} \quad (28)$$

$$\text{avec} \begin{cases} p_1 \neq p_2 \\ p_i = 0 & \text{mode pair} \\ p_i = 1 & \text{mode impair} \end{cases}$$

Ces coefficients, associés aux matrices de passage et de propagation dans la membrane, mènent à une réflectivité large-bande. Cette caractéristique est principalement liée à la faible durée de vie des deux modes, mais aussi à leurs symétries opposées selon l'axe \vec{z} .

En effet comme discuté en référence [52] sur un système abstrait constitué d'un guide d'onde couplé à un résonateur supportant deux modes assez proches spectralement, cette condition sur les symétries est nécessaire si l'on veut obtenir un plateau de réflectivité entre les deux résonances. Si l'on exploitait un système supportant deux modes de même parité, la théorie des modes couplés prévoirait dans ce cas un creux de réflectivité entre les deux résonances. Les contributions des deux modes seraient en opposition de phase, et interféreraient destructivement en réflexion.

Précisons que les termes $\gamma_{gi} (= 1/\tau_{gi})$ sont les sources de pertes latérales.

II-C. Règles générales de conception

L'ensemble de ces observations nous permettent d'ériger deux règles de conception pour obtenir un réflecteur large-bande :

- Choisir deux modes de symétrie opposée, et spectralement proches ($|\lambda_2 - \lambda_1| \sim \frac{1}{\tau_{c_1}} \sim \frac{1}{\tau_{c_2}}$).
- Pour chacun de ces modes, appliquer les règles d'ingénierie de modes à fort taux de couplage rayonné explicitées dans la section précédente.

II-D. Validation expérimentale

Conception

On a conçu un réflecteur ultra-large-bande (ULB) avec les paramètres suivants :

- Epaisseur $h=255\text{nm}$
- Période $a=1.15\mu\text{m}$
- facteur de remplissage d'air $f=65\%$

Pour ces paramètres, la structure de bande montre deux modes, de parités différentes, situés à $1.24\mu\text{m}$ et $1.84\mu\text{m}$ (cf figure 30). Les distributions de champ données d'une part par la méthode des ondes planes, et d'autre part par la FDTD, sont concordantes.

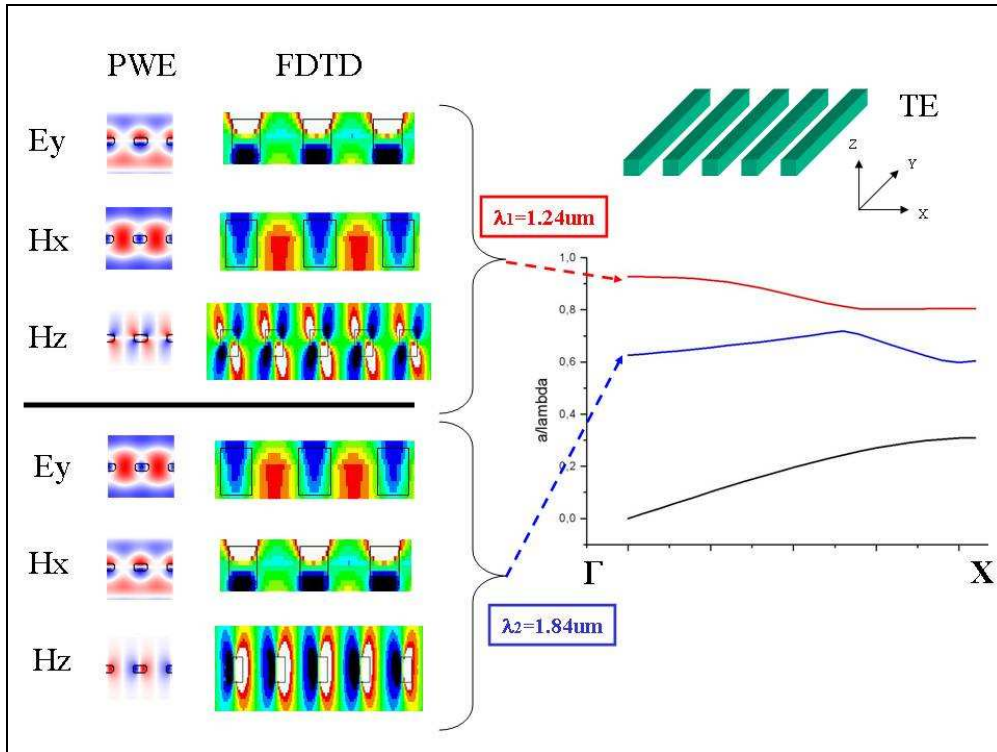


Figure 30 : Structure de bandes du miroir 1D ultra-large-bande. Les modes sont calculés pour une polarisation TE (champ \vec{E} polarisé selon la direction \vec{y}). Cartographies des composantes E_y , H_x et H_z pour les deux modes d'intérêt se couplant en Γ aux longueurs d'onde: $\lambda_1 = 1240\text{nm}$ et $\lambda_2 = 1840\text{nm}$. L'indice de réfraction, l'épaisseur du CP-1D, la période et le facteur de remplissage en air valent respectivement, $n_{\text{imp}} = 3.17$, $h=255\text{nm}$, $a=1,15\text{ }\mu\text{m}$, $f=65\%$.

Sur la figure 31, les simulations RCWA montrent une réflexion ULB, plate sur près de 300nm. Les deux modes responsables de ce plateau de réflectivité peuvent être mis en évidence en modifiant légèrement le facteur de remplissage, ou l'épaisseur, ce qui a pour effet de détériorer le recouvrement (passage de $f=65\%$ à $f=75\%$).

On exploite bien ici des résonances de Fano à très faible durée de vie.

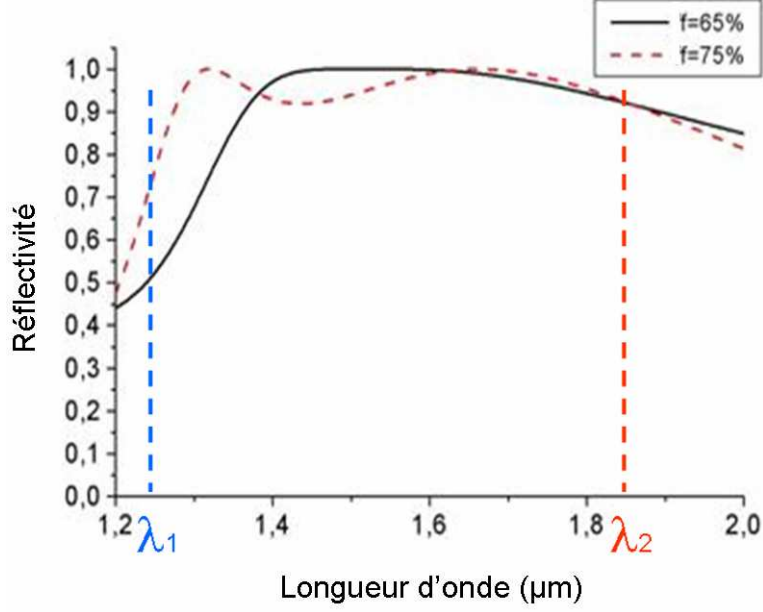


Figure 31: Spectre de réflectivité du miroir 1D ultra-large-bande pour deux facteurs de remplissages : $f=65\%$ et $f=75\%$ (RCWA)

On peut aussi noter que le maximum de réflectivité ne se situe pas aux longueurs d'onde des résonances λ_1 et λ_2 , ce qui est usuellement le cas des réflecteurs supportant des modes à fort Q . Ceci s'explique, en partie, par le fait que l'onde incidente est fortement corrélée aux deux résonances sur l'ensemble du plateau de réflectivité, *i.e.* que $|\lambda_2 - \lambda_1| \sim \Delta\lambda_2 \sim \Delta\lambda_1$, où λ_i et $\Delta\lambda_i$ sont respectivement la longueur d'onde et la largeur spectrale du mode i . Ce décalage est prévu par notre modèle. Nous y reviendrons.

D'autre part, ce réflecteur est totalement sensible à la polarisation vers 1.55 μm [53], ce qui peut constituer un avantage pour certaines applications. Comme le montre la simulation RCWA de la figure 32, vers 1.55 μm , on a une réflexion totale en polarisation TE, et une transmission totale en polarisation TM.

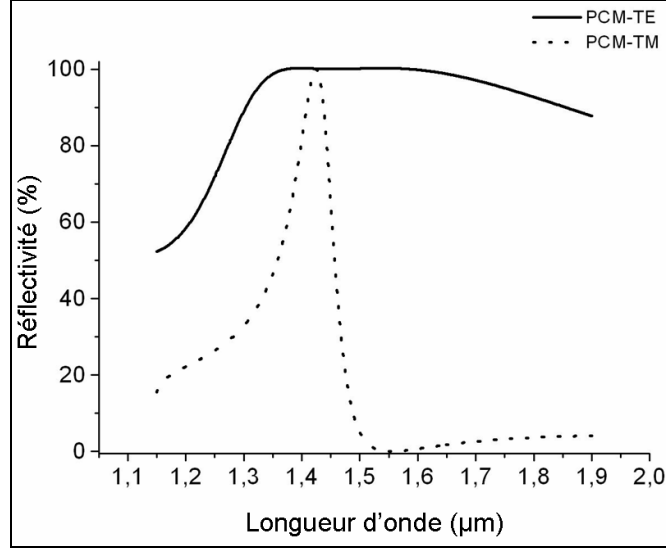


Figure 32: Spectre de réflectivité du miroir 1D ultra-large-bande (PCM=Photonic Crystal Mirror) en fonction de la polarisation (RCWA)

Validation du modèle modes couplés bi-mode

Comme dans le cas du réflecteur 1D monomode, on va chercher à valider le modèle modes couplés développé, en l'appliquant au miroir ULB que nous venons de concevoir. Les paramètres utilisés dans le modèle sont :

- indice moyen: $\bar{n} = \sqrt{ff_{air} \cdot n_{air}^2 + (1 - ff_{air}) \cdot n_{InP}^2} \approx 2.15$
- épaisseur de la membrane : $h = 255nm$
- mode 1, impair selon \vec{z} : $\lambda_{r,1} = 1.24\mu m$, $Q_{c,1} = 13$
- mode 2, pair selon \vec{z} : $\lambda_{r,2} = 1.84\mu m$, $Q_{c,2} = 2.7$

$\lambda_{r,i}$ et $Q_{c,i}$ sont respectivement la longueur d'onde de résonance et le facteur de qualité lié au couplage diffractif du mode i . Les paramètres $Q_{c,i}$ sont des paramètres d'ajustement.

La Figure 33 montre l'excellent accord entre le modèle et l'expérience numérique dans la gamme spectrale d'intérêt.

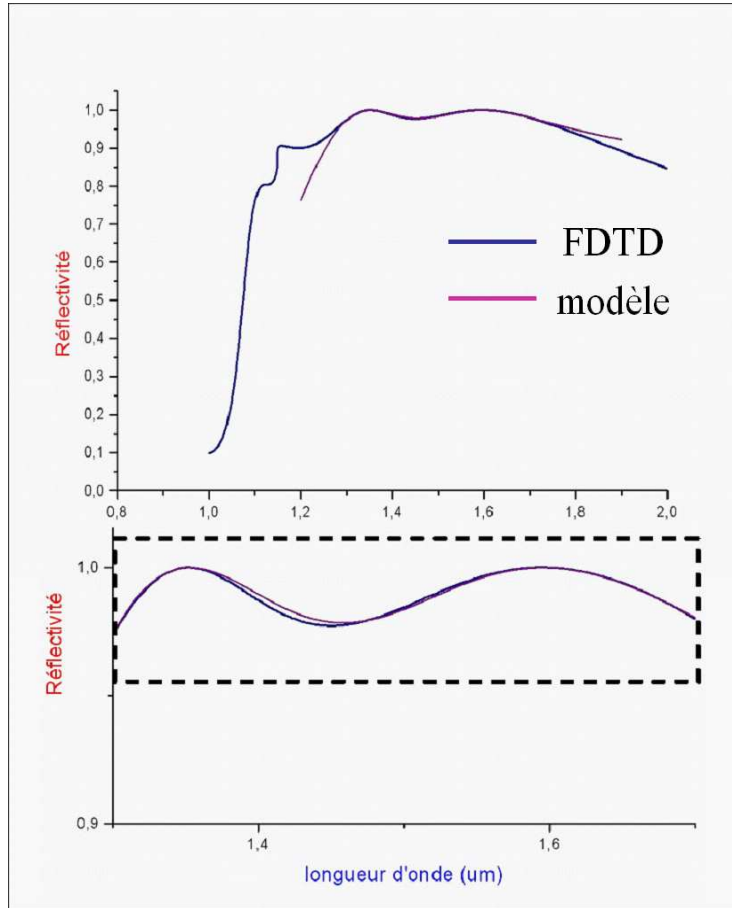


Figure 33 : Comparaisons entre les spectres de réflectivité du miroir 1D ultra-large-bande calculés par la méthode FDTD et le modèle « bi-mode », avec un zoom sur la gamme spectrale 1,3 μm -1,7 μm .

L'analyse par les modes couplés confirme ce qui a été constaté par les calculs exacts : i) les modes résonants ne se situent pas nécessairement aux maxima de réflectivité, ii) les spectres de réflectivité obtenus résultent d'un jeu d'interférences complexe qui dépend des constantes de temps ($\tau_{c,1}, \tau_{c,2}$), de la position spectrale des résonances ($\lambda_{r,1}, \lambda_{r,2}$) et des propriétés de la membrane (épaisseur et indice).

Le modèle théorique est en très bon accord avec les calculs exacts RCWA/FDTD, au-dessus de 1.2 μm . En dessous de 1.2 μm , on constate sur la figure 33 de réflectivité la présence de singularités. Dans cette région, d'autres modes sont présents, mais, la longueur d'onde étant de l'ordre de la période du réseau, leur énergie est répartie sur plusieurs ordres de diffraction.

Robustesse et tolérance du réflecteur [54]

Pour une utilisation dans des dispositifs accordables fabriqués à grande échelle, le réflecteur ULB doit répondre à certaines contraintes liées aux incertitudes de fabrication. Il doit posséder une certaine robustesse vis-à-vis de légères modifications éventuelles de ses paramètres géométriques (facteur de remplissage, période, épaisseur de membrane).

La Figure 34 présente l'étude par RCWA de la réflectivité du miroir de $1,3\mu\text{m}$ à $1,8\mu\text{m}$ en fonction du facteur de remplissage d'air, pour trois valeurs d'épaisseur de membrane ($255\text{nm} \pm 20\text{nm}$). On s'aperçoit que pour chacune de ces épaisseurs, la gamme de facteurs de remplissage permettant de maintenir une réflectivité de 100% (calculs RCWA, onde plane) à $1,55\mu\text{m}$ est de près de 20%. Cette tolérance a pu être confirmée pour plusieurs valeurs de période du réseau dans la gamme $[1,10\mu\text{m}-1,20\mu\text{m}]$. Le réflecteur conçu est donc extrêmement robuste, à la fois aux imperfections d'épitaxie et de lithographie électronique.

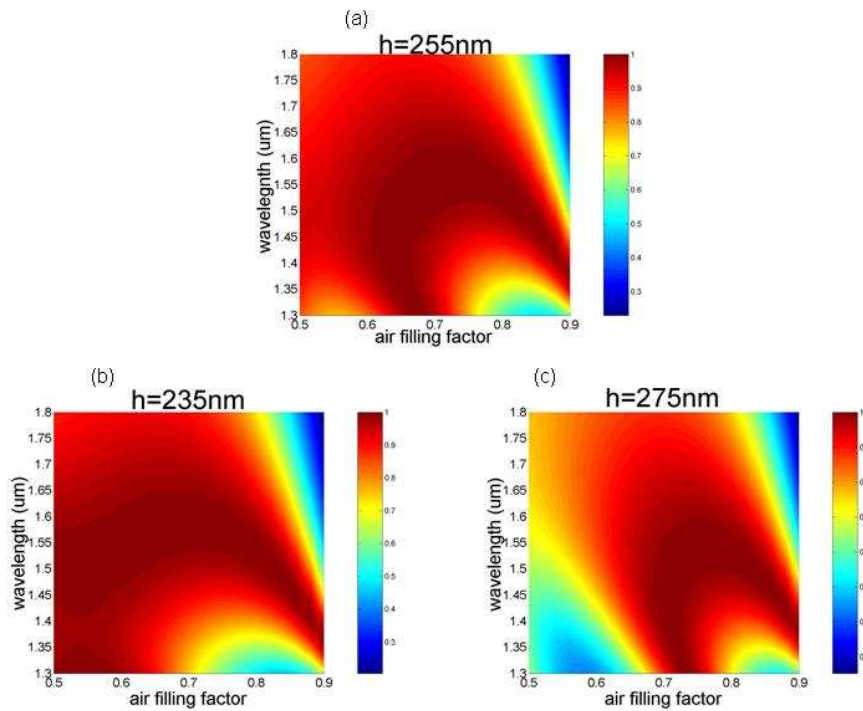


Figure 34: Réflectivité (RCWA) du miroir en fonction de la longueur d'onde et du facteur de remplissage, pour trois valeurs d'épaisseurs de membranes : $h=235\text{nm}$, $h=255\text{nm}$, et $h=275\text{nm}$.

Validations FDTD-3D de la compacité du miroir

Il nous reste à présent à déterminer par FDTD l'efficacité de réflexion de ce miroir pour un faisceau incident de taille limité.

Pour ce réflecteur ULB, nous avons poussé plus loin que dans le cas monomode, l'étude de l'efficacité de réflexion du miroir. Les simulations FDTD réalisées jusqu'ici étaient des simulations FDTD-2D (on supposait la longueur des fentes infinies selon la direction y). A ce stade, nous avons décidé de réaliser des simulations FDTD-3D pour évaluer de manière sure et définitive l'efficacité réelle de réflexion d'un tel miroir, de taille latérale finie dans toutes les directions, et illuminé par un faisceau de taille finie également [54]. La Figure 35 montre le spectre de réflectivité obtenu par la méthode FDTD-3D en sondant en incidence normale le CP-1D, de largeur $10\mu\text{m}$, par un faisceau circulaire gaussien polarisé TE de diamètre $6\mu\text{m}$.

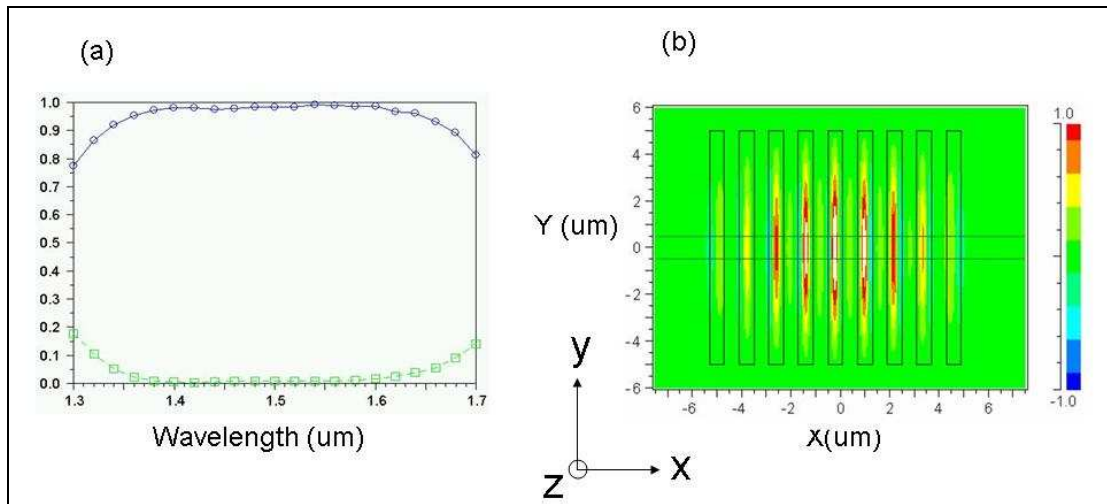


Figure 35: (a) Spectre de Réflectivité (FDTD-3D) du miroir ULB de taille latérale $12\mu\text{m} \times 12\mu\text{m}$ illuminé par un faisceau gaussien circulaire de $6\mu\text{m}$; (b) cartographie du champ E_y dans le plan médian de la membrane (on visualise le mode pair).

Les simulations FDTD-3D confirment le caractère large-bande du miroir à CP, ainsi que sa forte efficacité. L'efficacité maximale de réflexion sur le plateau est de 99,0% (pour une taille de faisceau incident de $6\mu\text{m}$). Ces résultats sont identiques à ceux que l'on obtiendrait en FDTD-2D ; l'observation de la cartographie du champ E_y dans la membrane à CP (cf figure 35.b) permet de l'expliquer. Elle indique en effet que le mode de Bloch s'étend majoritairement dans la direction

perpendiculaires aux fentes, et très peu dans la direction des fentes. Des simulations FDTD-2D peuvent donc être envisagées pour simuler ces réflecteurs, avec l'avantage d'un gain en temps de calcul appréciable. Par la suite, nous continuerons donc à user de simulations FDTD-2D pour l'étude de dispositifs photoniques intégrant ces miroirs à CP.

Sur la figure 36, nous avons augmenté la taille latérale du dispositif à 30 μm , et évalué l'efficacité de réflexion du miroir en fonction de la largeur du faisceau incident (de 1 μm à 15 μm). Comme on aurait pu le prévoir, cette efficacité tend asymptotiquement vers 100% lorsque la taille du faisceau incident augmente (réduction des pertes latérales). Ainsi, si l'efficacité de réflexion est de 99,0% pour un faisceau incident de 6 μm , elle est de 99,9% pour un faisceau de 10 μm [53].

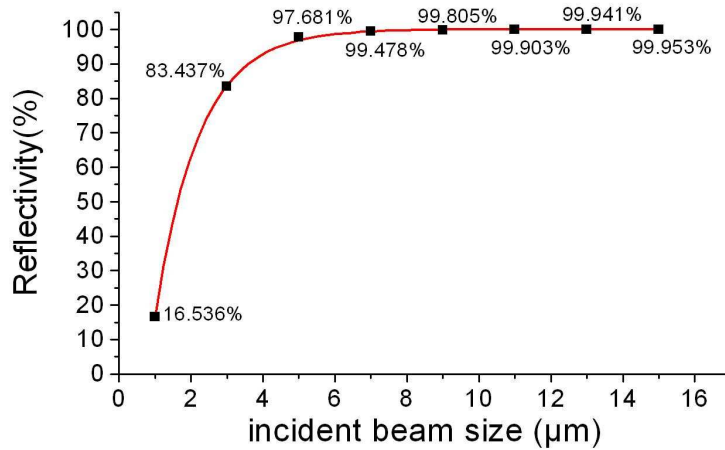


Figure 36: Réflectivité (FDTD-3D) du miroir en fonction de la taille du faisceau incident ($\lambda \cong 1,4 \mu\text{m}$)

Le réflecteur conçu s'avère donc très intéressant pour des applications d'optique intégrée.

Caractérisation

Les caractérisations expérimentales, réalisées sur notre banc de réflectivité fibré, ont confirmé les prédictions théoriques. Nous obtenons une réflectivité large-bande, sur plus de 250 nm (Figure 37). Pour un facteur de remplissage en air très supérieur au facteur de remplissage optimal, nous avons pu mettre en évidence la présence des deux modes de Bloch mis en jeu dans la réflexion ultra-large-bande.

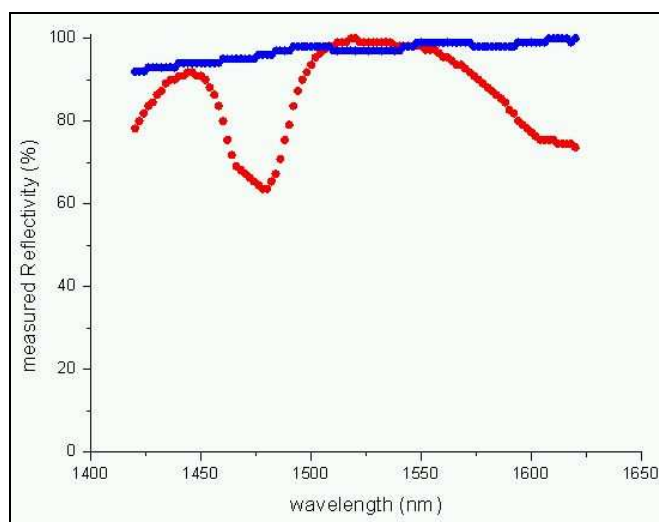


Figure 37: Réflectivité expérimentale du miroir ULB pour un facteur de remplissage optimal (courbe bleu pleine), et un facteur de remplissage non optimal (courbe rouge pointillée), en polarisation TE.

Les mesures de réflectivité en polarisation TM sont représentées sur la figure 38. Elles confirment que le CP ne présente pour cette polarisation qu'un mode, situé vers 1,4 μ m. La forme de cette courbe n'est pas strictement identique à celle de la figure 32, en raison de la réflectivité supplémentaire induite par le substrat d'InP.

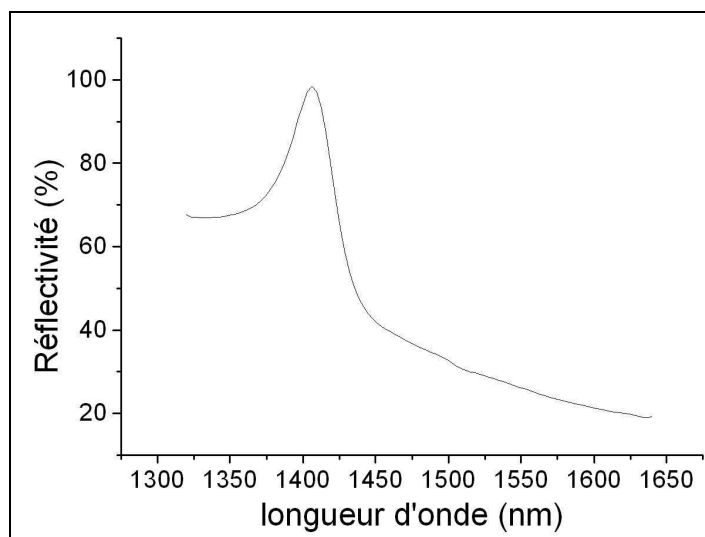


Figure 38: Réflectivité expérimentale du miroir ULB en polarisation TM.

III. Réflecteurs 2D : vers un contrôle fin de la polarisation [55]

On a montré qu'il était possible de réaliser des réflecteurs 1D large bandes, basés sur l'exploitation de deux modes de Bloch lents en Γ . On a montré, que suivant les caractéristiques géométriques du CP, il est possible de régler l'écart spectral entre les modes (et dans une certaine mesure leurs facteurs de qualité), et donc d'améliorer ou de détériorer le plateau de réflectivité. D'autre part, nous avons montré que ces réflecteurs étaient sensibles à la polarisation de l'onde incidente.

Dans cette section, nous nous intéressons aux mêmes phénomènes, mais pour des CP-2D. Nous avons cherché à modifier les paramètres d'un CP-2D suivant les deux directions principales du réseau, de sorte à permettre ou inhiber le recouvrement des réflectivités de Bloch, selon la polarisation de l'onde incidente.

Conception

Le réseau de départ auquel on s'intéresse est un réseau carré de trous d'air. Ce réseau possède une symétrie rotationnelle de 90° , et il est donc insensible à la polarisation de l'onde incidente. Pour une période de $1.2\mu\text{m}$, un facteur de remplissage d'air de 70% (rayon des trous de 570 nm), et une épaisseur de membrane de 420nm, les simulations RCWA montrent une réflexion large bande due au recouvrement spectral de deux résonances de modes de Bloch en Γ (Figure 39). Là encore, si on modifie légèrement le facteur de remplissage, ou bien, l'épaisseur de la membrane (de 420nm à 390nm), on peut mettre en évidence ces deux modes en détériorant le recouvrement.

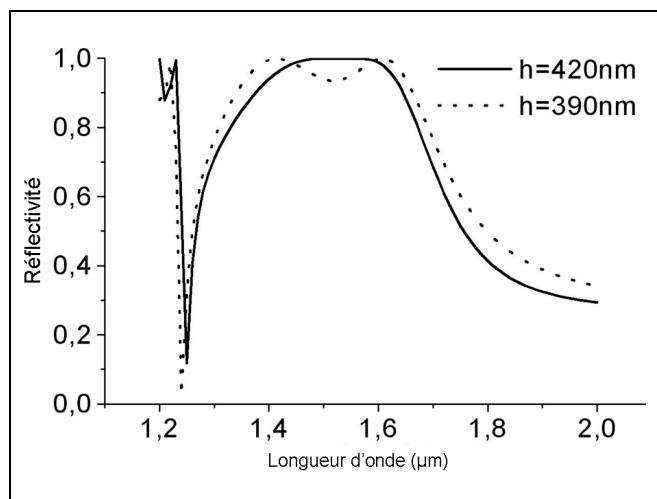


Figure 39: Réflectivité (RCWA) d'un miroir InP à réseau carré de trous d'air, de période $1,2\ \mu\text{m}$, facteur de remplissage 70%, pour deux valeurs d'épaisseurs : $h=420\text{nm}$ (courbe pleine) et $h=390\text{nm}$ (courbe pointillée).

A présent, si on modifie légèrement le motif du réseau, en transformant les trous d'air en ellipses, on brise la symétrie rotationnelle du réseau, et on crée ainsi une dépendance à la polarisation. Ce concept de base a été mis en œuvre par le passé dans plusieurs composants, en particulier les fibres optiques à maintien de polarisation [56-60]

Le nouveau réseau présente une période de $1,2\ \mu\text{m}$, une épaisseur de $340\ \text{nm}$, avec des trous elliptiques de grands et petits rayons 550nm et 500nm respectivement (cf figure 40). Notons que le facteur de remplissage d'air est de 60%, au lieu de 70% pour le réseau carré de trous parfaitement circulaires, ce qui explique qualitativement que l'on ait dû diminuer l'épaisseur de la membrane (de 420nm à 340nm) pour maintenir les modes autour de $1,5\ \mu\text{m}$. On compense ainsi une plus faible pénétration horizontale du champ dans l'air, par une plus forte pénétration verticale.

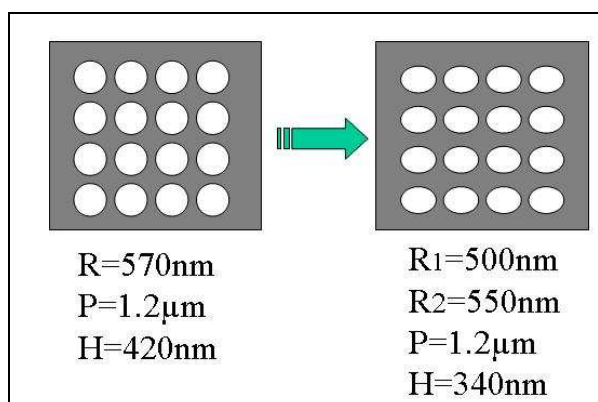


Figure 40: Paramètres du réseau carré à trous circulaires, comparés aux paramètres du réseau carré à trous elliptiques.

La figure 41 présente la courbe de réflectivité RCWA de ce miroir, pour différents angles de polarisation β (angle entre le champ électrique de l'onde incidente et le grand axe des trous). On s'aperçoit que, pour une polarisation de l'onde incidente suivant le grand axe de l'ellipse (polarisation TE - $\beta=0^\circ$), on a une réflexion large-bande autour de $1.55\mu\text{m}$, tandis que, pour une polarisation de l'onde incidente suivant le petit axe de l'ellipse (polarisation TM - $\beta=90^\circ$), on a une transmission large-bande autour de $1.55\mu\text{m}$.

En transformant les trous circulaires en trous elliptiques, on a créé une levée de dégénérescence pour chacun des deux modes [55]. Ainsi, pour la polarisation TE, l'écart spectral entre les deux modes est faible, ce qui permet une réflexion large-bande. Pour la polarisation TM par contre, l'écart spectral entre les modes est plus important ; le recouvrement spectral des résonances n'est plus possible, et on aboutit à une transmission large-bande.

Pour une polarisation intermédiaire, on a une combinaison linéaire de ces deux réponses, fonction de l'angle β .

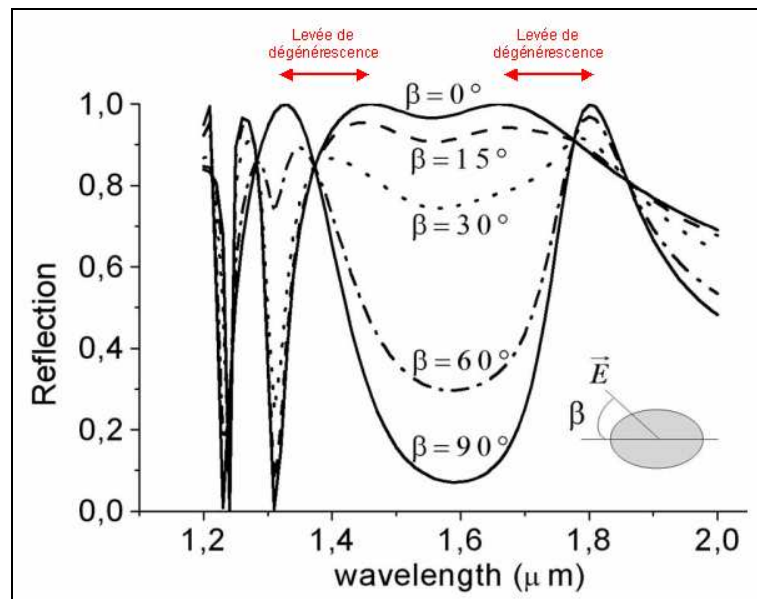


Figure 41: Réflectivité (RCWA) du miroir à réseau carré à trous elliptiques (période $1,2\mu\text{m}$, petits et grands rayons 500nm et 550nm respectivement, épaisseur $h=340\text{nm}$), en fonction de la polarisation de l'onde incidente.

Cependant, il ne faut pas perdre de vue que la levée de dégénérescence n'explique pas à elle-seule la forte dépendance à la polarisation du miroir. Une autre condition est nécessaire; il faut que la couche soit d'épaisseur optique multiple de $\lambda/2n_m$, où n_m est l'indice moyen de la membrane. On aura alors, en polarisation TM vers $1.55\mu\text{m}$, i.e. hors résonance de Bloch, une transmission proche de 100%.

Chapitre 2 - Le réflecteur membranaire à CP

Cette condition est vérifiée dans notre cas. En effet, la surface d'une ellipse du cristal dans une maille élémentaire est: $\pi \cdot h \cdot l = 0,86 \mu\text{m}^2$, où h et l désignent respectivement les grand et le petit rayons de l'ellipse.

Le facteur de remplissage d'air est donc de 60%, ce qui signifie que l'indice moyen de la membrane à CP est:

$$n_a = \sqrt{ff_{air} + (1 - ff_{air}) \cdot n_{InP}^2} = \sqrt{0.6 + 0.4 \cdot 3.17^2} = 2.15$$

Notre membrane est donc d'épaisseur optique $\lambda/2n_m$. La transmission d'une membrane homogène d'indice 2.15 et d'épaisseur 340 nm est maximale vers $1.5\mu\text{m}$ (Figure 42):

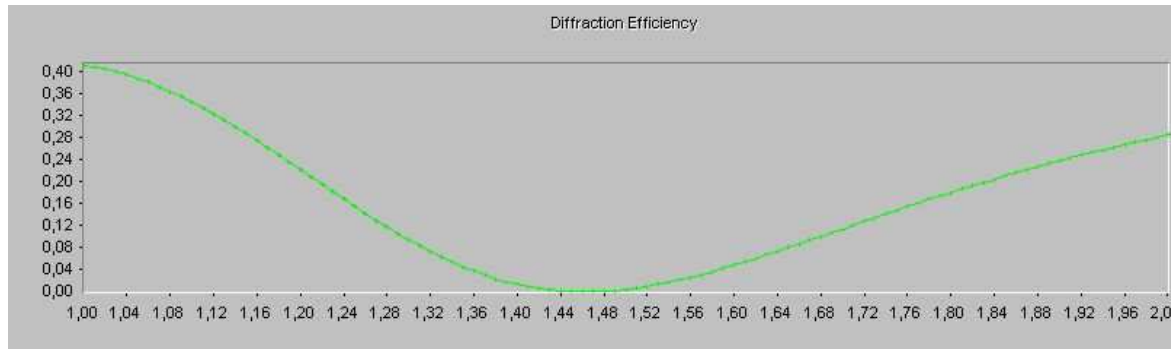


Figure 42: Réflectivité (RCWA) d'une membrane homogène d'indice 2,15 et d'épaisseur 340nm.

Enfin, on peut remarquer que l'ellipticité des trous a été choisie égale à 1,1. Des ellipticités plus importantes peuvent bien entendu conduire à une dépendance à la polarisation beaucoup plus marquée. La levée de dégénérescence serait plus importante, et donc le gap d'énergie plus important entre les modes pour la polarisation TM, ce qui conduirait à une transmission plus large-bande (à l'extrême, si on augmente fortement l'ellipticité, on tend évidemment vers un réseau 1D), une adaptation de la période et l'épaisseur de la membrane étant dans ce cas bien sûr nécessaires.

Cependant, les résultats obtenus pour une ellipticité de 1.1 sont particulièrement intéressants d'un point de vue conceptuel, puisqu'ils montrent qu'une très faible déformation de la géométrie du CP suffit à entraîner une forte sensibilité à la polarisation.

Fabrication et caractérisation

Le réflecteur CP 2D à trous elliptiques conçu précédemment a été fabriqué. La figure 43 présente des images MEB de la membrane d'InP suspendue dans l'air (vue de dessus). Les paramètres géométriques du cristal sont bien respectés.

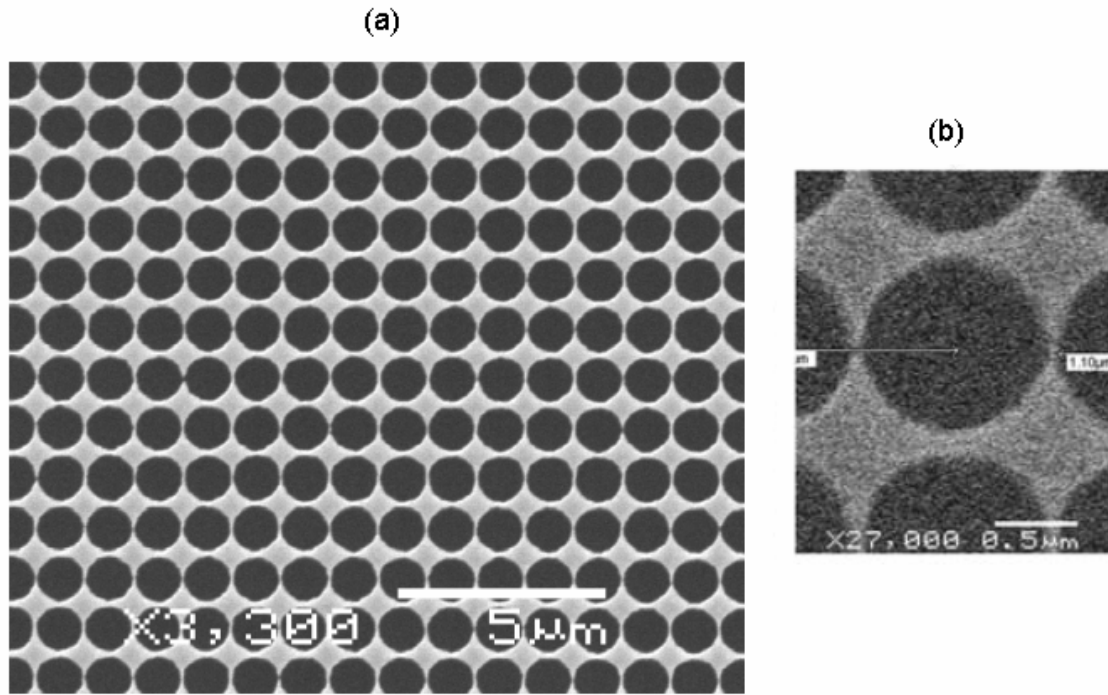


Figure 43: Images MEB du miroir 2D à réseau carré à trous elliptiques (a) Vue générale du réseau ; (b) Vue d'une maille élémentaire.

Les spectres de réflectivité expérimentaux, mesurés entre 1420 nm et 1620 nm, en fonction de l'angle β , sont donnés sur la figure 44.

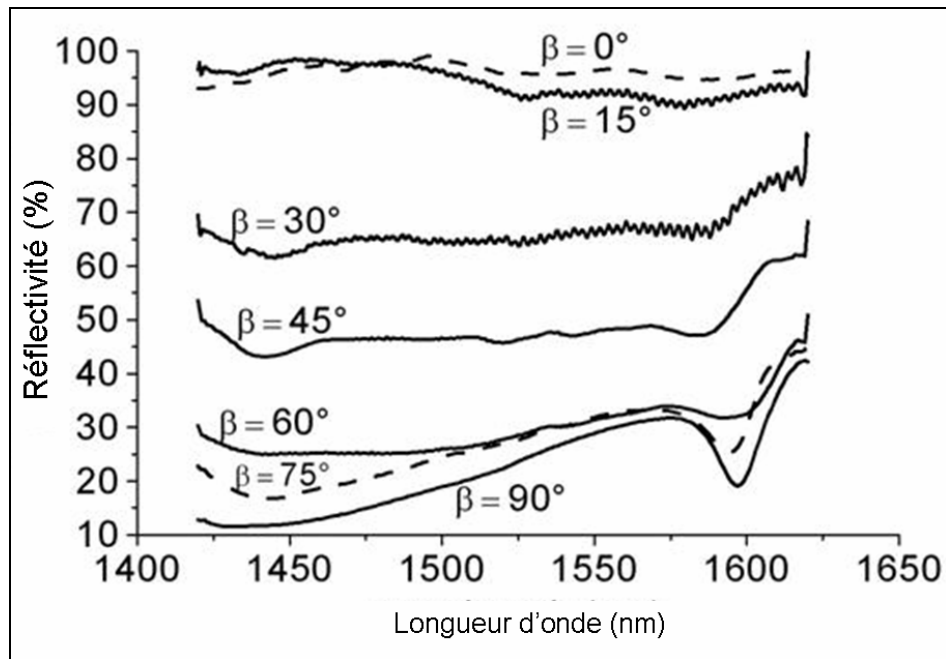


Figure 44: Réflectivité expérimentale du miroir à réseau carré de trous d'air elliptiques, en fonction de la polarisation de l'onde incidente.

Les résultats expérimentaux sont là aussi en bon accord avec la théorie. Pour la polarisation TE ($\beta=0^\circ$), le CP se comporte comme un réflecteur large-bande. Au fur et à mesure qu'on modifie l'angle de polarisation, la réflectivité chute progressivement, pour atteindre son minimum pour la polarisation TM ($\beta=90^\circ$), conformément aux simulations RCWA de la figure 41.

Le léger creux de réflectivité qui apparaît vers $1.6\mu\text{m}$ correspond à une résonance Fabry-Pérot de la cavité formée entre le CP et l'interface air-substrat. Au fur et à mesure qu'elle diminue avec β , la réflectivité du CP devient comparable à la celle de l'interface air-substrat ; le creux de réflectivité se prononce donc davantage, la transmission d'une cavité Fabry-Pérot étant optimale lorsque les réflectivités de ses miroirs sont égales.

En conclusion, on a pu montrer que les CP bidimensionnels permettent une ingénierie beaucoup plus fine que les CP 1D de la sensibilité à la polarisation. Le contrôle de la géométrie du cristal suivant deux directions de l'espace offre un degré de liberté supplémentaire, qui permet une grande latitude sur le positionnement spectral des modes de Bloch auxquels l'onde incidente se couple, en polarisation TE ou TM.

Conclusion du chapitre :

Dans ce chapitre, on a pu tout d'abord démontrer des réflecteurs 1D large bande exploitant un mode de Bloch lent en Γ à fort taux de pertes rayonnées. On a ensuite étendu le concept aux réflecteurs ultra-large-bandes, exploitant deux modes de Bloch de positions spectrales proches (comparativement aux facteurs de qualités des modes). Des démonstrateurs 1D et 2D ont été conçus, fabriqués, et caractérisés, les réseaux 2D permettant un contrôle accru de la sensibilité à la polarisation.

Les principaux avantages des réflecteurs membranaires à cristaux photoniques sont donc :

- Une forte compacité verticale
- Une efficacité importante pour des surfaces d'éclairement limitées (Réflectivité supérieure à 99.9% pour un faisceau incident de $10\mu\text{m}$)
- Une sensibilité maléable à la polarisation

Ces miroirs constituent donc des concurrents très sérieux aux miroirs de Bragg traditionnels.

Ces démonstrateurs constituent la première réalisation de miroirs à CP de forte efficacité et latéralement compacts, opérant pour des surfaces illuminées de l'ordre de $10\mu\text{m}$, donc compatibles avec l'optique intégrée.

Chapitre 2 - Le réflecteur membranaire à CP

Cependant, l'analyse critique du banc expérimental de caractérisation expérimental amène à penser que les mesures de réflectivité peuvent être erronées de plus ou moins 2% (rapport signal sur bruit du détecteur, dispersion chromatique du collimateur, méthode de normalisation, oscillations FP parasites dues aux résonances internes du substrat, ...). Cette incertitude reste beaucoup trop importante pour nous, car, pour de nombreuses applications, notamment la réalisation de VCSELs, il est nécessaire de réaliser des cavités Fabry-Pérot ultra-résonantes, et il faut pour cela disposer de miroirs dont la réflectivité est souvent bien supérieure à 99% [61]. L'objectif du prochain chapitre sera donc de démontrer expérimentalement l'utilité des miroirs à CP pour la réalisation de cavités ultra-résonantes.

Références

- [1]. R. Magnusson, Y. Ding, K. J. Lee, D. Shin, P. S. Priambodo, P. P. Young, and T. A. Maldonado, “Photonic devices enabled by waveguide-mode resonance effects in periodically modulated films,” *Proc. SPIE* **5225**, 20 (2003).
- [2]. Y. Ding and R. Magnusson, “Doubly-resonant single-layer bandpass optical filters,” *Opt. Lett.* **29**, 1135 (2004).
- [3]. Z. S. Liu and R. Magnusson, “Concept of multiorder multimode resonant optical filters,” *IEEE Photon. Techn. Lett.* **14**, 1091 (2002).
- [4]. R. F. Kazarinov and C. H. Henry, “Second-order distributed feedback lasers with mode selection provided by first-order radiation loss,” *IEEE J. Quantum Electronics* **QE-21**, 144 (1985).
- [5]. D. Rosenblatt, A. Sharon, and A. A. Friesem, “Resonant grating waveguide structures,” *IEEE J. Quant. Elect.* **33**, 2038 (1997).
- [6]. D. L. Brundrett, E. N. Glytsis, T. K. Gaylord, and J. M. Bendickson, “Effects of modulation strength in guided-mode resonant subwavelength gratings at normal incidence,” *J. Opt. Soc. Am. A* **17**, 1221 (2000).
- [7]. P. Vincent and M. Neviere, “Corrugated dielectric waveguides: A numerical study of the second-order stop bands,” *Appl. Phys.* **20**, 345 (1979).
- [8]. Y. Ding and R. Magnusson, “Use of non degenerate resonant leaky modes to fashion diverse optical spectra”, *Optics Express* **12**, 1885 (2004).
- [9]. Z. S. Liu, S. Tibuleac, D. Shin, P. P. Young, and R. Magnusson, “High-efficiency guided-mode resonance filter”, *Optics Letters* **23**, 1556 (1998).
- [10]. Y. Ding and R. Magnusson, “Resonant leaky-mode spectral-band engineering and device applications”, *Optics Express* **12**, 5661 (2004).

- [11]. D. L. Brundrett, E. N. Glytsis, and T. K. Gaylord, “Normal-incidence guided-mode resonant grating filters: design and experimental demonstration”, *Optics Letters* **23**, 700 (1998).
- [12]. A. David, H. Benisty, C. Weisbuch, “Fast factorization rule and plane-wave expansion method for two-dimensional photonic crystals with arbitrary hole-shape”, *Phys. Rev. B* **73**, 075107 (2006).
- [13]. R. Magnusson et T. K. Gaylord, « Equivalence of multiwave coupled-wave theory and modal theory for periodic-media diffraction », *Journal of the Optical Society of America* **68**, 1777 (1978).
- [14]. K.M. Ho, C.T. Chan, and C.M. Soukoulis, “Existence of a photonic gap in periodic dielectric structures”, *Phys. Rev. Lett.* **65**, 3152 (1990).
- [15]. D. Cassagne, C. Jouanin, and D. Bertho, “Hexagonal photonic-band-gap structures”, *Phys. Rev. B* **53**, 7134 (1996).
- [16]. Z.Y. Li, J. Wang, and B.Y. Gu, “Creation of partial band gaps in anisotropic photonic-band-gap structures”, *Phys. Rev. B* **58**, 3721 (1998).
- [17]. C. B. Burckhardt, “Diffraction of a plane wave at sinusoidally stratified dielectric grating”, *Journal of the Optical Society of America* **56**, 1502 (1966).
- [18]. I. C. Boten, M. S. Craig, R.C. McPhedran, J. L. Adams, J. R. Andrewartha, “The dielectric lamellar diffraction grating”, *Optica Acta* **81**, 413 (1981).
- [19]. MPB, logiciel développé par le MIT: ab-initio.mit.edu/mpb/
- [20]. M. G. Moharam et T. K. Gaylord, “Rigorous coupled-wave analysis of planar grating diffraction”, *Journal of the Optical Society of America* **71**, 811 (1981).
- [21]. M. G. Moharam et T. K. Gaylord, “Rigorous coupled-wave analysis of grating diffraction – E-mode polarization losses”, *Journal of the Optical Society of America* **73**, 451 (1983).
- [22]. M. G. Moharam et T. K. Gaylord, “Diffraction analysis of dielectric surface-relief gratings”, *Journal of the Optical Society of America* **72**, 1385 (1982).
- [23]. M. G. Moharam et T. K. Gaylord, “Three-dimensional vector coupled-wave analysis of planar-grating diffraction”, *Journal of the Optical Society of America* **73**, 1105 (1983).

- [24]. K. Rokushima et J. Yamakita, "Analysis of anisotropic dielectric gratings", *Journal of the Optical Society of America* **73**, 901 (1983).
- [25]. L. Li et C. W. Haggans, "Convergence of the coupled-wave method for metallic lamellar diffraction gratings", *Journal of the Optical Society of America A* **10**, 1184 (1993).
- [26]. N. Château et J. P. Hugonin, "Algorithm for the rigorous coupled-wave analysis of grating diffraction", *Journal of the Optical Society of America A* **11**, 1321 (1994).
- [27]. M. G. Moharam, E. B. Grann, D. A. Pommet et T. K. Gaylord, "Formulation for stable and efficient implementation of the rigorous coupled-wave analysis of binary gratings", *Journal of the Optical Society of America A* **12**, 1068 (1995).
- [28]. M. G. Moharam, E. B. Grann, D. A. Pommet et T. K. Gaylord, "Stable implementation of the rigorous coupled-wave analysis for surface-relief gratings: enhanced transmittance matrix approach", *Journal of the Optical Society of America A* **12**, 1077 (1995).
- [29]. P. Lalanne et G. M. Morris, "Highly improved convergence of the coupled-wave method for TM polarization", *J. Opt. Soc. Amer. A* **13**, 779 (1996).
- [30]. L. Li, "Use of Fourier series in the analysis of discontinuous periodic structures", *Journal of the Optical Society of America A* **13**, 1870 (1996).
- [31]. D. W. Prather, "Optical gratings can be analyzed with clicks", *IEEE Spectrum* **35**, 91 (1998).
- [32]. K. S. Yee, "Numerical solution of initial boundary value problems involving Maxwell's equations in isotropic media", *IEEE Transactions on Antennas and Propagation* **14**, 302 (1966).
- [33]. A. Taflové et S. C. Hagness, "Computational electrodynamics. The finite-difference time-domain method", *Artech House*, Norwood, ISBN **1580530761** (2000).
- [34]. G. Mur, "Absorbing boundary conditions for the finite-difference approximation of the time-domain electromagnetic field equations", *IEEE Transactions on Electromagnetic Compatibility* **23**, 377 (1981).
- [35]. J. P. Berenger, "A perfectly matched layer for the absorption of electromagnetic waves", *Journal of Computational Physics* **114**, 185 (1994).

- [36]. Fouquet Thierry , « Raffinement de maillage spatio-temporel pour les équations de Maxwell (time-space mesh refinement for Maxwell's equation) », Université de Paris 09, Paris, France, thèse soutenue en 2000.
- [37]. C.T. Chan, Q.L. Yu, and K.M. Ho, “Order- N spectral method for electromagnetic waves”, *Phys. Rev. B* **51**, 16 635 (1995).
- [38]. FullWAVE™, RSoft Design Group, Inc.,
http://www.rsoftdesign.com/products/component_design/FullWAVE/
- [39] C. Manolatou, M.J. Khan, S. Fan, P.R. Villeneuve, H.A. Haus, J.D. Joannopoulos, “Coupling of modes analysis of resonant channel add-drop filters”, *IEEE J. Quantum Electron.* **35**,1322 (1999).
- [40] H. A. Haus, and W. Huang, “Coupled-mode theory”, *Proceedings of the IEEE* **79**, 1505 (1991).
- [41] H. A. Haus, “Waves and Fields in Optoelectronics”, *Englewood Cliffs, NJ: Prentice-Hall* (1984).
- [42]. S. Fan, W. Suh, J. D. Joannopoulos, “Temporal coupled-mode theory for the Fano resonance in optical resonators”, *J. Opt. Soc. Am. A* **20**, 569 (2003).
- [43]. P. Yeh, “Optical waves in layered media”, *John Wiley & Sons*, New York (1988).
- [44]. L.C. Andreani and M. Agio, “Intrinsic diffraction losses in photonic crystal waveguides with line defects”, *Applied Physics Letters* **82**, 2011 (2003).
- [45]. H. Benisty, D. Labilloy, C. Weisbuch, C. J. M. Smith, T. F. Krauss, D. Cassagne, A. Béraud, and C. Jouanin, "Radiation losses of waveguide-based two-dimensional photonic crystals: Positive role of the substrate", *Appl. Phys. Lett.* **76**, 532 (2000).
- [46]. N. Kawai, K. Inoue, N. Carlsson, N. Ikeda, Y. Sugimoto, K. Asakawa, and T. Takemori, "Confined Band Gap in an Air-Bridge Type of Two-Dimensional AlGaAs Photonic Crystal", *Phys. Rev. Lett.* **86**, 2289 (2001).
- [47]. M. Patrini, M. Galli, F. Marabelli, M. Agio, L. C. Andreani, D. Peyrade, and Y. Chen, "Photonic Bands in Patterned Silicon-on-Insulator Waveguides", *IEEE J. Quantum Electron.* **38**, 885 (2002).

- [48]. K. Sakoda, "Symmetry, degeneracy, and uncoupled modes in two-dimensional photonic lattices", *Phys. Rev. B* **52**, 7982 (1995).
- [49]. T. Ochiai and K. Sakoda, "Dispersion relation and optical transmittance of a hexagonal photonic crystal slab", *Phys. Rev. B* **63**, 125107 (2001).
- [50]. K. Sakoda, "Optical Properties of Photonic Crystals", *Springer-Verlag*, Berlin (2001).
- [51]. S. Boutami, B. Benbakir, J.L. Leclercq, X. Letartre, P. Rojo-Romeo, M. Garrigues, C. Seassal, P. Viktorovitch, "Compact photonic devices based on 1D and 2D photonic crystal broadband reflectors", *Proceedings of SPIE* **6182** (2006).
- [52]. W. Suh, Z. Wang, and S. Fan, "Temporal coupled-mode theory and the presence of non-orthogonal modes in lossless multi-mode cavities", *IEEE J. Quantum Electron.* **40**, 1511 (2004).
- [53]. S. Boutami, B. Benbakir, X. Letartre, J.L. Leclercq, P. Regreny, and P. Viktorovitch, "Ultimate vertical Fabry-Perot cavity based on single-layer photonic crystal mirrors", *Optics express* **15**, 12443 (2007).
- [54]. S. Boutami, B. Benbakir, J.L. Leclercq, X. Letartre, P. Rojo-Romeo, M. Garrigues, P. Viktorovitch, I. Sagnes, L. Legratiet and M. Strassner, "Highly selective and compact tunable MOEMS photonic crystal Fabry-Perot filter", *Optics Express* **14**, 3129 (2006).
- [55]. S. Boutami, B. Benbakir, H. Hattori, X. Letartre, J.L. Leclercq, P. Rojo-Romeo, M. Garrigues, C. Seassal, and P. Viktorovitch, "Broadband and compact 2D photonic crystal reflectors with controllable polarization dependence", *IEEE Photonics Technology Letters* **18**, 835 (2006).
- [56]. M.Y. Chen and R.J. Yu, "Polarization properties of elliptical-hole rectangular lattice photonic crystal fibres", *J. Opt. A: Pure Appl. Opt.* **6**, 512 (2004).
- [57]. P.R. Chaudhuri, V. Paulose, C. Zhao, C. Lu, "Near-elliptic core polarization-maintaining photonic crystal fiber: modeling birefringence characteristics and realization", *IEEE Photonics Technology Letters* **16**, 1301 (2004).
- [58]. D. Mogilevtsev, J. Broeng, S. E. Barkou and A. Bjarklev, "Design of polarization-preserving photonic crystal fibres with elliptical pores", *J. Opt. A: Pure Appl. Opt.* **3**, S141 (2001).

[59]. Y.C. Liu and Y. Lai, “Optical birefringence and polarization dependent loss of square- and rectangular-lattice holey fibers with elliptical air holes: numerical analysis”, *Optics Express* **13**, 225 (2005).

[60]. S. Kim, U. C. Paek and K. Oh, “New defect design in index guiding holey fiber for uniform birefringence and negative flat dispersion over a wide spectral range”, *Optics Express* **13**, 6039 (2005).

[61]. G. M. Yang, M. H. MacDougal, V. Pudikov, and P. D. Dapkus, “Influence of Mirror Reflectivity on Laser Performance of Very-Low-Threshold Vertical-Cavity Surface-Emitting Lasers”, *IEEE Photonics Technology Letters* **7**, 1228 (1995).

-Chapitre 3-

Microcavités Fabry-Pérot verticales associant miroir à CP et miroir de Bragg

| | |
|--|-----|
| Introduction | 111 |
| I. Généralités sur les cavités Fabry-Pérot traditionnelles à miroirs de Bragg..... | 112 |
| I-A. Caractéristiques de la cavité | 113 |
| I-B. Caractéristiques des miroirs de Bragg | 120 |
| I-C. Accordabilité / MOEMS | 123 |
| II. Résonateur hybride passif : filtre accordable hautement selectif..... | 128 |
| II-A. Conception | 128 |
| II-B. Fabrication..... | 132 |
| II-C. Caractérisation..... | 142 |
| Conclusion | 144 |
| III. Résonateur hybride actif : Laser « PCM-VCSEL » | 145 |
| III-A. Contexte | 145 |
| III-B. Premier démonstrateur : PCM-VCSEL à miroir InP/air et boîtes quantiques | 147 |
| III-C. Deuxième démonstrateur: PCM-VCSEL à miroir de Bragg tout-solide et puits quantiques | 152 |
| Conclusion du chapitre..... | 159 |

Introduction

A ce stade, nous ne connaissons pas encore avec précision la réflectivité expérimentale des miroirs à CP. Nous avons donc cherché à réaliser des cavités Fabry-Pérot verticales associant un miroir à CP et un miroir de Bragg. Les miroirs de Bragg ayant déjà fait l'objet d'études théoriques et expérimentales poussées [1-4], au laboratoire notamment [5,6], leur réflectivité est à présent bien connue. La mesure du facteur de qualité de la résonance de la cavité (qui lui peut être mesuré avec une grande précision, de part la haute résolution spectrale du détecteur) nous permettra donc d'avoir une idée précise de la réflectivité expérimentale des miroirs à CP, et de la pertinence de leur intégration dans des microsystèmes optiques.

Dans ce chapitre, nous nous intéresserons à la conception, la fabrication, et la caractérisation de telles cavités Fabry-Pérot hybrides. Partant du savoir-faire de l'INL dans la réalisation de cavités Fabry-Pérot MOEMS III-V structurées verticalement [7,8], nous présenterons le développement, tant conceptuel que technologique, mis en œuvre spécifiquement dans le cadre de ce travail, pour l'intégration, dans ces cavités, de miroirs à cristaux photoniques structurés latéralement.

Le premier dispositif présenté est une cavité « froide » (i.e. sans milieu à gain), c'est-à-dire un filtre Fabry-Pérot passif, qui nous permettra de valider expérimentalement la haute réflectivité des miroirs à CP pour des tailles latérales limitées. Nous validerons de même, expérimentalement, l'accordabilité optique avec ce type de miroirs.

Le second dispositif auquel on s'intéressera est un dispositif actif de type VCSEL. Nous chercherons à déterminer si l'effet laser peut toujours être obtenu si on remplace un miroir de Bragg par un miroir à CP, auquel cas une nouvelle génération de VCSELs ultra-compacts et polarisés pourrait voir le jour. Mais avant cela, nous allons tout d'abord commencer par quelques généralités utiles sur les cavités Fabry-Pérot traditionnelles à miroirs de Bragg.

I. Généralités sur les cavités Fabry-Pérot traditionnelles à miroirs de Bragg

La cavité Fabry-Pérot traditionnelle est un cas particulier de cristal photonique 1D (vertical), dans lequel on introduit un défaut [9]. Le système n'est plus parfaitement périodique. Ce défaut peut consister par exemple en une couche dont l'épaisseur est plus importante que les autres.

On suppose que la lumière se propage dans la direction z (normale au plan des couches, cf figure 1).

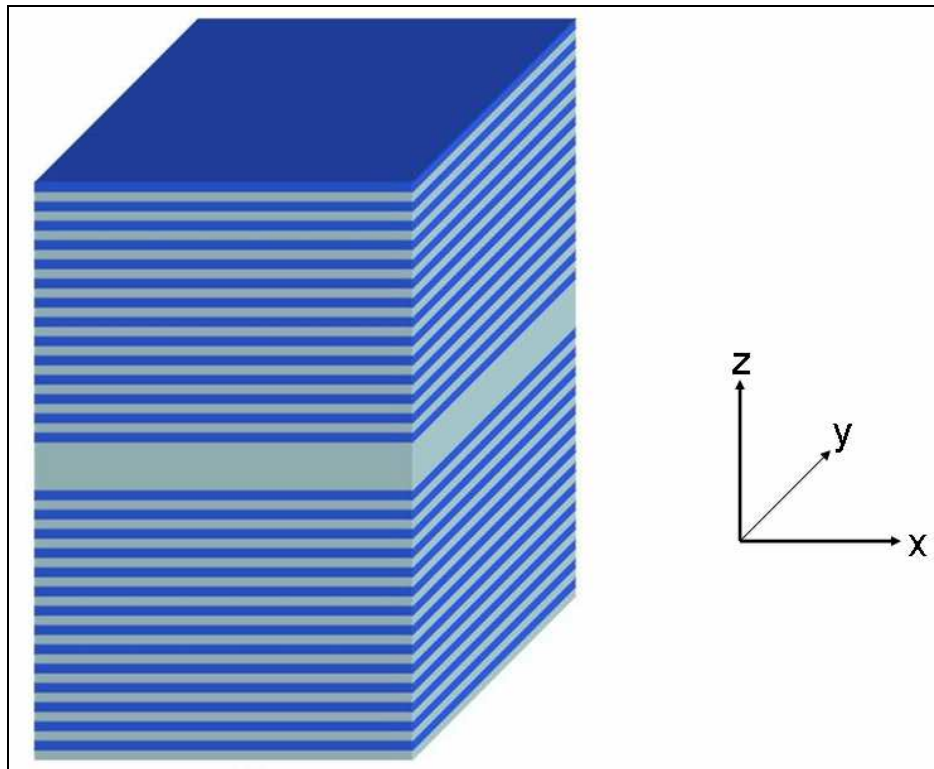


Figure 1: cavité Fabry-Pérot verticale réalisée à partir d'un cristal photonique 1D

Considérons un mode ω situé dans la bande interdite du cristal photonique sans défauts. Un tel mode est évanescent dans le cristal (de part et d'autre de la cavité), mais il peut exister au sein de la cavité, s'il respecte la condition d'interférences constructives [10] (voir plus loin).

Par ailleurs, si l'on désire que le mode résonnant de la cavité soit très attaché à cette dernière, et donc pénétre peu dans les miroirs (de Bragg), on a tout intérêt à dimensionner la cavité de sorte que la

fréquence du mode résonnant soit située juste au milieu de la bande interdite des miroirs de Bragg. Ce mode sera alors très évanescent dans les miroirs [1-3].

Les miroirs de Bragg ne doivent pas nécessairement être des cristaux photoniques identiques. Il suffit simplement que le mode résonnant appartienne au recouvrement des bandes interdites de chacun des deux miroirs de Bragg.

I-A. Caractéristiques de la cavité

En supposant que l'onde lumineuse se propage selon z , les interférences sont constructives dans une cavité Fabry-Pérot d'indice n , si le déphasage de l'onde pour un aller-retour dans la cavité est un multiple de 2π , c'est à dire si la longueur physique L de la cavité vérifie:

$$\frac{2\pi n}{\lambda_R} \cdot (2L) + \varphi_1 + \varphi_2 = p \cdot 2\pi \quad (1)$$

où :

φ_1 et φ_2 sont les déphasages liés à la réflexion sur chaque miroir, p est l'ordre du mode résonant de la cavité (p est un entier naturel), n l'indice de la cavité, λ_R la longueur d'onde de résonance du mode.

Pour les miroirs de Bragg, le déphasage à la réflexion est de π , et on trouve donc que la longueur optique de la cavité doit être multiple de $\lambda_R/2$. Lorsque cette condition est respectée, l'onde électromagnétique est stationnaire dans la cavité.

Cependant, plutôt que de raisonner en terme de longueur de cavité physique, il est souvent préférable de raisonner en longueur de cavité effective, cette dernière tenant compte du temps de séjour des photons dans les miroirs. La notion de longueur de cavité effective permet, comme nous le verrons plus loin, une meilleure appréhension des phénomènes de résonance et d'accordabilité dans les cavités Fabry-Pérot. La longueur de cavité effective peut être très supérieure à la longueur de cavité physique, notamment dans le cas de miroirs de Bragg à faible contraste d'indice qui présentent une forte longueur de pénétration.

Cette longueur de cavité effective L_{eff} peut être obtenue en différentiant la relation (1) :

$$-\frac{2\pi n}{\lambda_R^2} \cdot (2L) \cdot d\lambda_R + \frac{2\pi n}{\lambda_R} \cdot 2 \cdot dL + \frac{d\varphi_1}{d\lambda_R} \cdot d\lambda_R + \frac{d\varphi_2}{d\lambda_R} \cdot d\lambda_R = 0 \quad (2)$$

Soit :

$$d\lambda_R \left[\frac{L}{\lambda_R} - \frac{\lambda_R}{4\pi n} \left(\frac{d\varphi_1}{d\lambda_R} + \frac{d\varphi_2}{d\lambda_R} \right) \right] = dL$$

On a ainsi fait apparaître la longueur de cavité effective L_{eff} :

$$\frac{L_{\text{eff}}}{\lambda_R} = \frac{L}{\lambda_R} - \frac{\lambda_R}{4\pi n} \left(\frac{d\varphi_1}{d\lambda_R} + \frac{d\varphi_2}{d\lambda_R} \right)$$

soit :

$$L_{\text{eff}} = L - \frac{\lambda_R^2}{4\pi n} \left(\frac{d\varphi_1}{d\lambda_R} + \frac{d\varphi_2}{d\lambda_R} \right) \quad (3)$$

On met ainsi en évidence les longueurs de pénétration dans chacun des miroirs de Bragg :

$$L_{p1} = -\frac{\lambda_R^2}{4\pi n} \cdot \frac{d\varphi_1}{d\lambda_R} \quad (4)$$

$$L_{p2} = -\frac{\lambda_R^2}{4\pi n} \cdot \frac{d\varphi_2}{d\lambda_R}$$

On peut également exprimer les durées de vie τ_1 et τ_2 des photons dans chacun des miroirs, à partir des variations de phase à la réflexion autour de la longueur d'onde de résonance :

$$\tau_1 = 2L_{p1} \cdot \frac{n}{c} \quad \text{et} \quad \tau_2 = 2L_{p2} \cdot \frac{n}{c} \quad \text{soit :}$$

$$\tau_1 = -\frac{\lambda_R}{\omega_R} \cdot \frac{d\varphi_1}{d\lambda_R} \quad (5)$$

$$\tau_2 = -\frac{\lambda_R}{\omega_R} \cdot \frac{d\varphi_2}{d\lambda_R}$$

Dans le cas de miroirs de Bragg à faible longueur de pénétration (i.e. dans lesquels la durée de vie des photons est faible), c'est à dire les miroirs de Bragg à fort contraste d'indice, la variation de phase à la réflexion en fonction de la longueur d'onde est faible autour de la résonance d'après (4) et (5), et on retrouve d'après (3) : $L_{\text{eff}} \cong L$.

Pour les miroirs de Bragg à forte longueur de pénétration (où la durée de vie des photons est importante), la variation de phase en fonction de la longueur d'onde est importante autour de la résonance, et on peut alors avoir $L_{eff} \gg L$.ⁱ

A présent, nous allons décrire le processus de résonance qui s'opère dans les cavités Fabry-Pérot, lorsque la condition d'interférences constructives (1) est vérifiée.

Supposons que l'on sonde le résonateur par un faisceau incident situé au-dessus de la cavité. On note R_1 et R_2 la réflectivité des miroirs supérieur et inférieur.

La majorité des photons sont réfléchis au miroir supérieur. Seule une faible part de photons franchissent le premier miroir, avec un taux $1-R_1$ par unité de temps. Le champ va alors, en l'absence de toute forme de pertes autres que verticales dans la cavité, s'amplifier dans la cavité.

Le régime stationnaire est atteint lorsque les pertes de la cavité mènent à la condition $R+T=1$ (où R est la réflexion de la cavité, T sa transmission, et 1 est la puissance incidente normalisée ; le bilan énergétique est équilibré). Les pertes de la cavité à travers le miroir supérieur interfèrent destructivement avec l'onde incidente directement réfléchiée par le premier miroir. Si les deux miroirs de la cavité ont des réflectivités égales, alors l'onde fuyant par le miroir supérieur aura la même amplitude que l'onde incidente directement réfléchiée sur le miroir supérieur, et pourra donc parfaitement la compenser par interférences destructives, ce qui mènera dans ce cas à une réflectivité globale de la cavité nulle, et à une transmission de 100%. Si les miroirs sont déséquilibrés, alors la compensation ne pourra pas se faire, et on aura une valeur de R non nulle (avec toujours $R+T=1$). [11]

En régime stationnaire, la transmission du Fabry-Pérot autour de la longueur d'onde de résonance λ_R , est donnée par [12]:

$$T = T_{\max} \frac{1}{1 + \frac{4\sqrt{R_1 R_2}}{(1 - \sqrt{R_1 R_2})^2} \sin^2 \delta} \quad (6)$$

où δ est le déphasage dans la cavité à la longueur d'onde λ considérée :

ⁱ Comme nous le verrons plus loin, ce raisonnement sur la variation de la phase à la réflexion reste valable pour les miroirs à CP. Dans ce cas, bien sûr, on ne parlera pas de longueur de pénétration, mais on pourra toujours considérer la correspondance entre la variation de phase à la réflexion autour de la longueur d'onde de résonance et la durée de vie des photons dans le miroir à CP.

$$\delta = \frac{4\pi L_{eff}}{\lambda_R} \quad (7)$$

Un exemple de spectre de transmission d'un Fabry-Pérot est donné figure 2.

Si l'on est parfaitement à la résonance, i.e. $\lambda = \lambda_R$, la transmission est maximale, et vaut:

$$T_{\max} = \frac{(1 - R_1)(1 - R_2)}{(1 - \sqrt{R_1 R_2})^2} \quad (8)$$

(On retrouve que la transmission vaut 100%, en négligeant toutes sources de pertes autres que verticales, si et seulement si les réflectivités des deux miroirs sont égales).

Ce type de structure Fabry-Pérot peut servir de filtre optique, qui va transmettre le maximum de lumière à la longueur d'onde souhaitée.

Les principaux paramètres liés à la fonction de filtrage sont les suivants :

Sélectivité / facteur de Qualité :

La sélectivité est donnée par la largeur $\Delta\lambda$ du pic de transmission (ou de réflexion) de la cavité à mi-hauteur (ou à -3dB en échelle logarithmique) (figure 2).

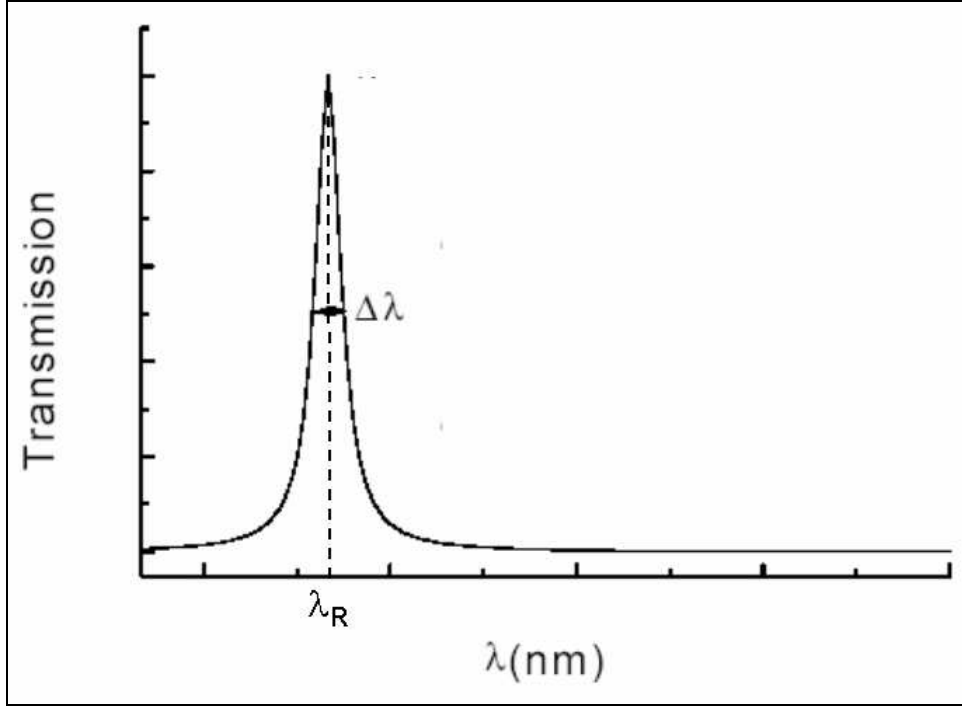


Figure 2: sélectivité $\Delta\lambda$ d'un filtre Fabry-Pérot

La largeur spectrale $\Delta\lambda$ doit être suffisamment faible ($<1\text{nm}$) pour permettre une sélection précise des canaux à filtrer, dans le domaine des filtres passifs pour les télécommunications.

Elle doit également être faible ($<1\text{nm}$) dans le cas des VCSELs. En effet, une faible sélectivité dans le domaine fréquentiel, correspond dans le domaine temporel à une grande durée de vie des photons dans la cavité, et donc une forte interaction rayonnement-matière susceptible de conduire à l'effet laser.

Cette largeur $\Delta\lambda$ est donnée par [12] :

$$\Delta\lambda = \frac{(1 - \sqrt{R_1 R_2}) \lambda_R^2}{2\pi L_{\text{eff}} (R_1 R_2)^{1/4}} \quad (9)$$

Le facteur de qualité, inversement proportionnel à cette largeur spectrale, et associé à la durée de vie des photons dans la cavité, est donné par :

$$Q = \frac{\lambda_R}{\Delta\lambda} = \frac{2\pi L_{\text{eff}} (R_1 R_2)^{\frac{1}{4}}}{(1 - \sqrt{R_1 R_2}) \lambda_R} = \omega_R \cdot \tau \quad (10)$$

, où τ est la durée de vie des photons dans le résonateur

Le facteur de qualité est donc d'autant plus grand que la longueur effective de la cavité et la réflectivité des miroirs sont grandes.

L'intervalle spectral libre

C'est l'intervalle qui sépare deux modes d'ordres consécutifs de la cavité (Figure 3). Il est d'autant plus faible que la cavité est grande.

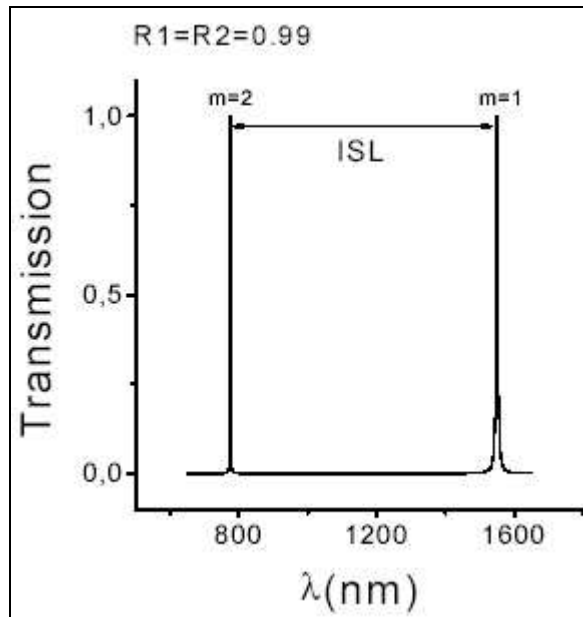


Figure 3: Intervalle Spectral Libre d'une cavité Fabry-Pérot de longueur $L=\lambda/2=0.775\mu\text{m}$, pour des réflectivités de miroirs de 99%

$$ISL = \frac{\lambda_R^2}{2L_{eff}} \quad (11)$$

Si l'on cherche à concevoir un dispositif accordable (i.e. dont on peut modifier la longueur d'onde de résonance-on y reviendra par la suite), on a tout intérêt à avoir un ISL large. En effet, d'une part l'ISL constitue la limite supérieure de la gamme d'accordabilité. D'autre part, un large ISL (c'est à dire une faible longueur effective de cavité) permet une meilleure efficacité d'accordabilité mécano-optique (rapport de la variation de la longueur d'onde de résonance à la variation de la longueur effective de cavité – nous y reviendrons), réduisant ainsi la tension de fonctionnement du dispositif.

De plus, pour les VCSELs, un large ISL favorise une meilleure interaction rayonnement-matière au niveau du milieu à gain ; en effet, la longueur effective de cavité étant faible pour un large ISL, la

densité électromagnétique au niveau des puits (ou des boîtes) quantiques est plus importante, ce qui favorisera l'émission stimulée.

Finesse :

En définitive, on se rend compte qu'un fort facteur de qualité n'est pas un gage de performance en soi. Le fort facteur de qualité doit être associé à une faible longueur effective de cavité. Ce n'est pas tant la durée de vie des photons dans la cavité qui importe, mais plutôt le nombre d'allers-retours que vont effectuer ces photons dans la cavité.

Le paramètre qui représente ce nombre d'allers-retours est appelé finesse de la cavité, définie comme le rapport de l'I.S.L à la sélectivité:

$$F = \frac{ISL}{\Delta\lambda} = \frac{\pi(R_1 R_2)^{1/4}}{(1 - \sqrt{R_1 R_2})} \quad (12)$$

Conclusion :

Les micro-cavités verticales de taille micrométrique sont très attrayantes, puisqu'elles sont compactes, qu'elles présentent une grande efficacité d'accordabilité mécano-optique (voir plus loin), et qu'elles permettent pour des applications de type VCSELs de maximiser la densité électromagnétique au niveau du matériau à gain placé dans la cavité. Pour maximiser le facteur de finesse de ces cavités, il est nécessaire de choisir des miroirs de très haute réflectivité. La figure 4 représente, à titre d'illustration, la sélectivité que l'on peut attendre d'une microcavité demi-onde en fonction de la réflectivité de ses miroirs, supposés parfaits (sans pénétration de champ) et sans déphasage à la réflexion ($L = \frac{\lambda}{2} = 0.775\mu m$, longueur correspondant à un ordre de résonance $p=1$).

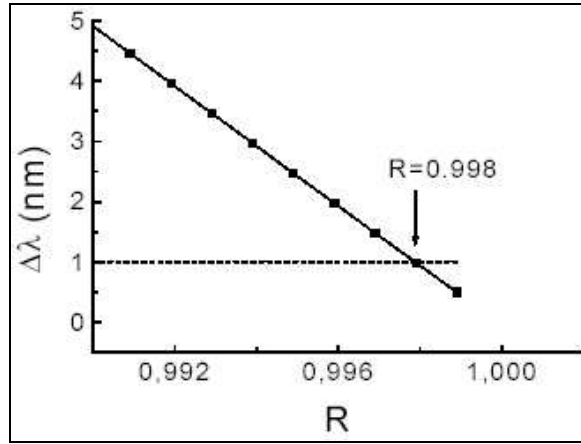


Figure 4: sélectivité $\Delta\lambda$ d'un filtre Fabry-Pérot en fonction de la réflectivité R des miroirs, pour une cavité de longueur $L=\lambda/2=0.775\mu m$

Si l'on recherche une sélectivité inférieure à 1nm, la réflectivité des miroirs doit alors être supérieure à 99.8% d'après cette courbe.

I-B. Caractéristiques des miroirs de Bragg

Comme on l'a dit précédemment, un miroir de Bragg est un cristal photonique 1D, constitué d'alternances de deux couches de matériaux de constantes diélectriques différentes, donc d'indices optiques différents. On note n_h l'indice optique le plus élevé, et n_b l'indice optique le plus faible.

Pour une ouverture optimale du gap du cristal photonique, les couches doivent avoir pour épaisseurs respectives $(2k+1) \cdot \frac{\lambda}{4n_h}$ et $(2l+1) \cdot \frac{\lambda}{4n_b}$ (k, l entiers naturels), d'où leur appellation de couches quart d'onde [1-3,9].

En supposant les pertes par absorption nulles dans les miroirs, la réflectivité peut alors s'exprimer ainsi [12] :

$$R = \left(\frac{1 - \frac{n_s}{n_e} \left(\frac{n_b}{n_h} \right)^{2N}}{1 + \frac{n_s}{n_e} \left(\frac{n_b}{n_h} \right)^{2N}} \right)^2 \quad (13)$$

où n_e et n_s représentent les indices respectifs du milieu d'entrée et de sortie, et N le nombre de périodes.

On peut observer que la réflectivité d'un miroir de Bragg est d'autant plus grande que le nombre de périodes, et le contraste d'indice sont plus importants. Pour des contrastes d'indice faibles, un grand nombre de couches doivent être empilées pour obtenir une bonne réflectivité (la longueur de pénétration de l'onde incidente dans le miroir étant importante), tandis qu'un fort contraste d'indice autorise un faible nombre d'alternances. Ce phénomène s'observe clairement dans le tableau suivant :

| Matériaux | Indices | $n_h - n_b$ | Nombre d'alternances | Réflectivité maximale(%) |
|---------------------|-----------|-------------|----------------------|--------------------------|
| InGaAsP/InP | 3.4/3.17 | 0.23 | 20 | 78.4 |
| InGaAlAs/InP | 3.43/3.17 | 0.26 | 20 | 84.3 |
| InGaAs/InP | 3.58/3.17 | 0.41 | 20 | 93.2 |
| GaAs/AlAs | 3.37/2.9 | 0.47 | 20 | 99 |
| Si/SiO ₂ | 3.6/1.46 | 2.14 | 3.5 | 99.3 |
| InP/air | 3.17/1 | 2.17 | 3.5 | 99.9 |

Tableau 1: Exemples de réflectivités maximales de miroirs de Bragg pour certains écarts d'indices de matériaux et certains nombres d'alternances[12,13]

La zone spectrale de réflectivité maximale des miroirs de Bragg concerne en réalité un plateau autour de la longueur d'onde λ , dit plateau de Bragg (ou stop-band en anglais). La figure 5 présente un exemple de spectre de réflectivité d'un miroir de Bragg.

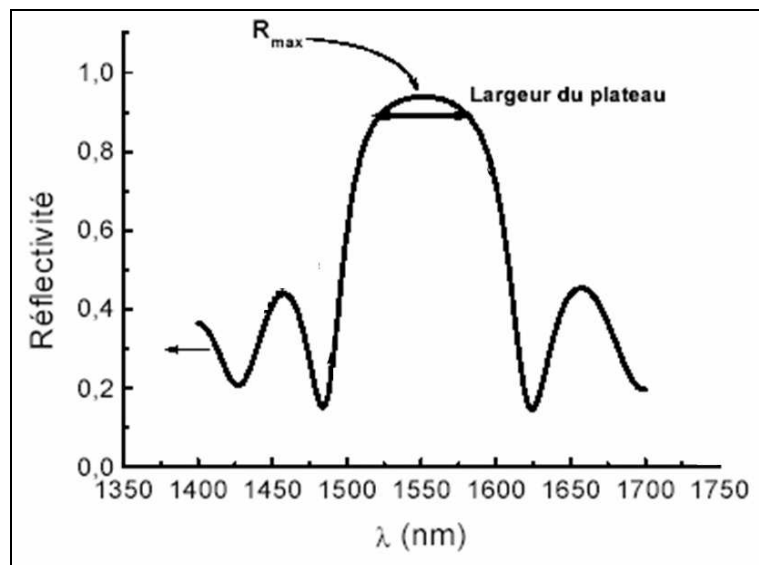


Figure 5: Exemple de caractéristique de réflectivité d'un miroir de Bragg

La largeur spectrale du plateau dépend là encore du contraste d'indices des matériaux. Elle est donnée par la formule suivante, pour des lames quart-d'ondes [14]:

$$\Delta\lambda_{SB} = \frac{4}{\pi} \lambda \cdot \arcsin\left(\frac{n_h - n_b}{n_h + n_b}\right) \quad (14)$$

On voit donc que plus le contraste d'indices entre les deux matériaux est important, plus le plateau est large (et plus l'efficacité de réflexion maximale est importante).

Mais la largeur du plateau dépend aussi du choix des épaisseurs des couches.

On a vu que l'épaisseur des couches dans un miroir de Bragg est de la forme $(2m+1)\frac{\lambda}{4n}$, où m est un entier, qui est choisi par défaut nul. Si à présent m est non nul, on s'aperçoit que de nouveaux minima apparaissent dans la courbe de réflectivité, et leur nombre est d'autant plus grand que m est grand, et donc que les lames sont épaisses. Il en résulte que le plateau du miroir est réduit. C'est ce qu'on peut voir sur la figure 6, où sont comparées les courbes de réflectivité d'un miroir a (2.5 alternances de couches $\frac{\lambda}{4} \text{InP} / \frac{\lambda}{4} \text{air}$, avec $\lambda = 1.55\mu\text{m}$) et d'un miroir b (2.5 alternances de couches $7\frac{\lambda}{4} \text{InP} / \frac{\lambda}{4} \text{air}$).

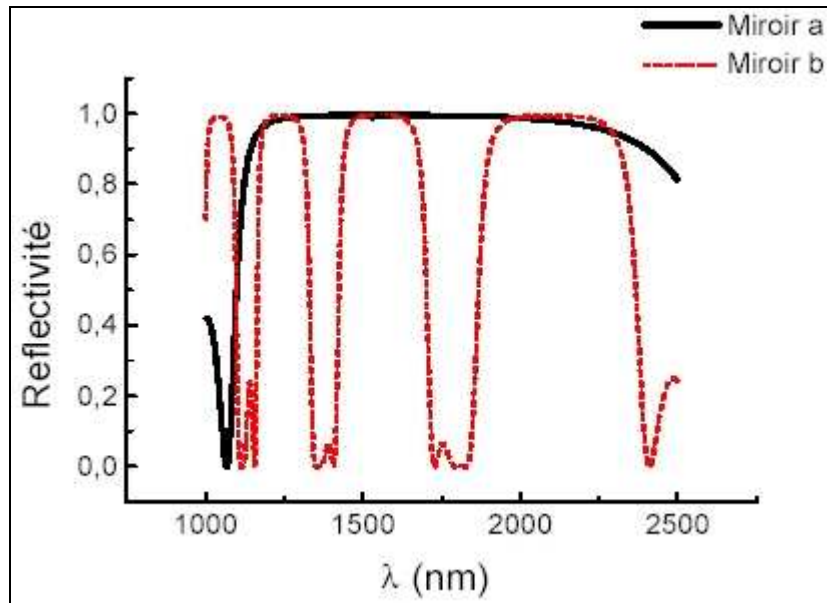


Figure 6: caractéristiques de réflectivité d'un miroir a (2.5 alternances de couches $\lambda/4 \text{ InP} / \lambda/4 \text{ air}$, avec $\lambda = 1.55\mu\text{m}$) et d'un miroir b (2.5 alternances de couches $7\lambda/4 \text{ InP} / \lambda/4 \text{ air}$)

Les caractéristiques et les performances d'un miroir de Bragg sont donc définies par le contraste d'indices, le nombre de périodes, et l'épaisseur des lames quart d'onde.

I-C. Accordabilité / MOEMS

Introduction aux MOEMS

Un MOEMS est, comme nous l'avons mentionné dans l'introduction générale, un micro-système opto-électro-mécanique. Le principe d'un MOEMS est assez générique, et repose sur l'interaction de fonctions optiques, électriques, et mécaniques [8,15]. Les MOEMS existant à ce jour mettent en oeuvre des schémas d'interaction très divers entre ces trois fonctions. Cependant, le point commun à tous ces dispositifs, est que leur conception est basée sur des technologies dites « libres » ou « suspendues », pour permettre des fonctionnalités mécaniques.

Dans le cadre de ce travail, les MOEMS sur lesquels nous nous sommes focalisés sont des cavités Fabry-Pérot micro-usinées InP/air dont la fonction principale, optique, est contrôlée par une déformation mécanique, elle-même contrôlée par un signal électrique.

Le signal électrique permet, par actuation électrostatique, de rapprocher ou éloigner les miroirs adjacents à la cavité Fabry-Pérot, ce qui modifie la longueur de la cavité, et permet ainsi un contrôle de la longueur d'onde de résonance du mode.

Nous utilisons pour cela des hétérostructures III-V InP/InGaAs, les couches d'InGaAs étant des couches sacrificielles, permettant d'obtenir au final des structures Fabry-Pérot constituées de lames d'InP suspendues dans l'air.

Accordabilité électromécanique

L'attraction électrostatique est obtenue au moyen d'une diode PIN (Figure 7). Lors de la croissance de la structure par épitaxie, une des deux lames adjacentes à la cavité est dopée type P, l'autre type N, la couche sacrificielle (qui constituera la cavité) n'étant pas dopée (I).

On applique une polarisation inverse aux bornes de cette jonction, générant un champ électrostatique entre les couches P et N qui s'attirent alors l'une vers l'autre [16-21].

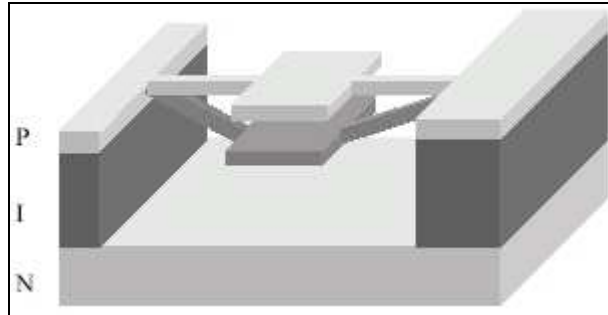


Figure 7: diode PIN simple pour permettre l'attraction électrostatique et donc l'accordabilité

Notons que des schémas plus complexes, basés sur deux (voire plus) diodes PIN en série, peuvent être envisagés, si l'on cherche à éloigner, plutôt qu'à rapprocher, les lames adjacentes à la cavité d'intérêt.

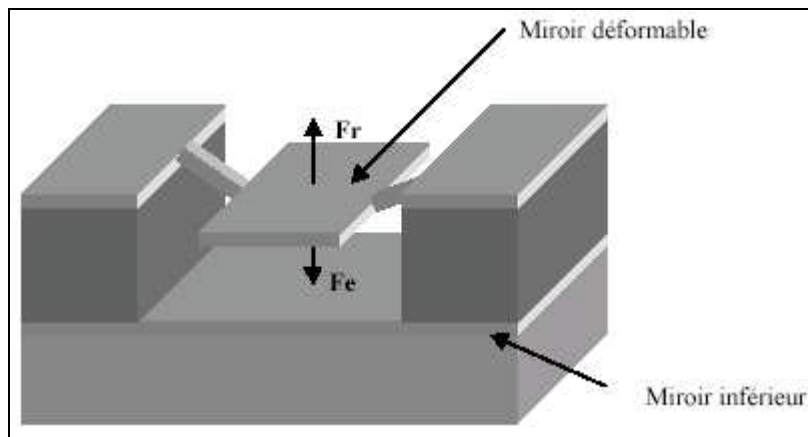


Figure 8: Principe de l'accordabilité électromécanique d'une cavité

Revenons au cas initial. La lame supérieure est maintenue par des bras, qui exercent une force de rappel mécanique F_r , opposée à la force électrostatique appliquée F_e (Figure 8).

Nous négligerons le poids de la membrane (environ 10^{-12} kg), ainsi que sa déformation, en supposant que cette dernière est uniquement encaissée par les bras. Soit e l'épaisseur de la cavité au repos, et Δe le déplacement de la plaque lors de l'actuation (Figure 9).

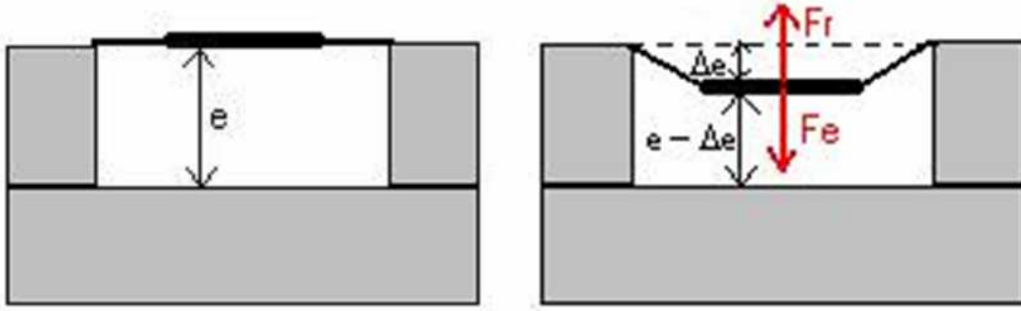


Figure 9: représentation schématique des forces appliquées à la lame lors de l'actuation

Le bilan des forces appliquées sur la plaque est donné par :

$$F_{\text{totale}} = F_e - F_r = F(\Delta e) - F_r = \frac{\epsilon_0 \cdot S \cdot U^2}{2(e - \Delta e)^2} - k \cdot \Delta e \quad (15)$$

ϵ_0 : permittivité du vide

S : surface de la plate-forme

U : tension appliquée

k : raideur mécanique du système de suspension, les bras étant assimilés à des ressorts

A l'équilibre, on a $F_{\text{totale}} = 0$, soit :

$$\Delta e = \frac{\epsilon_0 \cdot S \cdot U^2}{2k(e - \Delta e)^2} \quad (16)$$

On observe que la valeur de F_e change lorsque Δe varie. On a ce qu'on appelle un phénomène de couplage électrostatique.

Les solutions d'actuation stables sont celles pour lesquelles l'inéquation $\frac{\partial F}{\partial (\Delta e)} < 0$ est vérifiée, soit :

$$\frac{\epsilon_0 \cdot S \cdot U^2}{(e - \Delta e)^3} - k < 0 \quad (17)$$

Cette condition correspond à la situation où une faible augmentation de Δe conduit à une diminution de la force F_{totale} appliquée sur la membrane.

A partir des relations (16) et (17), on déduit :

$$\boxed{\Delta e < \frac{e}{3}} \quad (18)$$

Ce qui signifie que la valeur maximale autorisée du déplacement (ou flèche) de la plaque suspendue est égale au tiers de l'épaisseur du gap d'air. Si cette valeur est dépassée, on obtient un collage électrostatique irréversible des deux miroirs [22-25].

Il faut noter cependant, qu'en pratique, on limite davantage le déplacement des membranes, pour réduire leur courbure, qui pourrait induire des pertes optiques latérales importantes, dégradant le facteur de qualité [26,27].

Le rapport $\boxed{\frac{\Delta e}{\Delta U}}$ est appelé efficacité d'accordabilité électro-mécanique.

Il est important d'optimiser l'efficacité d'accordabilité électro-mécanique, afin de réduire la tension de fonctionnement du dispositif.

L'efficacité d'accordabilité électro-mécanique $\boxed{\frac{\Delta e}{\Delta U}}$ est optimale lorsque :

- La longueur physique e de la cavité, i.e. la distance entre les miroirs, est faible
- La raideur des lames k est faible, c'est à dire :
 - l'épaisseur des lames est faible
 - la longueur des bras importante

Cependant, il faut garder à l'esprit que des lames de faible épaisseur, et donc de faible raideur, sont beaucoup plus sensibles à d'éventuelles contraintes en compression induites par une forte concentration de dopants lors de l'épitaxie. Elles pourraient alors présenter d'importantes déformations après retrait des couches sacrificielles, induisant un risque élevé de collage ou de pertes optiques latérales.

Accordabilité mécano-optique

La question qui vient ensuite à l'esprit est de savoir dans quelle mesure, lorsqu'on fait varier par voie électrostatique la longueur de la cavité physique e , on modifie la longueur d'onde de résonance optique λ_R .

Notons L_{eff} la longueur effective de la cavité. L'équation différentielle (2) nous donne :

$$\frac{\Delta \lambda_R}{\lambda_R} = \frac{\Delta e}{L_{eff}} \quad (19)$$

On en déduit alors l'efficacité d'accordabilité mécano-optique :

$$\boxed{\frac{\Delta \lambda_R}{\Delta e} = \frac{\lambda_R}{L_{eff}}} \quad (20)$$

Cette efficacité d'accordabilité mécano-optique est donc d'autant meilleure que la longueur effective de la cavité est faible.

Il est important d'optimiser l'efficacité mécano-optique, de sorte à bénéficier d'une large gamme d'accordabilité tout en limitant le déplacement des membranes. On réduit ainsi la tension de fonctionnement du dispositif, tout en limitant le risque de collage et de pertes optiques latérales.

L'efficacité d'accordabilité mécano-optique est optimale lorsque la longueur effective de la cavité est faible, c'est à dire lorsque :

- La longueur physique e de la cavité est faible
- On utilise des miroirs de Bragg à fort contraste d'indice
- Et de plus, l'épaisseur des lames des miroirs de Bragg est suffisamment faible pour avoir un large plateau de réflectivité, permettant une large accordabilité sans dégradation du facteur de qualité

Conclusion : Dans cette partie, nous avons identifié les principales règles de conception permettant d'optimiser les performances de résonance (finesse, notamment) et d'accordabilité des résonateurs MOEMS Fabry-Pérot. Il faut cependant savoir que les paramètres de conception finaux résultent souvent d'un compromis dicté également par d'autres contraintes, propres à chaque application: contraintes d'épitaxie, de résistance mécanique, ou de résistance thermique (pour les dispositifs actifs), par exemple.

II. Résonateur hybride passif : filtre accordable hautement selectif [28]

II-A. Conception

Le résonateur hybride passif auquel on s'est intéressé consiste en une cavité Fabry-Pérot verticale, où le miroir inférieur est un miroir de Bragg InP/air ($3\lambda/4$ InP- $\lambda/4$ air) de trois alternances, et le miroir supérieur est le miroir 1D ultra large bande présenté au chapitre II ($\lambda = 1.55\mu m$). La figure 10 représente le dispositif CPMOEMS (Cristal Photonique - MOEMS) en question, comparé à une cavité Fabry-Pérot traditionnelle. Les deux représentations sont à l'échelle, et on tâchera de montrer que le dispositif CPMOEMS permet d'obtenir le même facteur de qualité que le dispositif MOEMS de la figure 10, mais avec une bien meilleure compacité verticale, et, en outre, un contrôle de la polarisation.

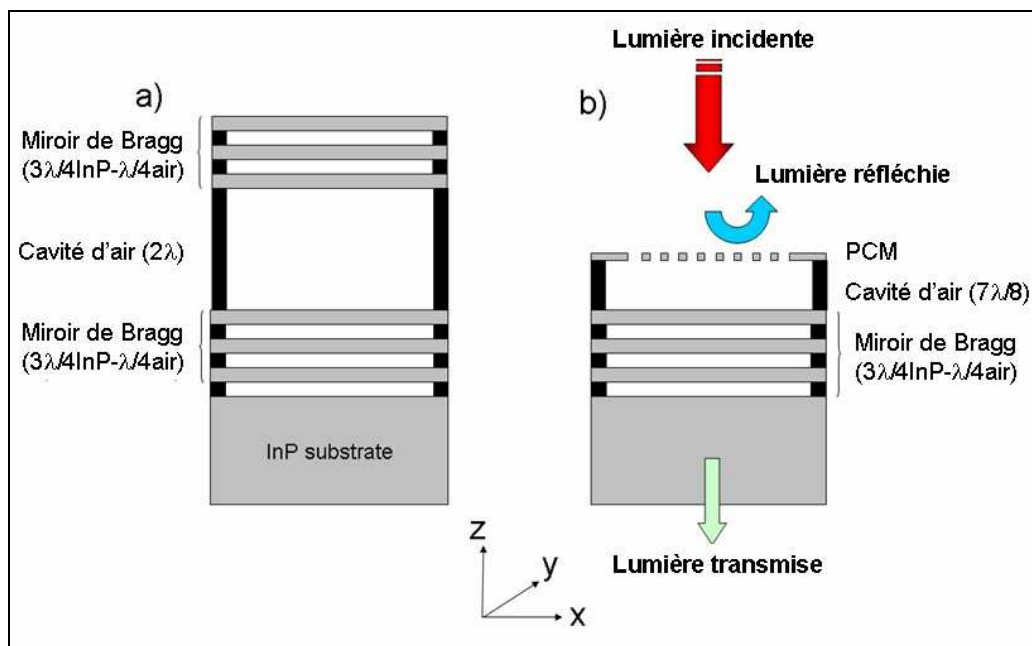


Figure 10 : (a) schéma d'une cavité FP d'air 2λ à miroirs de Bragg InP/air 3alternances ($3\lambda/4$ InP- $\lambda/4$ air)(b) schéma d'une cavité FP d'air $7\lambda/8$ à miroir de Bragg InP/air 3 alternances ($3\lambda/4$ InP- $\lambda/4$ air) et miroir à CP 1D

ULB

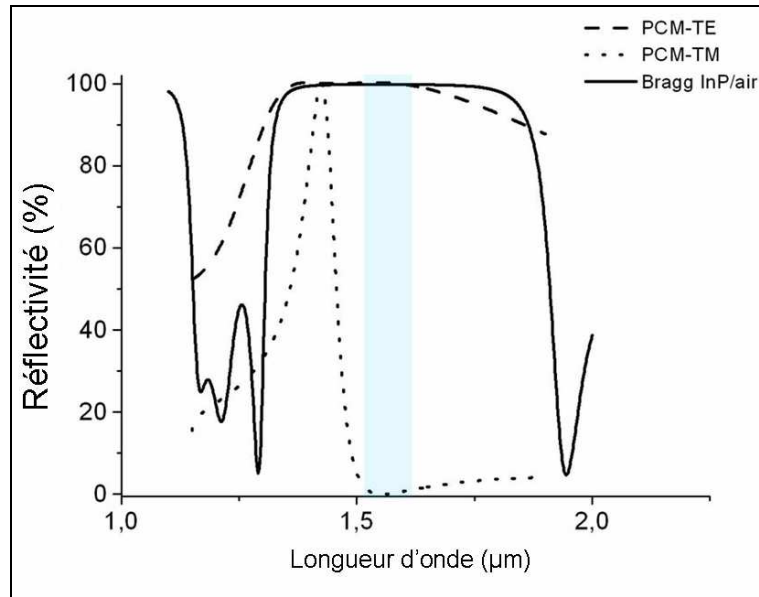


Figure 11 : Réflectivité RCWA du miroir de Bragg InP/air inférieur et du miroir à CP supérieur pour les polarisations TE et TM. La zone bleue correspond à une zone de forte résonance FP en TE, et d'absence de résonance FP en TM.

On a superposé sur la figure 11 les spectres RCWA de réflectivité du miroir à CP supérieur (pour les polarisations TE et TM) et du miroir de Bragg inférieur. La réflectivité maximale du miroir de Bragg inférieur est de 99.07 %. La zone spectrale d'intérêt, représentée en bleue, correspond au recouvrement des plateaux de réflectivité des deux miroirs en TE, et à l'absence de résonance en TM (le CP étant transmetteur). On peut ainsi concevoir un filtre très sélectif, et hautement sensible à la polarisation.

Le choix de lames d'InP d'épaisseurs $\lambda/4$ pour le miroir de Bragg aurait permis un plateau de réflectivité plus large. Cependant, pour notre application, la largeur du plateau du Bragg est suffisante, compte-tenu de celle du miroir à CP (en polarisation TE). Une épaisseur optique de $3\lambda/4$ assure en outre une bonne tenue mécanique aux lames, permettant ainsi d'éviter une déformation du miroir de Bragg qui nuirait à son intégrité ou à son efficacité.

L'épaisseur de la cavité doit, quant à elle, être choisie de sorte à assurer la condition d'interférences constructives dans la cavité. Pour établir cette condition, il est nécessaire de connaître les déphasages à la réflexion sur chaque miroir (figure 12).

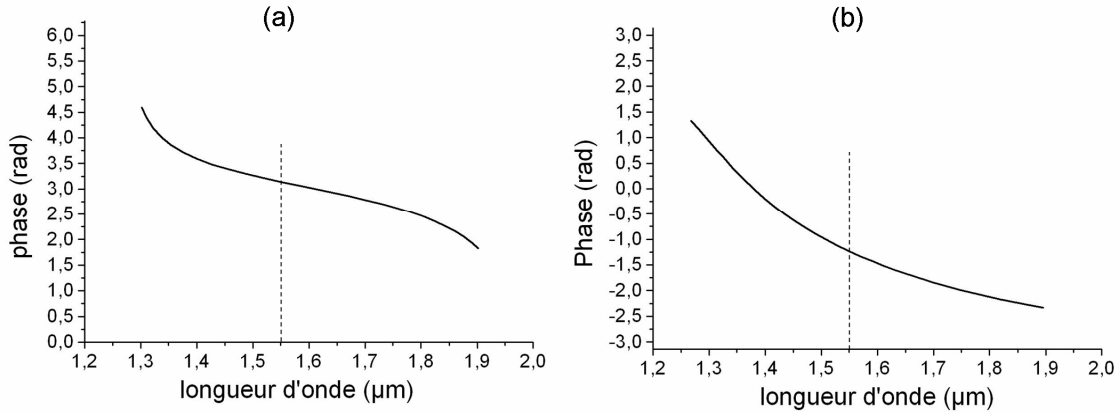


Figure 12 : Déphasage à la réflexion sur (a) le miroir de Bragg inférieur InP/air ; (b) le miroir à CP supérieur.

Pour le miroir de Bragg, le déphasage est de π à la longueur d'onde λ ($\lambda = 1.55 \mu m$). Pour le miroir à CP, le déphasage est de $-\frac{\pi}{2}$ à la longueur d'onde λ . L'épaisseur optique de la cavité du CPMOEMS doit donc être de $3\frac{\lambda}{8}$, ou $7\frac{\lambda}{8}$, pour assurer la condition d'interférences constructives (épaisseurs correspondant aux ordres $p=1$ et $p=2$). Afin d'éviter tout couplage évanescent entre les lames du miroir de Bragg et le CP, qui pourrait nuire au facteur de qualité de la structure, nous avons opté pour une épaisseur de $7\lambda/8$.

On peut remarquer que la pente de la phase associée au miroir à CP est plus importante (en valeur absolue) que celle associée au miroir de Bragg. Le miroir à CP conçu est donc moins avantageux que le miroir de Bragg en terme d'efficacité d'accordabilité mécano-optique, car la variation de phase à la réflexion s'oppose, davantage que pour le miroir de Bragg, au déphasage induit par la modification du chemin optique dans la cavité lors de l'actuation.

On peut expliquer cela d'une manière équivalente, en disant que, la variation de phase autour de la longueur d'onde de résonance étant proportionnelle en valeur absolue à la durée de vie des photons dans le miroir, il s'en suit que le temps de séjour des photons est plus important dans le miroir à CP que dans le miroir de Bragg InP/air. La longueur effective de la cavité est donc plus importante lorsqu'on utilise le miroir à CP. Cela résulte en une moins bonne efficacité d'accordabilité mécano-

optique (on rappelle $\frac{\Delta\lambda_R}{\Delta e} = \frac{\lambda_R}{L_{eff}}$). A l'extrême, si la durée de vie des photons dans le CP était

infinie, on ne pourrait plus du tout accorder la résonance. La part de champ se trouvant dans la cavité physique tendrait vers 0. Cela se retrouverait alors sur la variation (pente) de la phase à la réflexion du CP, qui serait infinie ; la longueur d'onde de résonance de la cavité serait alors parfaitement fixée, à la longueur d'onde de résonance du mode de Bloch du CP.

Des simulations FDTD-3D, réalisées pour chacune des structures de la figure 10 (filtre MOEMS et filtre CPMOEMS), de taille latérale $30\text{ }\mu\text{m}$, illuminées par un faisceau incident gaussien circulaire de $13\text{ }\mu\text{m}$ de diamètre, montrent des sélectivités comparables, de l'ordre de 0.5 nm (autour de $1.55\text{ }\mu\text{m}$), correspondant à des facteurs de qualité de 3000 (figure 13). Or, la longueur de cavité du filtre CPMOEMS ($7\lambda/8$) est plus faible que celle du filtre MOEMS (2λ), le miroir inférieur étant le même pour les deux structures. Le miroir à CP permet donc de réduire la taille verticale du dispositif sans altérer le facteur de qualité, pour deux raisons :

- La réflectivité du miroir à CP pour un faisceau incident de $13\text{ }\mu\text{m}$ (99.94%, cf chapitre 2) est supérieure à celle du miroir de Bragg InP/air supérieur du filtre MOEMS (98.86%, celle du miroir inférieur étant de 99.07% en raison d'une interface supplémentaire air/substrat).
- La durée de vie des photons dans le miroir à CP est supérieure à leur durée de vie dans le miroir de Bragg InP/air, ce qui a pour effet d'augmenter encore la durée de vie globale des photons dans le dispositif (via l'augmentation de la longueur effective de cavité).

Ainsi, on peut envisager, grâce aux miroirs à CP, des résonateurs Fabry-Pérot verticaux compacts et très sélectifs. On peut également s'attendre à une actuation du miroir à CP sans dégradation de sa réflectivité (étant donné que le miroir à CP n'est composé que d'une lame), contrairement aux miroirs de Bragg conventionnels micro-usinés, soumis à des modifications d'espacements inter-lames lors de l'actuation qui dégradent leur réflectivité. L'utilisation de miroirs à CP devrait en outre permettre d'améliorer l'efficacité d'accordabilité électro-mécanique (une seule lame à déplacer).

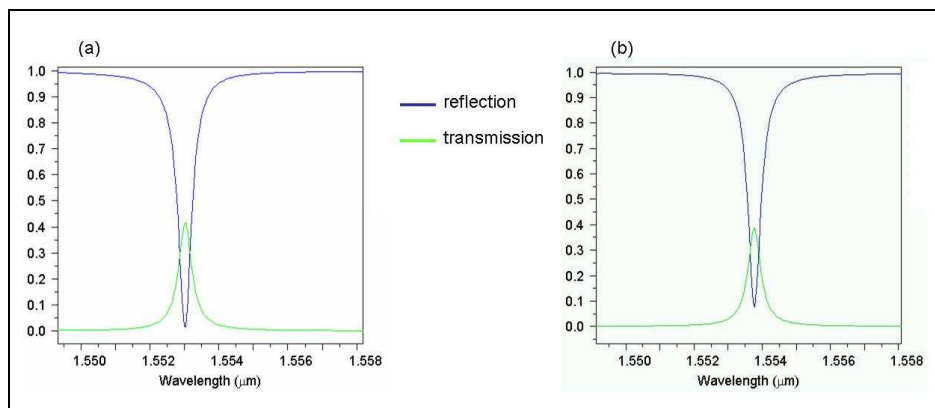


Figure 13: Spectre de réflexion et transmission (FDTD-2D) (a) du filtre conventionnel MOEMS de la figure 10.a; (b) du filtre CPMOEMS de la figure 10.b ; dans les deux cas, le dispositif a une taille latérale de $30\text{ }\mu\text{m}$, et est éclairé par un faisceau gaussien circulaire de $13\text{ }\mu\text{m}$.

On peut noter que la transmission théorique dans les deux dispositifs (CPMOEMS et MOEMS) n'est pas optimale, ce pour deux raisons:

- Les réflectivités des miroirs supérieur et inférieur ne sont pas équilibrées, dans les deux cas
- Les pertes latérales, inévitables (ou presque..., cf chapitre V) dans les résonateurs FP de taille latérale limitée où la durée de vie des photons est importante, sont assez conséquentes, de l'ordre de 55% pour les deux structures (les pertes latérales correspondent, en l'absence d'élément absorbant, à l'énergie qui n'est ni transmise, ni réfléchie).

II-B. Fabrication

La fabrication des dispositifs CPMOEMS est plus complexe que celle de simples réflecteurs. Elle a nécessité le développement d'un nombre important d'étapes technologiques supplémentaires. Elle est également plus compliquée que la fabrication de cavités conventionnelles Fabry-Pérot MOEMS. Il faut en effet veiller à la bonne intégration des miroirs à CP dans les microstructures MOEMS. Les principales étapes technologiques sont résumées ci-dessous :

a) Epitaxie

L'épitaxie de l'hétérostructure InP/InGaAs a été réalisée par MOVPE (Metal Organic Vapor Phase Epitaxy) au LPN (Marcoussis, France) par l'équipe d'Isabelle Sagnes. Le tableau 2 résume les caractéristiques de croissance (épaisseur, cinétique, dopages). Le substrat et les lames du miroir de Bragg sont dopées n+ ($5.10^{17} \text{ cm}^{-3}$), tandis que la lame du miroir à CP est dopée p+ ($5.10^{17} \text{ cm}^{-3}$), la cavité étant Non Intentionnellement Dopée (cf tableau 2 et figure 14). La couche d'InGaAs déposée au-dessus de la lame du futur CP est une lame très fortement dopée (dopage p++ ; quelques 10^{18} cm^{-3}), qui permettra la réalisation de contacts ohmiques de faible résistivité (Figure 14) pour l'actuation électrostatique. On peut remarquer que la cavité d'air a été légèrement surdimensionnée, afin d'anticiper un affaissement de la membrane supérieure à CP dû à sa faible épaisseur (et donc à sa faible rigidité mécanique) comparée à celle des lames du miroir de Bragg.

| | |
|------------------------|-------|
| Vitesses de croissance | |
| InP (Å/min) | 251,1 |
| InGaAs (Å/min) | 460 |

| Temps (min) | Description | Dopage | Cycles | Epaisseur physique d'une couche (nm) |
|-------------|-----------------------------------|--------------------|--------|--------------------------------------|
| 4,348 | InGaAs (TMG2 =7,77cc, 50ccAsH3) | DeZn 100cc | 1 | 200,0 |
| 10,155 | InP | DeZn 5cc | 1 | 255,0 |
| 30,435 | InGaAs (TMG2 =7,9cc, 6ccAsH3) | - | 1 | 1400,0 |
| 43,811 | InP | Si2H6 12,5/100/500 | 3 | 366,7 |
| 25,272 | InGaAs (TMG2 =7,9cc, 6ccAsH3) | Si2H6 12,5/50/500 | 3 | 387,5 |
| 10 | Buffer layer sur Substrat InP (S) | Si2H6 12,5/100/500 | 1 | 251,1 |

| | |
|-----------------------|--------|
| Epaisseur totale (nm) | 4368,7 |
|-----------------------|--------|

Tableau 2 : détail des caractéristiques des couches déposées par épitaxie (épaisseur, dopage, cinétique) pour le démonstrateur passif CPMOEMS.

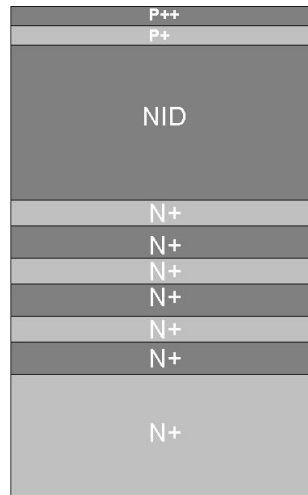


Figure 14: Représentation schématique de l'hétérostructure de départ pour la réalisation du filtre CPMOEMS.

b) Définition des puces / isolation électrique

La première étape de fabrication consiste à parceller l'échantillon en plusieurs mésas de $500\mu\text{m}$ de côté (Figure 15). Chaque mesa comportera un seul et unique dispositif. Cette étape comporte une étape de lithographie UV (résine AZ5214), puis une gravure chimique de l'hétérostructure III-V dans les tranchées (solution de $\text{H}_2\text{O}:\text{HBr}:\text{Br}_2$ avec les proportions 400:16:1 en volume). La cinétique de gravure est de l'ordre de $500\text{nm}/\text{minute}$. Il est nécessaire d'entamer la couche de cavité d'InGaAs ; on s'assure par ce biais une isolation électrique entre chaque mesa. Ainsi, un seul dispositif sera actué lorsqu'on appliquera une tension sur l'un des mesas.

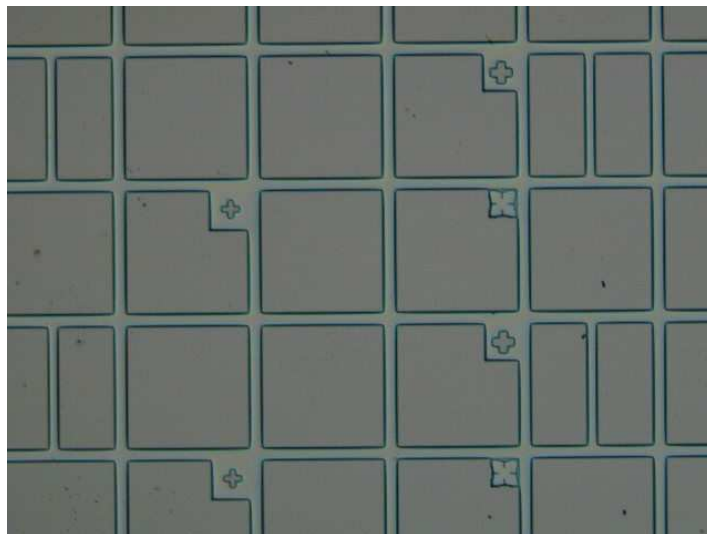


Figure 15: Image prise au microscope optique de l'échantillon après définition des mésas de $500\mu\text{m} \times 500\mu\text{m}$.

b) Dépôt des contacts métalliques.

Afin de polariser la diode PIN tout en minimisant courants de fuite et risques de « claquage » de celle-ci, il est nécessaire de réaliser un contact ohmique de faible résistivité.

Généralement de tels contacts ohmiques sont obtenus en réalisant une jonction métal/semiconducteur ohmique, c'est à dire un empilement de couches métalliques sur le semiconducteur dans lequel les espèces métalliques auront diffusées, et où la barrière de potentiel entre le métal et le semiconducteur sera proche de zéro (ce qui assure la continuité du champ électrique lors de la polarisation en inverse de la diode).

Deux types de contacts sont nécessaires : les contacts inférieurs sur le substrat d'InP dopé n et les contacts supérieurs sur la membrane d'InP dopée p. Les contacts sur InP dopé n sont classiquement réalisés à partir de l'alliage Ni/AuGe/Ni/Au (5 nm/45 nm/20 nm/150 nm). Dans le cadre du démonstrateur réalisé, ce contact n'a pas été effectué ; le contact inférieur est pris directement sur le semiconducteur sans perte significative, du fait de l'utilisation d'un substrat d'InP fortement dopé n. Le contact supérieur est quant à lui réalisé sur une couche d'InGaAs, d'une épaisseur de 200 nm, très fortement dopée p, dont le but est de réduire le travail de sortie métal/semiconducteur (et donc la résistance de contact). Ce contact est obtenu à partir d'un alliage Pd/AuGe (25 nm/75 nm).

La procédure de réalisation est la suivante :

- Une lithographie négative (AZ5214) est réalisée pour définir les zones des contacts
- Les couches métalliques sont ensuite déposées par effet Joule sur toute la surface de l'échantillon, dans une enceinte à vide (10^{-7} mbar), les épaisseurs étant contrôlées par une mesure in situ, via une balance à quartz.
- On réalise ensuite un « lift-off » (soulèvement) de la résine pour ne laisser le métal qu'aux niveaux des zones de contact (l'intérêt de la lithographie négative apparaît ici, puisque cette dernière confère un profil rentrant à la résine, qui facilite le lift-off)
- L'alliage est finalement recuit à 350 °C, pour favoriser la diffusion des espèces métalliques, sous un flux d'azote hydrogéné (pour éviter l'oxydation).

Au cours de cette étape sont également définies des marques pour aligner les puces lors des étapes de lithographie UV ultérieures (figure 16).

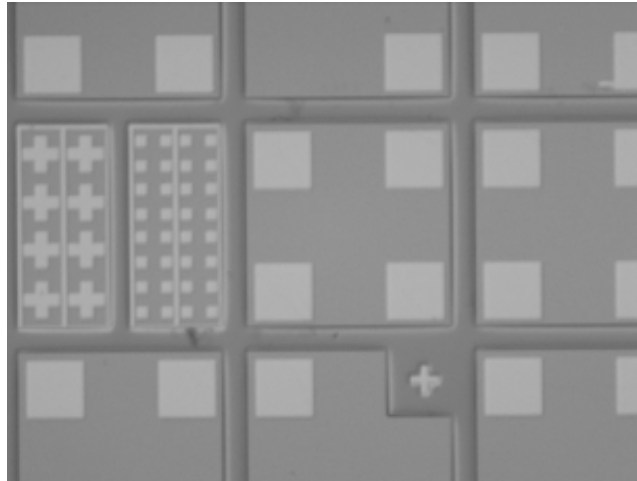


Figure 16: Image prise au microscope optique de l'échantillon après définition des contacts métalliques (carrés). Des marques d'alignement pour les étapes ultérieures de lithographie UV sont visibles sur les mésas de gauche et du bas.

c) Préparation à l'alignement litho e-beam

Contrairement à la lithographie de simples réflecteurs (chapitre 2), la lithographie de miroirs destinés à être intégrés dans des CPMOEMS est plus délicate, puisqu'il faut s'assurer que le CP se situera bien au centre de la membrane supérieure du dispositif final. Il va donc falloir réaliser une procédure d'alignement entre la lithographie électronique et la lithographie UV.

Après dépôt du masque dur d'ITO et silice, tel que défini au chapitre 2, les contacts métalliques réalisées à l'étape antérieure ne sont plus visibles au MEB, et ne peuvent donc pas servir à l'alignement. On réalise donc, sur le masque dur, de nouvelles marques de métal, composées d'une couche de 10nm de Titane et d'une couche de 100nm d'Or. La procédure technologique de réalisation de ces marques est identique à celle des contacts (litho UV négative+dépôt métal +lift off). La couche de Titane est une simple couche d'accroche de l'or sur la silice. Les marques utiles sont celles situées autour du centre de chaque méso. Il s'agit de marques composées de deux carrés de $8\mu\text{m}$ de côté opposés par le sommet (figure 17), équidistantes du centre du méso d'une distance de $40\mu\text{m}$. Ces marques pourront être repérées lors de la lithographie électronique, grâce au contraste métal/diélectrique.

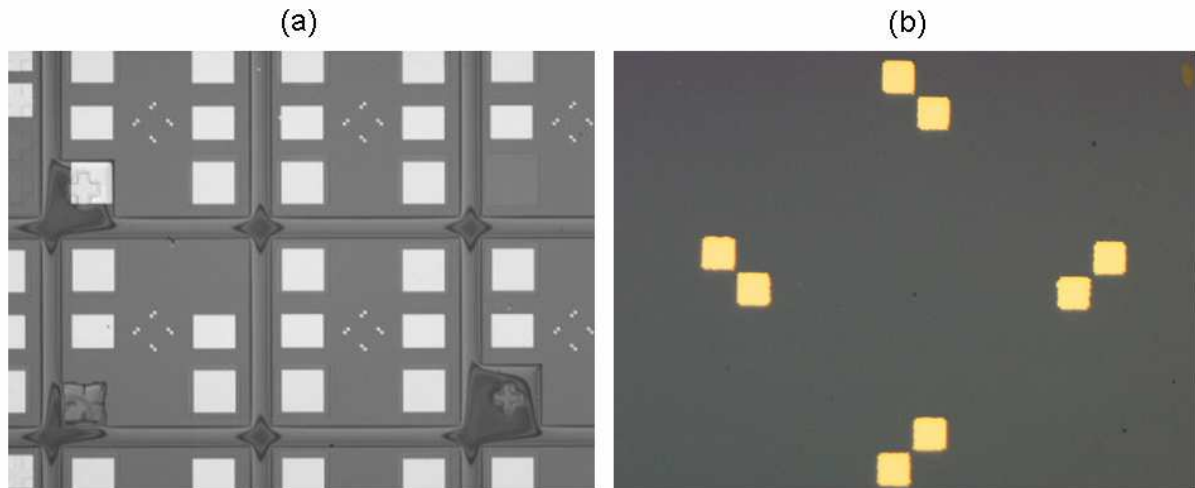


Figure 17: (a) Image prise au microscope optique de l'échantillon après définition des marques d'alignement pour la lithographie e-beam. (b) Image à fort grossissement des marques d'alignements, situées au centre de chaque méso.

d) Définition du cristal photonique

Grâce aux marques d'alignement, on fait correspondre le repère (X,Y) réel (repère du MEB) avec le repère virtuel (U,V) du logiciel d'écriture Raith, de sorte à inscrire les réseaux au centre de ces marques.

Une fois cette procédure d'alignement effectuée, la réalisation des cristaux photoniques se fait de la même manière qu'explicitée au chapitre 2 (étapes (a) à (f)).

- Dépôt de PMMA
- Insolation et développement de la PMMA
- Transfert par RIE du CP de la PMMA dans le masque dur de silice
- Retrait par RIE de la PMMA
- Transfert par RIE du CP de la silice dans l'ITO et l'hétérostructure III-V
- Retrait de la silice et de l'ITO (et donc aussi des marques d'alignements...)

Par contre, on n'effectue pas tout de suite la sous-gravure.

e) Définition microstructures

Il nous faut à présent définir les microstructures, c'est-à-dire les plateformes prolongées par des bras.

La procédure est la suivante :

- On dépose un masque dur de nitrure (400nm) par pulvérisation cathodique réactive sur toute la surface de l'échantillon (le masque dur recouvre donc également les réseaux de fentes).
- On définit par lithographie UV (AZ5214) les microstructures, composées de plateformes circulaires de 50 μm de diamètre, prolongées par deux ou quatre bras, de largeur 10 μm et de longueur 10, 20, 30, 40, ou 50 μm suivant les dispositifs (figure 18).

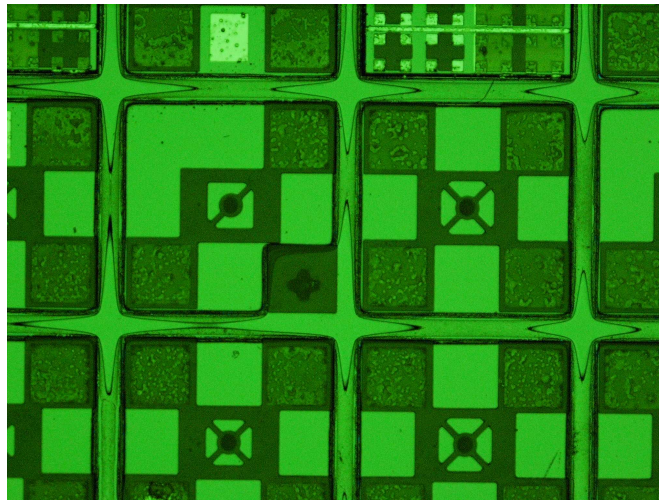


Figure 18: Image prise au microscope optique de l'échantillon après définition en lithographie UV des microstructures dans un masque de résine AZ5214..

- On transfère le motif des microstructures au masque de nitrure par RIE ($\text{CHF}_3=16\text{sccm}$ / $\text{SF}_6=7\text{sccm}$ / $\text{CH}_4=2\text{sccm}$; 100mTorr, 150W). Le suivi de gravure est rendu possible par interférométrie laser ; on mesure la réflectivité d'un faisceau laser rouge focalisé sur une zone de l'échantillon non protégée par la résine. Cette réflectivité varie périodiquement au cours de la gravure, suivant des interférences alternativement constructives et destructives, selon l'épaisseur optique du nitrure restant. La fin de la gravure peut ainsi être repérée, lorsque la réflectivité est stationnaire (l'hétérostructure III-V ne réagissant pas au plasma).
- On transfère alors le motif des microstructures du masque de nitrure dans l'hétérostructure III-V ($\text{CH}_4=10\text{sccm}$; $\text{H}_2=30\text{sccm}$; 100mT ; 200W). Là encore, un suivi interférométrique

permet de s'assurer que la gravure est menée jusqu'au substrat. L'hétérostructure à graver représente plus de $4\mu\text{m}$ de profondeur (cf tableau 2), ce qui justifie la nécessité d'un masque de nitrure (plus sélectif que la silice) épais.

- On réalise un recess chimique des flancs de gravure, par voie humide, à l'aide d'une solution de $(\text{HCl}:\text{H}_2\text{O}_2:\text{H}_2\text{O}, 1:1:1 \text{ en volume})$ pendant une dizaine de secondes. Cette solution permet de lisser les flancs des microstructures, et de réduire ainsi le nombre de défauts de surface et liaisons induites par la RIE. En effet, la gravure profonde ionique conduit à la création de défauts électroniques au niveau des flancs de gravure dont l'origine est principalement due à l'action mécanique des ions contenus dans le plasma. Ces défauts forment, pour la diode PIN, des centres de recombinaison pouvant occasionner des courants de fuite importants, résultant en une augmentation importante de la tension d'actuation du dispositif, voire le dysfonctionnement de la diode. Il est donc essentiel d'éliminer cette couche superficielle du matériau par une gravure chimique « douce ».
- On retire ensuite le masque dur de nitrure, avec une solution de BOE® et HF (3:1 en volume). Le résultat obtenu à ce stade est alors représenté sur la figure 19.

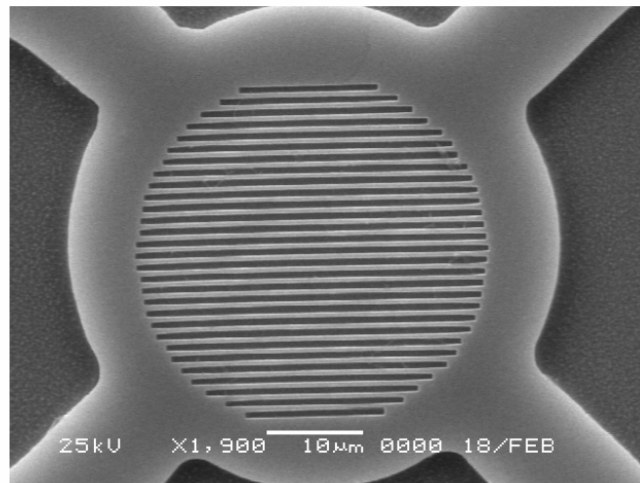


Figure 19: Image prise au MEB d'une microstructure, après gravure profonde RIE III-V.

- On peut alors procéder à la sous-gravure des couches sacrificielles d'InGaAs. La solution de sous-gravure est la même que celle détaillée au chapitre 2.

Cependant, il est nécessaire de réaliser des protections latérales, afin de localiser la sous-gravure au niveau des plateformes, et d'éviter qu'elle ne se propage plus loin, ce qui conduirait à un collage des membranes (la raideur des membranes diminuant fortement avec l'extension latérale de sous-gravure).

Pour ce faire, on dépose une résine (AZ5440) sur tout l'échantillon, et on définit, par lithographie UV, des ouvertures circulaires, dans la résine, autour des plateformes.

La sous-gravure s'initie alors au niveau des plateformes, ce qui garantit que lorsque toutes les plateformes centrales du dispositif (miroir de Bragg et cavité) sont libérées, la sous-gravure ne s'est pas trop étendue latéralement.

Il est possible de contrôler l'état d'avancement de la sous-gravure, au microscope optique par transmission. En effet, l'InGaAs étant plus absorbant que l'InP dans le visible, les zones où il reste de l'InGaAs apparaissent plus sombres.

Sur l'image optique de la figure 20, on peut voir que les plateformes sont bien libérées, et que, hors de l'ouverture de résine, la sous-gravure n'a que très peu progressé au niveau des bras. Remarquons que la zone du cristal photonique apparaît légèrement sombre, en raison de la diffraction de la lumière visible par le CP (dans le visible, le CP se comporte comme un réseau de diffraction où les ordres strictement supérieurs à 0 ne sont plus évanescents).

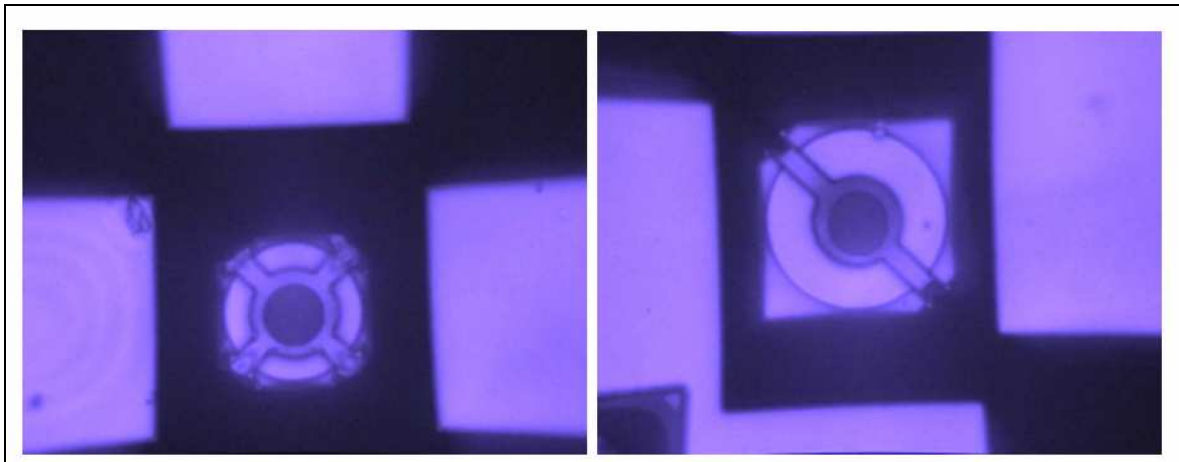


Figure 20: Image prise au microscope optique à transmission d'un dispositif (a) 4bras et (b) 2bras, après sous-gravure des couches sacrificielles d'InGaAs. La sous-gravure s'effectue à partir du centre du dispositif (disque d'ouverture dans la résine de protection). Les zones d'InGaAs non gravées apparaissent sombres. Les plateformes et les bras ont bien été libérés, dans les deux cas.

- On effectue, pour finir, le retrait de la résine, le rinçage, et le séchage super-critique.

Résultat final

Les dispositifs finaux sont représentés sur la figure 21. On a réalisé des dispositifs de 2 et 4 bras. Les plateformes font $50\text{ }\mu\text{m}$ de diamètre, les CP inscrits sur la plateforme supérieure font $35\text{ }\mu\text{m}$ de diamètre. La largeur des bras est de $10\text{ }\mu\text{m}$, et leur longueur de $20\text{ }\mu\text{m}$.

On peut noter que les lames du miroir de Bragg n'ont pas collé, et que l'espacement inter-lames semble respecté.

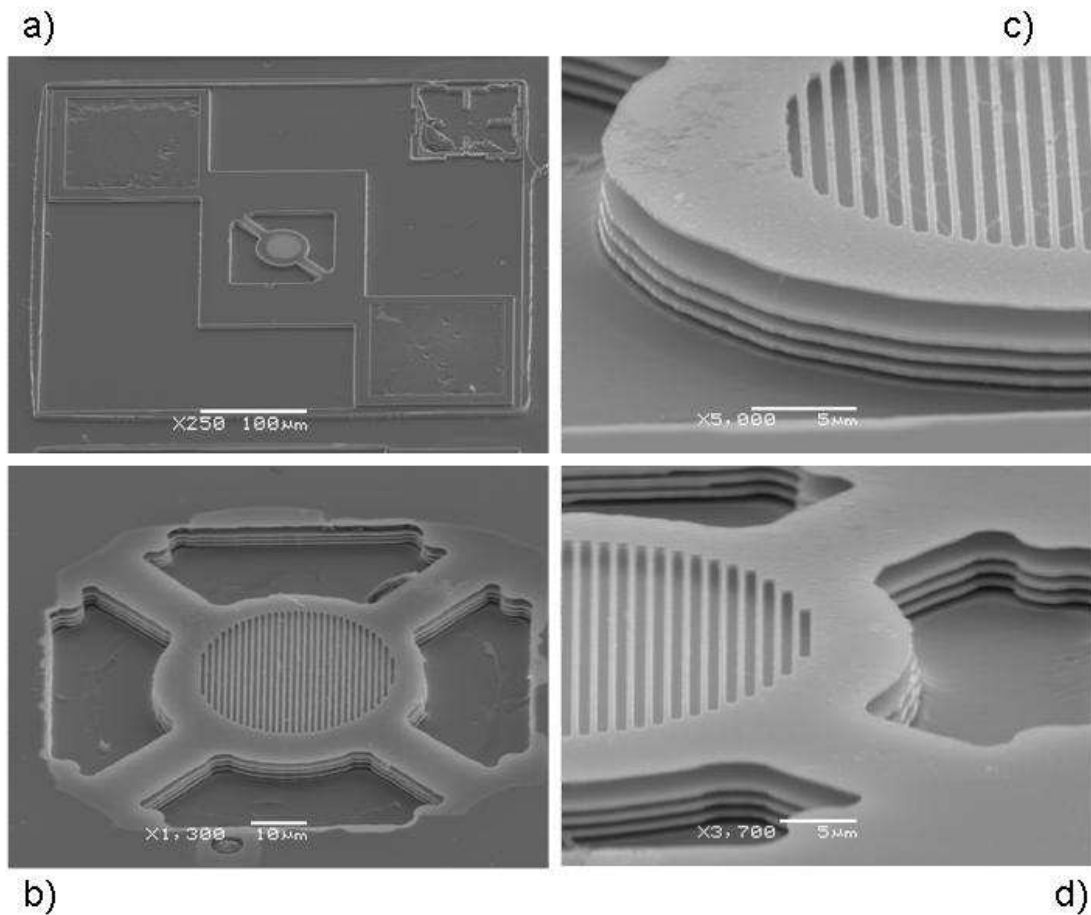


Figure 21: Images prises au MEB, à faible [(a) et (b)] et fort grossissements [(c) et (d)], de dispositifs CPMOEMS finaux à 2 bras et 4 bras.

La procédure technologique développée nous a donc permis de réaliser des dispositifs MOEMS combinant structurations verticale et latérale, avec une bonne résolution.

II-C. Caractérisation

Le banc de caractérisation est celui utilisé pour la caractérisation des réflecteurs. On va cependant mettre à profit, cette fois-ci, la partie électrique du banc, comportant un générateur de tension et des pointes. On pourra ainsi mesurer la réflectivité du dispositif soumis à une tension d'actuation.

Les mesures de caractérisation optoélectronique (figure 22) ont permis de confirmer expérimentalement un facteur de qualité élevé de l'ordre de 1000, sans tension d'actuation ($\Delta\lambda \approx 1.5\text{nm}$ vers $1.57\mu\text{m}$). En appliquant une tension d'actuation, on a pu accorder le dispositif sur 20nm pour une tension d'actuation de 4V. Le facteur de qualité se dégrade au fur et à mesure de l'actuation. Il passe de 1000 à 600 ($\Delta\lambda \approx 1.5\text{nm}$ pour 0volts, et $\Delta\lambda \approx 2.5\text{nm}$ pour 4 volts). Nous n'avons pas poussé plus loin les mesures, pour éviter de dépasser la tension de claquage de la diode.

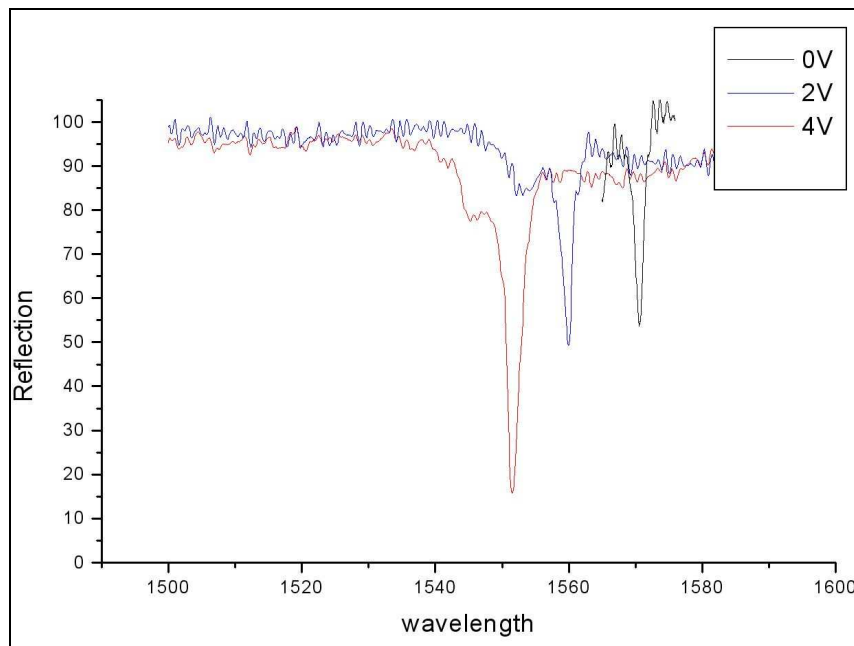


Figure 22: Spectres de réflectivité expérimentaux du filtre CPMOEMS soumis à différentes tensions d'actuation (0,2V, et 4V), et pour une onde incidente polarisée TE (champ électrique incident parallèle aux fentes du PCM)..

Les simulations prévoyaient un facteur de qualité de 3000. Le facteur de qualité expérimental de 1000 obtenu, et sa dégradation lors de l'actuation, s'expliquent par la présence d'une courbure parasite du miroir à CP.

En effet, la lame à CP supérieure étant relativement fine (255nm) et, qui plus est, à fort facteur de remplissage en air (65% au niveau du CP), elle subit des contraintes de déformations, induites par des stress résiduels dus à l'épétaxie (Arsenic résiduel dans le bâti).

Des mesures non destructives par profilométrie interférométrique (appareil WYKO) ont été réalisées sur le dispositif caractérisé (figure 23)ⁱⁱ.

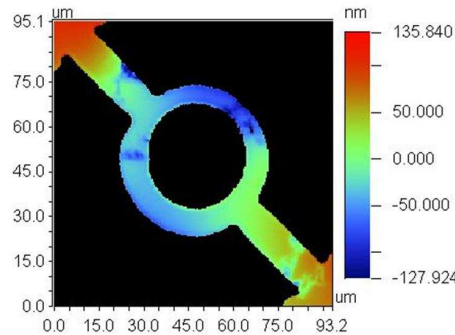


Figure 23: Mesures profilométriques par interférométrie laser, révélant une courbure de la membrane supérieure à CP.

Ces mesures ont montré que, lorsque la membrane à CP est au repos, sa déformation est telle que, la flèche entre le niveau d'ancrage des bras et la périphérie de la plateforme est de l'ordre de 100nm. On peut déduire que la flèche entre le centre et la périphérie du CP est de l'ordre de 20nm (Remarque : le CP apparaît là encore sombre, car à la longueur d'onde du laser rouge, les photons réfléchis à l'ordre 0R sont minoritaires).

Des simulations FDTD ont donc été réalisées pour évaluer l'impact théorique d'une telle déformation. Elles ont montré que le facteur de qualité chute de 3000 à 1150, ce qui est en très bon accord avec les résultats expérimentaux. La raison principale en est l'accroissement des pertes latérales, qui peut être visualisé en FDTD, et qui est dû au caractère instable de la cavité induit par la courbure du miroir supérieur. Lorsqu'on active le dispositif, la courbure de la membrane s'accroît, et les pertes latérales du dispositif augmentent donc davantage, ce qui a pour conséquence de faire chuter dans le même temps le facteur de qualité (plus faible durée de vie des photons dans la cavité) et la réflectivité (une plus grande part des photons étant perdue latéralement plutôt que verticalement), conformément aux résultats expérimentaux (figure 22).

Enfin, notons qu'en polarisation TM, aucune résonance n'a pu être observée expérimentalement, conformément aux simulations. En effet, vers 1.55 μ m, le CP transmet la lumière, et le dispositif

ⁱⁱ Basé sur un processus d'interférences à deux ondes dans le visible (laser rouge), cet appareil balaye la surface du dispositif, et déduit de la cartographie d'amplitude, le profil de surface de la structure (membrane supérieure en l'occurrence).

CPMOEMS global se résume pratiquement au miroir de Bragg ; il se comporte comme un simple réflecteur.

Conclusion

Ceci constitue la première réalisation d'un résonateur Fabry-Pérot vertical où l'un des miroirs est un réflecteur membranaire à CP. On a pu également démontrer, pour la première fois, l'accordabilité avec ce type de miroirs. Ce dispositif a présenté une forte résonance, avec un Q de 1000, pour une compacité verticale jamais égalée par les filtres MOEMS traditionnels [28]. De plus forts facteurs de qualité pourraient être envisagés en réduisant la courbure du miroir à CP. Il faudrait pour cela contrôler davantage les contraintes lors de l'épitaxie, ou bien concevoir des miroirs d'épaisseur plus importante, présentant une meilleure rigidité mécanique (cela se faisant, bien entendu, au détriment de l'efficacité d'accordabilité électro-mécanique du dispositif). Notons que les problèmes de cavités instables ne sont pas propres aux cavités CPMOEMS, et qu'ils concernent également les filtres conventionnels MOEMS [21,26].

Par ailleurs, nous avons montré que les miroirs à CP permettaient, outre une plus grande compacité verticale, un contrôle fin de la polarisation de la lumière filtrée. Pour être amplifiée dans le résonateur, et donc filtrée, la lumière doit présenter la bonne longueur d'onde et la bonne polarisation (TE en l'occurrence). Il est à noter que, selon les applications, il peut également être envisagé des résonateurs insensibles à la polarisation, utilisant des cristaux photoniques à réseaux bidimensionnels (réseau carré par exemple - cf. chapitre 2).

Les résultats encourageants obtenus pour le filtre CPMOEMS, nous ont amené à considérer par la suite la possibilité d'intégrer les miroirs à CP dans des VCSELs.

III. Résonateur hybride actif : Laser « PCM-VCSEL »

III-A. Contexte

Dans le domaine des lasers à semi-conducteurs, les VCSELs ont jusqu'ici démontré énormément d'attraits, et représentent la plus grande part du marché. Ils sont constitués d'une cavité Fabry-Pérot active entourée par deux miroirs de Bragg. Leurs principaux avantages sont [29,30] :

- Une compatibilité avec les méthodes classiques de fabrication de la microélectronique et les méthodes de test pleine-plaque
- Un faible coût de fabrication
- Un fort rendement
- Un fonctionnement monomode
- La possibilité d'une forte efficacité de couplage à une fibre optique (en raison de l'émission verticale et de la forme gaussienne du faisceau laser émis)
- Une forte bande passante de modulation pour de faibles courants
- Une faible puissance de consommation (faible puissance de seuil)
- La possibilité de créer aisément des matrices de VCSELs sur une plaque

Pour obtenir l'effet laser, il faut que les pertes optiques (pertes latérales, verticales, et par absorption) soient compensées par le gain du matériau actif. L'émission stimulée prend alors naissance lorsque l'intensité électromagnétique au niveau du matériau à gain atteint une valeur critique, appelée seuil.

Les résonateurs Fabry-Pérot les plus aptes à engendrer une émission laser, sont ceux qui présentent :

- Les plus forts facteurs de finesse (pour un nombre de passages important des photons par le milieu à gain avant leur sortie du résonateur) et les plus petites longueurs de cavité effective (pour une augmentation de la densité électromagnétique au niveau du milieu à gain, ce dernier étant placé à un endroit discret de la cavité).
- Un recouvrement optimal entre la distribution spatiale du mode Fabry-Pérot et la position spatiale (discrète) du matériau à gain.
- Un recouvrement optimal entre la distribution fréquentielle du matériau à gain et la position fréquentielle (discrète) du mode Fabry-Pérot

On réunit alors les ingrédients nécessaires à une forte interaction lumière-matière.

Le développement des VCSELs émettant aux grandes longueurs d'onde (1.3-1.55 μm) est beaucoup moins rapide que celui des VCSELs à base de GaAs émettant aux courtes longueurs d'ondes. Il y a plusieurs raisons à cela. Citons, entre autres, la complexité de fabrication dans la filière InP, le faible gain disponible (recombinaison Auger et absorption inter-bandes), la faible dissipation thermique des matériaux, et, surtout, le faible contraste d'indice des miroirs de Bragg. Ce dernier point est de loin le plus problématique. Les matériaux pouvant croître en accord de maille avec l'InP ont un indice optique très proche de ce dernier, ce qui nécessite de réaliser des miroirs de Bragg de grande épaisseur, qui posent des problèmes tant en épitaxie qu'en technologie. Ces miroirs présentent en outre de grandes longueurs de pénétration [13,31-35], incompatibles avec une faible longueur de cavité effective.

Les miroirs à CP pourraient alors constituer une alternative très attrayante aux miroirs de Bragg dans les VCSELs.

Nous avons cherché, dans cette partie, à réaliser un démonstrateur hybride, nommé PCM-VCSEL pour « Photonic Crystal Mirror – Vertical Cavity Surface Emitting Laser », associant un miroir de Bragg inférieur et un miroir à CP supérieur.

Il convient de distinguer le PCM-VCSEL des VCSELs à CPs rapportés à ce jour, consistant pour la plupart en un VCSEL dont le miroir de Bragg supérieur est latéralement structuré par un cristal photonique opérant en bande interdite. Dans ces dispositifs, l'objectif est de confiner latéralement la lumière, et d'obtenir ainsi une émission monomode [36,37].

L'utilisation de miroirs à CP, proposée dans le concept de PCM-VCSEL, permettrait d'obtenir des VCSELs compacts et à faible seuil.

Elle pourrait également représenter un moyen simple et efficace de contrôler la polarisation dans les VCSELs. En effet, jusqu'à maintenant, le contrôle de la polarisation dans les VCSELs était obtenu par des approches complexes, telles que la rétroaction externe [38] ou l'anisotropie de gain [39], ou bien des approches d'efficacité limitée, telles que l'utilisation de cavités à géométrie anisotrope [40]. Certains ont alors proposé l'idée de fabriquer un réseau de surface sur le miroir de Bragg supérieur, voyant en ce réseau un réflecteur sensible à la polarisation. Ils ont pu obtenir un bon contrôle de la polarisation (un faible contraste de réflectivité entre les deux polarisations étant suffisant pour polariser l'émission laser d'un VCSEL), mais ont été contraints de conserver le miroir de Bragg supérieur, leur réseau de surface souffrant d'une trop faible efficacité de réflexion dans la polarisation privilégiée, en raison d'une conception faisant souvent fi du confinement latéral du mode guidé du réseau [41,42].

D'ailleurs, en cherchant bien dans la littérature, on s'aperçoit que le premier brevet portant sur le concept de PCM-VCSEL date en réalité de 2000 (déposé par Magnusson et al. [43]), et porte effectivement sur le remplacement du miroir de Bragg supérieur des VCSELs par un miroir à CP, la couche active étant placée dans la cavité située entre le miroir de Bragg inférieur et le miroir à CP supérieur. Le concept présenté est très intéressant, mais totalement illusoire dans la pratique : la résonance du CP étudié est une résonance très fine (faible taux de couplage aux modes rayonnés), la largeur à mi-hauteur de la réflectivité étant de 1,2nm. L'efficacité réelle du miroir pour un dispositif de taille raisonnable serait donc insuffisante, la majeure partie du champ étant, qui plus est, localisée dans le CP et non dans la cavité active, donc n'interagissant pas avec le matériau actif. Le dispositif proposé par Magnusson et al. ne pourrait donc pas mener à l'effet laser.

On comprend donc pourquoi, jusqu'à aujourd'hui, l'émission laser n'a jamais pu être démontrée expérimentalement avec des miroirs à CP seuls. Dans cette partie, nous nous proposons donc, suite à l'étude menée dans les chapitres précédents, de définir une conception de PCM-VCSEL réaliste, dans l'objectif de démontrer pour la première fois l'effet laser, dans un VCSEL dont l'un des miroirs de Bragg est intégralement remplacé par un miroir à CP.

Par souci de simplification, nous nous sommes restreints, dans un premier temps, à démontrer l'effet laser par pompage optique, le pompage électrique nécessitant un développement technologique spécifique et complexe.

Nous allons tout d'abord rapporter une première conception, qui n'a pas abouti à l'effet laser, mais qui nous a permis de mettre en lumière certains aspects essentiels, pris en compte lors d'une deuxième conception, plus fructueuse.

III-B. Premier démonstrateur : PCM-VCSEL à miroir InP/air et boîtes quantiques

a) Conception

Le PCM-VCSEL envisagé initialement présente une structure similaire à celle du filtre CPMOEMS, si ce n'est qu'on a introduit dans la cavité résonnante d'air une lame d'InP (d'épaisseur optique λ) contenant le matériau actif (figure 24.a). Les puits quantiques d'InAsP ne peuvent pas être utilisés dans ce type de structures, car ils réagissent à la solution utilisée pour graver les couches sacrificielles d'InGaAs (c'est l'Arsenic qui est mis en jeu dans la réaction chimique). Nous avons donc choisi,

comme matériau actif, trois plans de boîtes quantiques d'InAs. Ces boîtes étant encapsulées dans l'InP, elles ne sont pas accessibles à la solution de sous-gravure.

Les simulations modes-couplés et matrices de transfert (figure 24.b) – réalisées sans milieu à gain – montrent que l'intensité du champ électromagnétique est très largement amplifiée, à la fois dans le cristal photonique et dans la cavité d'InP. Cela souligne une particularité remarquable des PCM-VCSEL, à savoir que le champ est également amplifié dans les miroirs à CP, et ce d'autant plus que la durée de vie du mode guidé est importante (i.e. le taux de couplage du mode guidé au mode rayonné est faible). Le mode Fabry-Pérot mis en oeuvre dans les PCM-VCSEL est donc un mode hybride, partiellement rayonné et guidé. Nous y reviendrons au chapitre 5.

Les simulations FDTD (réalisées sans matériau à gain) ont montré qu'avec une structure de largeur $30\mu\text{m}$, on peut obtenir un facteur de qualité intrinsèque de l'ordre de 7000 en polarisation TE. Notons que ce facteur de qualité théorique est supérieur au facteur de qualité théorique du filtre CPMOEMS, car, dans le cas présent, la longueur physique de cavité est de $15\lambda/8$ au lieu de $7\lambda/8$ pour le filtre (couche active supplémentaire). Cependant, le facteur de finesse, qui ne dépend que de la réflectivité des miroirs, reste le même pour les deux structures.

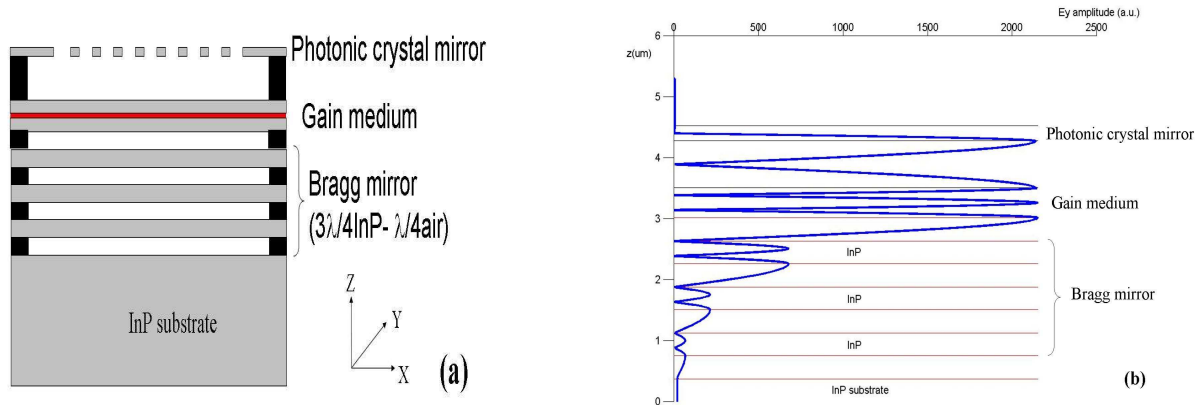


Figure 24: (a) schéma représentatif du PCM-VCSEL à miroirs de Bragg InP/air. (b) calcul de la répartition spatiale de l'intensité du champ électrique rayonné E_y , par la méthode des modes couplés et matrices de transfert.

b) Fabrication et caractérisation

Ce dispositif a été fabriqué, suivant la même procédure que le filtre CPMOEMS, les 3 plans de boîtes quantiques ayant été placés au centre de la cavité d'InP, là où le champ électrique rayonné est maximal (recouvrement entre la distribution spatiale du mode FP et la position spatiale du matériau actif – cf figure 24.b).

Il a ensuite été caractérisé, à l'aide du banc expérimental présenté figures 25 et 26.

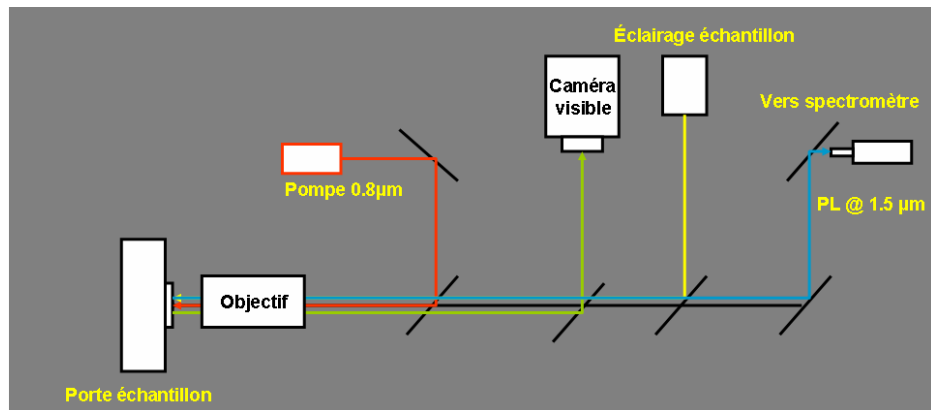


Figure 25: schéma du banc expérimental pour la caractérisation des PCM-VCSEL.

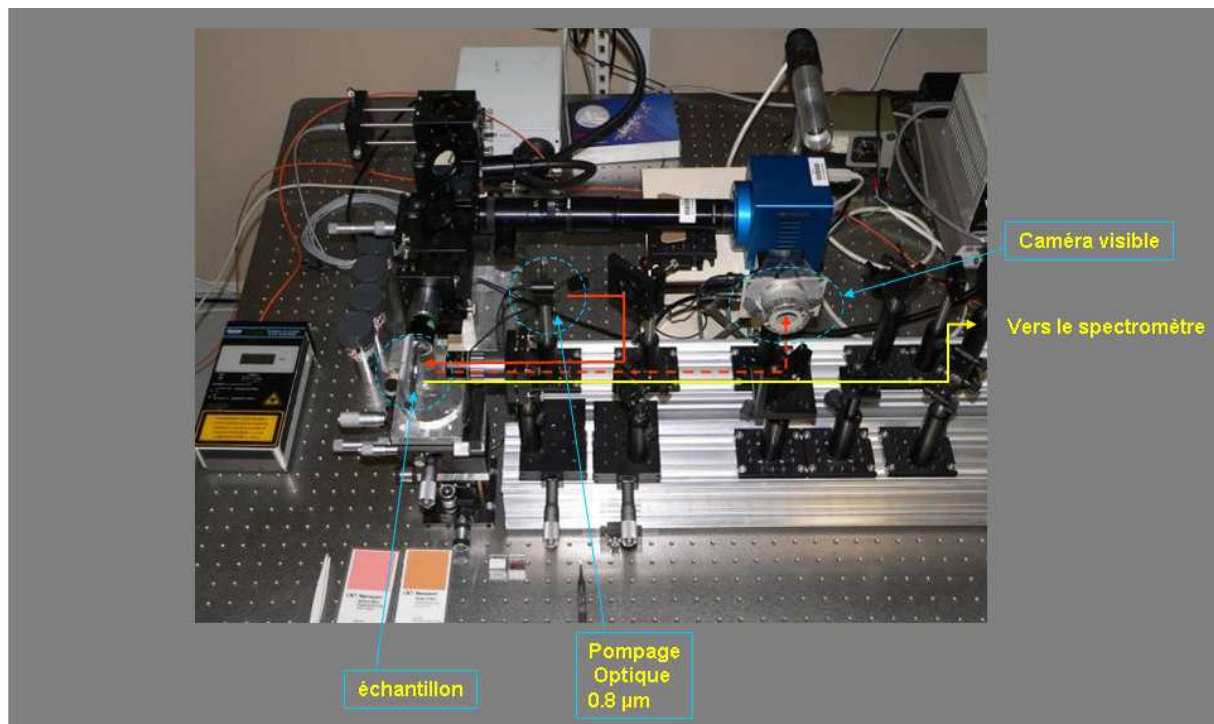


Figure 26: Photographie du banc expérimental pour la caractérisation des PCM-VCSEL.

Le pompage du dispositif s'effectue à l'aide d'une diode laser rouge à 800 nm. Une caméra visible permet d'aligner le dispositif avec le faisceau de pompe. L'émission infrarouge est ensuite envoyée vers un spectromètre pour analyse.

Un générateur d'impulsions, non représentés sur les figures, permet de pomper le dispositif de manière pulsée, afin de limiter son échauffement. On a choisi la taille d'impulsion minimale permise par le générateur, à savoir 10ns, et la période maximale permettant de détecter la puissance émise avec un bon rapport signal sur bruit, à savoir 10 μs. Le temps effectif de pompage ne représente donc que 0.1 %.

Lorsqu'on caractérise un VCSEL, il faut toujours se poser la question de l'efficacité de pompage. En l'occurrence, la zone active se trouvant dans la cavité, la puissance de pompe utile est celle qui traverse le CP. Or, le CP se comporte à la fois comme une couche absorbante à la longueur d'onde de pompe, et un réseau de diffraction, où des ordres strictement supérieurs à 0 sont susceptibles d'être non évanescents dans l'air.

A la longueur de d'onde de pompage et pour les paramètres du cristal photonique, les simulations RCWA et FDTD montrent que les ordres réfléchis sont tous nuls, et que l'énergie incidente est distribuée uniquement vers les ordres transmis (ordres 0th et $\pm 1^{\text{st}}$), quelque soit la polarisation de l'onde de pompage. Etant donné que le milieu à gain est relativement proche du CP, le faisceau de pompe n'est pas élargi de manière significative. Il reste simplement à évaluer les pertes par absorption dans le cristal, qui sont de l'ordre de 50%. La moitié de la puissance de pompe atteint donc effectivement la couche active.

Le spectre obtenu à forte puissance de pompage (20 mW, soit 40mW de pompe) montre une résonance avec un « facteur de qualité »ⁱⁱⁱ de l'ordre de 4000 (figure 27.a). Malheureusement, malgré cette forte résonance, l'émission laser n'a pas pu être obtenue. Comme le montre la courbe LL (light-in vs light-out) de la figure 27.b, la puissance de sortie évolue de manière quasi-linéaire avec la puissance de pompe. Cette caractéristique atypique de la courbe de gain, qui ne parvient pas à « décoller », est due au fait que le gain fourni par le matériau actif est contrecarré par des effets thermiques indésirables, liés à l'échauffement de la membrane active d'InP. En effet, cette membrane étant suspendue dans l'air, la chaleur induite par le pompage se dissipe très difficilement. On a ainsi pu observer, entre une faible puissance (1-2 mW) et une forte puissance de pompage (20mW), un déplacement de la longueur d'onde de résonance de l'ordre de 6 nm vers le rouge. En calculant par RCWA la dépendance de la longueur d'onde de résonance à l'indice des lames de la structure, puis en tenant compte du coefficient de variation thermique de l'indice de réfraction de l'InP ($\frac{1}{n} \frac{dn}{dT} = 2,7 \cdot 10^{-5} K^{-1}$, cf [44]), on déduit que l'échauffement de la structure est de l'ordre de 180° environ, et ce, malgré les conditions de pompage favorables choisies.

ⁱⁱⁱ Il serait préférable de parler de « largeur spectrale de résonance », qui diminue avec la puissance de pompage, et non de « facteur de qualité ». On a correspondance entre les deux uniquement à la transparence.

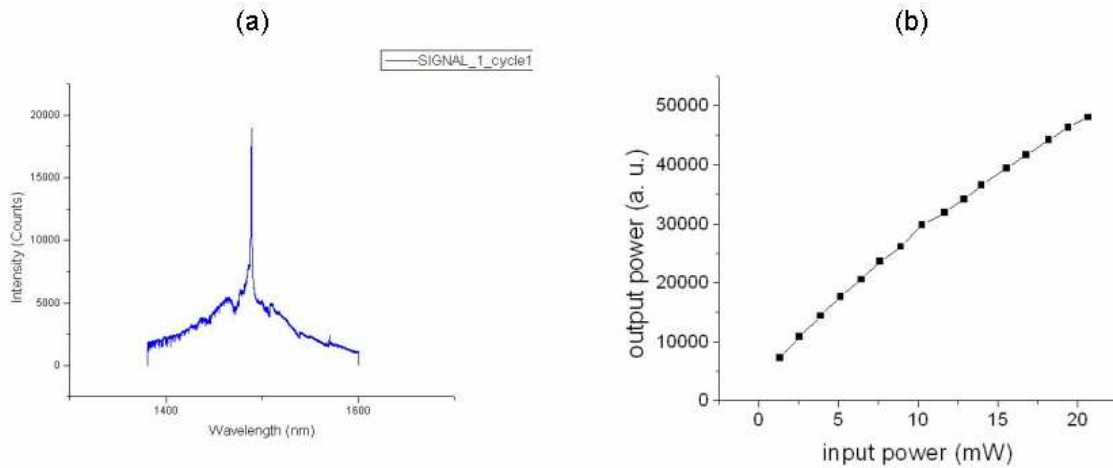


Figure 27: (a) Spectre de Photoluminescence du PCM-VCSEL à forte puissance de pompage (20mW). (b) Courbe L-L du dispositif PCM-VCSEL

On peut tirer de cette étude les conclusions essentielles suivantes :

- On a pu montrer avec cette structure PCM-VCSEL un facteur de qualité expérimental très encourageant ; pour une puissance de pompage de 20 mW, le facteur de qualité expérimental est de 4000, mais ceci n'est pas le facteur de qualité intrinsèque de la structure, étant donné que l'on est en-dessous du seuil, et que la condition de transparence n'est pas atteinte (le gain ne compense pas les pertes optiques, verticales et par absorption, de la structure).
- L'effet laser peut très probablement être obtenu :
 - Soit en augmentant le gain de la structure; Le gain d'un plan de boîte quantique étant très nettement inférieur à celui d'un puits quantique, il faudrait augmenter le nombre de plans de boîtes, ou bien, se tourner vers l'utilisation de puits quantiques, en faisant en sorte qu'ils soient protégés de la sous-gravure (on peut par exemple passiver les flancs de la membrane active, enterrer la membrane active, ou bien élaborer une solution de sous-gravure plus sélective).
 - Soit en diminuant l'échauffement thermique de la membrane active. On peut pour cela refroidir l'échantillon (montage Peltier), ou bien faire en sorte que la membrane active ne soit pas suspendue.

Afin de mettre toutes les chances de notre côté, nous avons décidé d'agir sur ces deux paramètres, de gain et de thermique à la fois, pour la réalisation du deuxième démonstrateur.

III-C. Deuxième démonstrateur: PCM-VCSEL à miroir de Bragg tout-solide et puits quantiques

a) Conception

La figure 28.a présente un schéma du dispositif envisagé (à l'échelle).

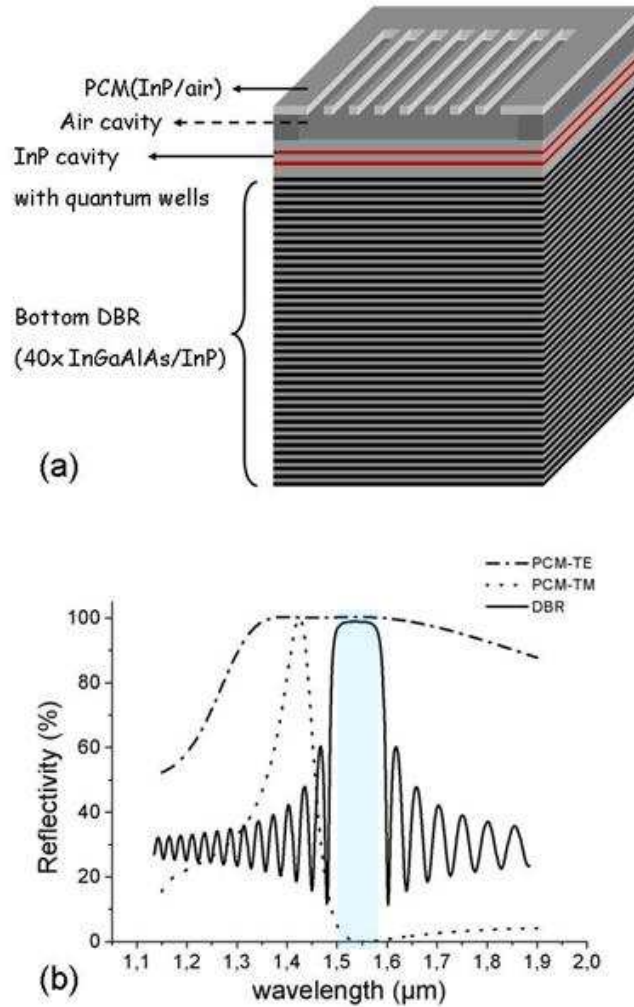


Figure 28: (a) Schéma du PCM-VCSEL à miroir de Bragg III-V tout-solide, et puits quantiques. (b) Réflectivité (RCWA) du PCM et du miroir de Bragg pour les polarisations TE et TM. La zone bleue est la région spectrale correspondant à une forte résonance FP en TE, et l'absence de résonance FP en TM.

Les particularités de ce dispositif sont:

- Un miroir de Bragg III-V tout-solide
- Une couche active non suspendue, placée directement sur le miroir de Bragg
- Au sein de la couche active, deux zones à gain distinctes, constituées de puits quantiques
- Une seule couche sacrificielle, située sous le CP

Le miroir de Bragg est cette fois-ci un miroir de Bragg III-V tout solide, composées de 40 alternances de lames quart d'onde d'InP et InGaAlAs (122,2nm et 112,3nm d'épaisseur respectivement). Son écart d'indice est faible (3,17/3,45), ce qui justifie un grand nombre de périodes, pour avoir une bonne efficacité. Ce miroir a été épitaxié au LPN par MOCVD [45], le reste de la structure ayant été réalisé par reprise d'épitaxie EJM à l'INL.

L'intérêt du miroir de Bragg tout-solide est qu'il fournit une bonne dissipation thermique à la couche active (qui n'est plus suspendue, mais placée directement sur le miroir de Bragg). L'épaisseur optique de la couche active est de $15\lambda/8$ (915nm). Elle a été choisie relativement élevée, de sorte à pouvoir inclure deux zones actives, dans le but de maximiser le gain total de la structure. Ces zones actives sont situées chacune à un maximum d'intensité du champ électromagnétique rayonné (donc espacées d'une épaisseur optique $\lambda/2$, à 335 nm et 580 nm respectivement du miroir de Bragg), afin d'optimiser le recouvrement spatial avec le mode Fabry-Pérot. De plus, chaque zone active consiste en 3 puits quantiques d'InAsP d'épaisseur 6nm, espacés par des barrières d'InP de 20nm. L'utilisation de puits quantiques garantit, comme on l'a dit auparavant, un gain plus important que les boîtes quantiques.

La cavité d'air, située au-dessus de la couche active, a une épaisseur optique de $\lambda/2$ (couche initiale d'InGaAs sacrificiel). Elle permet potentiellement une actuation électromécanique du dispositif.

Le miroir à CP supérieur est le miroir ULB étudié dans les chapitres précédents.

On peut enfin remarquer que l'épaisseur optique totale de la cavité résonnante est de $19\lambda/8$, pour les raisons évoquées précédemment, à savoir le déphasage de π à la réflexion sur le miroir de Bragg, et de $-\pi/2$ sur le miroir à CP.

La figure 28b représente une superposition des réflectivités du CP, en polarisation TE et TM, et du miroir de Bragg (calculs RCWA). La réflectivité théorique du miroir de Bragg est de 98.8%, avec une largeur de plateau de 50nm. La zone spectrale d'intérêt, représentée en bleue, correspond au recouvrement des plateaux des deux miroirs en TE, et à l'absence de résonance en TM (le CP étant transmetteur). On peut ainsi espérer créer une émission laser polarisée.

Les simulations FDTD-3D, réalisées pour une structure PCM-VCSEL complète de $35\mu\text{m}$ de large, en polarisation TE, sont présentées sur la figure 29. Contrairement au filtre CPMOEMS, le faisceau excitateur (gaussienne de $15\mu\text{m}$ de large) est cette fois-ci placé au sein de la cavité du dispositif, à la position d'une des zones actives, pour s'approcher du cas réel. On peut voir que le mode FP pénètre considérablement dans le miroir de Bragg, ce, en raison de son faible contraste d'indice (figure 29b). La contrepartie du miroir de Bragg tout-solide est donc une longueur de cavité effective importante. Le spectre de simulation montre que le facteur de qualité de la résonance est élevé, de l'ordre de 5000, en polarisation TE (figure 29.a). C'est le facteur de qualité intrinsèque de la structure, i.e. le facteur de qualité de la structure passive, sans absorption des puits quantiques. On peut remarquer sur le spectre la présence d'un 2^{ème} pic de plus faible intensité. Il s'agit d'un mode d'ordre latéral supérieur, dont le profil de champ associé présente un nœud au centre de la structure, et deux ventres en périphérie (mode d'ordre 1). Le faisceau excitateur étant une gaussienne centrée par rapport à la structure, l'excitation de ce mode latéral se fait difficilement (faible intégrale de recouvrement spatiale entre le faisceau excitateur et le mode latéral).

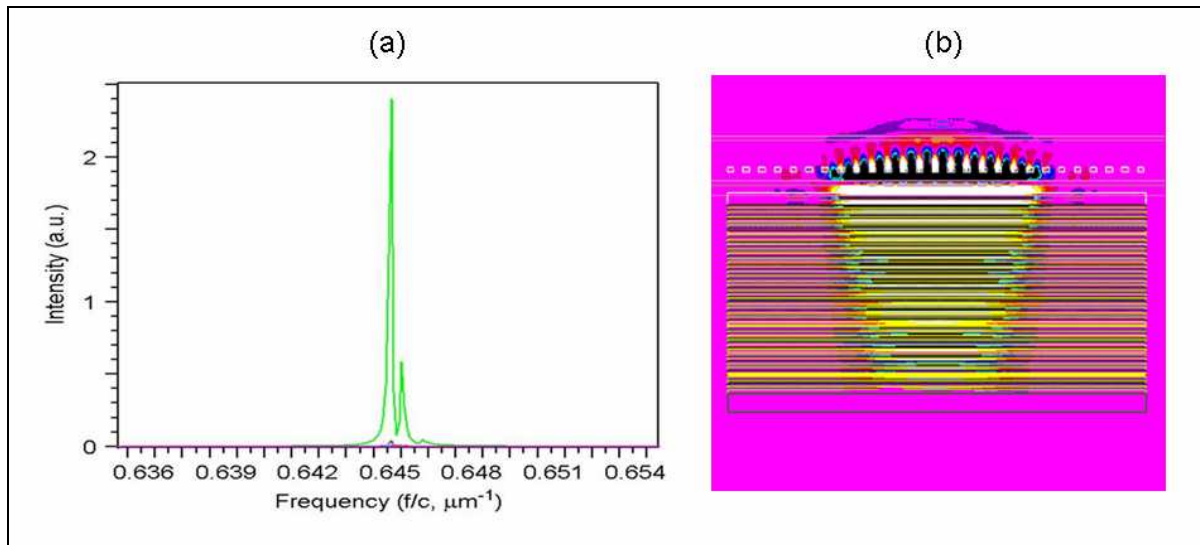


Figure 29: (a) spectre FDTD du PCM-VCSEL de taille latérale $35\mu\text{m}$ (excité par un pulse de taille latérale $15\mu\text{m}$ placé convenablement dans la cavité, i.e. à un ventre du champ électrique rayonné). (b) Cartographie FDTD du champ E_y pour une excitation continue à la longueur d'onde correspondant au mode fondamental.

Par ailleurs, les calculs de champ lointain (Figure 30) confirment, d'une part que l'émission est normale à la structure (le mode du CP pouvant rigoureusement se coupler en Γ , de par les propriétés de symétrie de sa composante D_y , cf chapitre 2), et d'autre part que l'émission est très directive, toute la lumière émise étant comprise dans un cône de $\pm 4.5^\circ$ (FWHM de l'ordre de 3 degrés) [46].

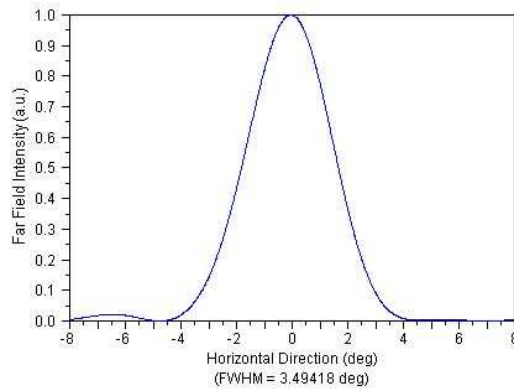


Figure 30: Intensité en champ lointain (FDTD) du PCM-VCSEL. La lumière émise est comprise dans un cône de $\pm 4,5^\circ$.

Ce diagramme de rayonnement théorique est similaire à celui que présenterait un VCSEL traditionnel de même taille latérale.

b) Fabrication

L'intérêt d'une couche active placée directement sur le miroir de Bragg est, outre une bonne dissipation thermique, la possibilité de n'avoir qu'une seule couche sacrificielle d'InGaAs à graver, située entre le miroir à CP et la couche active. On peut alors, si l'on vise un dispositif accordable, limiter la définition des bras et plateformes à la seule membrane à CP supérieure. La couche active n'a nul besoin d'être micro-structurée, et les puits quantiques ne sont donc pas exposés à la solution de sous-gravure. C'est grâce à cette conception que nous pouvons utiliser des puits quantiques comme matériau à gain.

Cependant, dans un premier temps, nous n'avons pas cherché à réaliser de dispositif accordable. Comme notre objectif premier est de démontrer avant tout l'effet laser, nous nous sommes limités à une procédure de fabrication de type réflecteurs simples (sans définition de microstructures), afin d'éviter toute courbure du miroir à CP qui induiraient des pertes latérales dégradant le facteur de qualité du résonateur.

On sous-grave donc simplement la couche sacrificielle de la cavité par les fentes du CP-1D, ce qui assure une planéité de la membrane à CP (Figure 31).



Figure 31: Image MEB (vue de dessus) du PCM-VCSEL

c) Caractérisation

Le PCM-VCSEL est caractérisé à température ambiante, sous pompage optique pulsé, avec une diode laser émettant dans le rouge à 800 nm. La largeur des impulsions est de 10ns, pour une période de 1µs soit une fréquence de répétition de 1MHz. Le diamètre du faisceau de pompe sur l'échantillon est de 10µm.

L'effet laser a pu être obtenu, vers $1.55\mu\text{m}$ [47]. La courbe LL, tenant compte du fait que seule 50% de la puissance de pompe traverse le CP, est représentée sur la figure 32. Le seuil du dispositif est de 15mW. L'acquisition de spectre en-dessous et au-dessus du seuil (figure 32) montrent une réduction importante de la largeur spectrale de résonance (de 0.5nm à 0.05nm), signe de la prédominance de l'émission stimulée au-delà du seuil. On peut également remarquer que l'émission laser est monomode. En régime d'émission spontanée, on n'observe également qu'un seul mode. La faible surface de pompage garantit un fonctionnement monomode au PCM-VCSEL (figure 33).

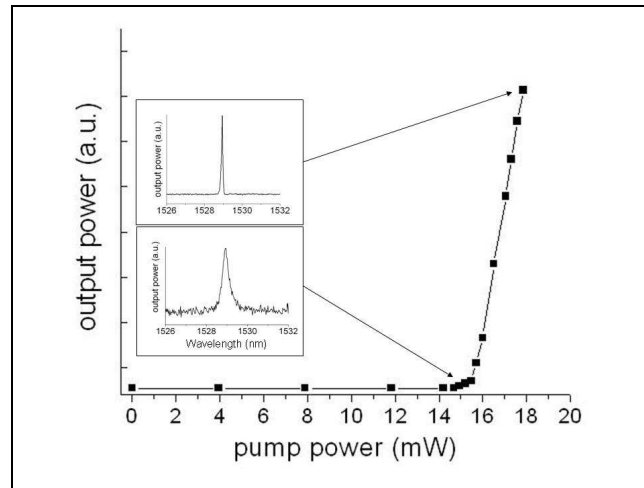


Figure 32: Courbe LL du PCM-VCSEL, caractérisé en pompage optique pulsé à température ambiante (largeur de pulses 10ns, fréquence des pulses 1MHz). Le seuil est de 15 mW. Au-delà de 15mW, la largeur de raie diminue considérablement avec la puissance de pompe (de 0.5nm à 0.05nm), signe de l'émission stimulée.

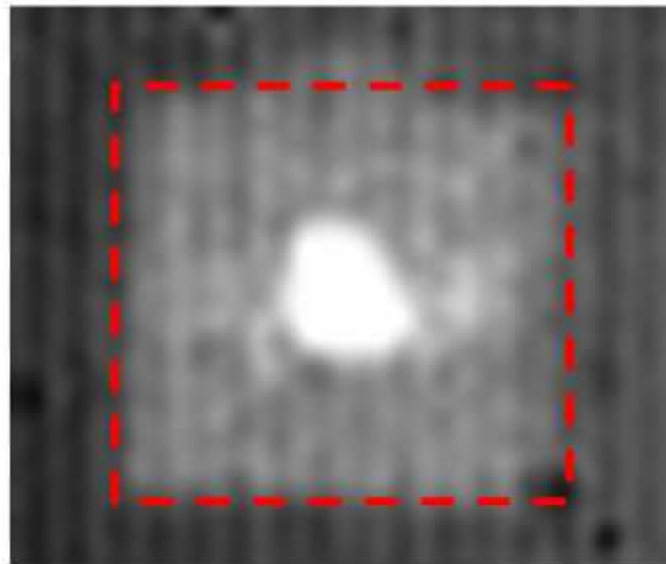


Figure 33: Image prise à la caméra infrarouge du PCM-VCSEL opérant au-dessus du seuil. La ligne pointillée représente la limite latérale du dispositif.

Par ailleurs, le diagramme en champ lointain du PCM-VCSEL mesuré expérimentalement (figure 34.a) est en très bon accord avec les simulations [48]. L'émission laser est normale à la surface de l'échantillon (point Γ), gaussienne, et très directive - comme pour les VCSELS traditionnels -, plus de 99% de l'énergie étant comprise dans un cône de $\pm 5^\circ$. L'ouverture expérimentale du cône est très légèrement supérieure à l'ouverture théorique, ceci en raison du fait que le mode FP avait été excité sur une largeur un peu plus grande (15 μ m) en simulations FDTD.

Enfin, la polarisation de l'émission laser a pu être démontrée expérimentalement [48], en plaçant, en amont du détecteur infrarouge, un analyseur. La figure 34.b montre l'intensité laser détectée en fonction de l'angle de l'analyseur. On a ainsi pu montrer que le PCM-VCSEL est polarisé, suivant la direction parallèle aux fentes (polarisation TE - $\theta=0^\circ$).

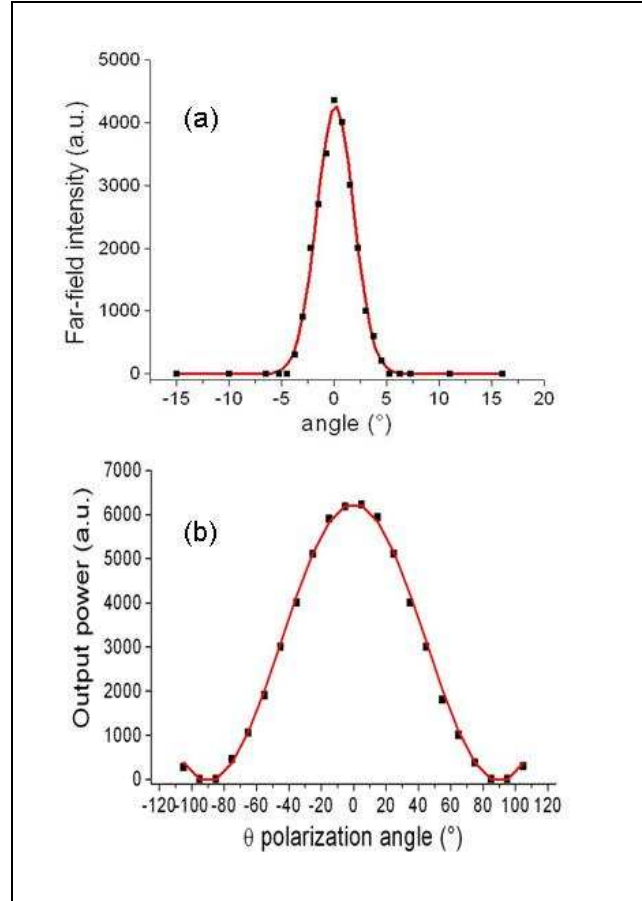


Figure 34: (a) Intensité en champ lointain expérimentale du PCM-VCSEL. (b) Intensité laser détectée expérimentalement, en fonction de l'angle θ de l'analyseur par rapport à la direction des fentes du PCM.

Notons, pour finir, que le régime continu (pompage continu) n'a pas pu être atteint, en raison de l'échauffement de la membrane à CP suspendue, qui a conduit à sa fusion.

Conclusion du chapitre

Les résultats obtenus dans ce chapitre remettent très sérieusement en question l'utilisation, vieille de plusieurs décennies, de miroirs de Bragg dans les cavités Fabry-Pérot. En effet, la caractérisation du filtre Fabry-Pérot passif hybride a permis de montrer qu'une simple couche de semi-conducteur, structurée suivant des paramètres adéquats, constituait un réflecteur bien plus efficace et compact que les miroirs de Bragg utilisés traditionnellement, permettant en outre un contrôle simple et puissant de la polarisation. L'efficacité de ces miroirs à CP est telle qu'il a été possible d'obtenir l'émission laser dans un dispositif hybride actif. C'est la première réalisation d'un VCSEL, qui plus est polarisé, où l'un des miroirs consiste en une simple couche de semi-conducteur structurée. On pourra d'ailleurs remarquer que c'est le miroir de Bragg qui limite les performances du PCM-VCSEL réalisé (moins bonnes efficacité et largeur spectrale de réflexion, forte longueur de pénétration).

Le régime continu n'a pas pu être atteint, en raison de l'échauffement du miroir à CP suspendu. Cependant, ce problème pourrait être résolu en remplaçant la cavité d'air par une cavité de silice dans une approche d'intégration hétérogène, par exemple.

Ce travail ouvre la voie à de nouveaux VCSELs ultra-compacts, et polarisés, composés seulement de deux miroirs à CP. Ces VCSELs pourraient présenter de très faibles seuils, puisque d'une part la forte réflectivité des miroirs à CP, d'autre part leur compacité et la faible durée de vie des modes de Bloch mis en jeu (la durée de vie des photons dans le miroir à CP étudié est moins importante que dans un miroir de Bragg III-V de réflectivité similaire), permettent une forte concentration du champ électromagnétique dans la cavité physique, au niveau du matériau à gain. Par ailleurs, la grande largeur spectrale de réflectivité des miroirs à CP permettraient d'accorder ces VCSELs sur de grandes gammes de longueur d'ondes.

L'étude de tels résonateurs Fabry-Pérot ultra-compacts à double miroirs à CP constitue l'objet du prochain chapitre.

REFERENCES

- [1]. L.R. Brovelli, U. Keller, « Simple analytical expressions for the reflectivity and the penetration depth of a Bragg mirror between arbitrary media », *Optics Communications* **116**, 343 (1995).
- [2]. D.I. Babic, S.W. Corzine, “Analytic expressions for the reflection delay, penetration depth, and absorptance of quarter-wave dielectric mirrors”, *IEEE Journal of Quantum Electronics* **28**, 514 (1992).
- [3]. K.-K. Law, D.I. Babic, “Effect of layer thickness variations on propagation delay and penetration depth of a quarter-wave distributed Bragg reflector”, *IEEE Photonics Technology Letters* **5**, 1294 (1993).
- [4]. J. Y. Tsai, T. C. Lu and S. C. Wang, “High reflectivity distributed Bragg reflectors for 1.55 μm VCSELs using InP/airgap”, *Solid-State Electronics* **47**, 1825 (2003).
- [5]. R. Le Dantec, T. Benyattou, G. Guillot, A. Spisser, C. Seassal, J. L. Leclercq, P. Viktorovitch, D. Rondi, and R. Blondeau, “Tunable microcavity based on InP-air Bragg mirrors,” *IEEE J. Select. Topics Quantum Electron.* **5**, 111 (1999).
- [6]. M. Strassner, J. C. Esnault, L. Leroy, J.-L. Leclercq, M. Garrigues, and I. Sagnes, “Fabrication of Ultrathin and Highly Flexible InP-Based Membranes for Microoptoelectromechanical Systems at 1.55 μm ”, *IEEE Photonics Technology Letters* **17**, 804 (2005).
- [7]. C. Seassal, J.L. Leclercq and P. Viktorovitch, “Fabrication of InP-based freestanding microstructures by selective surface micromachining”, *J. Micromech. Microeng.* **6**, 261 (1996).
- [8]. J.L. Leclercq, M. Garrigues, X. Letartre, C. Seassal and P. Viktorovitch, “InP-based MOEMS and related topics”, *J. Micromech. Microeng.* **10**, 287 (2000).
- [9]. JD Joannopoulos, R Meade, J Winn , “Photonic Crystals: Molding the Flow of Light”, Princeton University Press, Princeton, NJ (1995).

- [10]. B.E.A. Saleh, and M.C. Teich, « Fundamentals of Photonics », *Wiley Series in Pure and Applied Optics* (1991).
- [11]. E. Rozencher, B. Vinter, “Optoélectronique”, Enseignement de la Physique, Thomson-CSF, *Ed. Masson* (1998).
- [12]. A. Spisser, « Etude et réalisation de dispositifs micro-opto-electro-mécaniques à base de semiconducteurs III-V pour les réseaux colorés », thèse de l'Ecole Centrale de Lyon, (2000).
- [13]. A. Karim, S. Björlin, J. Piprek, J.E. Bowers, “ Long-wavelength vertical-cavity lasers and amplifiers”, *IEEE J. Sel. Top. Quant. Electron.* **6**, 1244 (2000).
- [14]. P. Yeh, “optical waves in layered media”, *Wiley series in pure and applied optics*, ISBN 0471828661 (1988).
- [15]. P. Viktorovitch et al., “Microsystèmes opto-électromécaniques”, *Hermes sciences publications*, Paris, ISBN 27462058508 (2003).
- [16]. M. Datta, M. W. Pruessner, D. P. Kelly, R. Ghodssi, “Design of MEMS-tunable novel monolithic optical filters in InP with horizontal bragg mirrors”, *Solid-State Electronics* **48**, 1959 (2004).
- [17]. E. C. Vail, M. S.Wu, G. S. Li, L. Eng, and C. J. Chang-Hasnain, “GaAs micromachined widely tunable Fabry–Pérot filters,” *Electron. Lett.* **31**, 228 (1995).
- [18]. A. Tran, Y. H. Lo, Z. H. Zhu, D. Haronian, and E. Mozdy, “Surface micromachined Fabry–Pérot tunable filter,” *IEEE Photon. Technol. Lett.* **8**, 393 (1996).
- [19]. J. Daleiden, V. Rangelov, S. Irmer, F. Römer, M. Strassner, C. Prott, A. Tarraf, and H. Hillmer, “Record tuning range of InP-based multiple air-gap MOEMS filter,” *Electron. Lett.* **38**, 1270 (2002).
- [20]. M. Strassner, J. Daleiden, N. Chitica, D. Keiper, B. Stålnacke, D. Greek, and K. Hjort, “III–V semiconductor material for tunable Fabry–Pérot filters for coarse and dense WDM systems,” *Sens. Actuators A* **85**, 249 (2000).
- [21]. P. Tayebati, P.D. Wang, D. Vakhshoori, R.N. Sacks, “Widely tunable Fabry-Perot filter using Ga(Al)As-AlO_xdeformable mirrors”, *IEEE Photonics Technology Letters* **10**, 394 (1998).

- [22]. S. Greek, R. Gupta, and K. Hjort, “Mechanical Considerations in the Design of a Micromechanical Tuneable InP-Based WDM Filter”, *Journal of Microelectromechanical systems* **8**, 328 (1999).
- [23]. J. I. Seeger et S. B. Crary, « Stabilization of electro-statically actuated mechanical devices », *International Conference on Solid-State Sensors and Actuators*, 1133 (1997).
- [24]. E. S. Hung et S. D. Senturia, « Extending the travel range of analog-tuned electrostatic actuators », *Journal of Microelectromechanical Systems* **8**, 497 (1999).
- [25]. D. M. Burns et V. M. Bright, « Non linear flexure for stable deflection of an electrostatically actuated micromirror », *Proceedings of SPIE : Microelectronics Structures and MEMS for Optical Processing III* 3226, **125** (1997).
- [26]. A. Spisser, R. Ledantec, C. Seassal, J. L. Leclercq, T. Benyattou, D. Rondi, R. Blondeau, G. Guillot, and P. Viktorovitch, “Highly Selective and Widely Tunable 1.55 μ m InP/Air-Gap Micromachined Fabry–Perot Filter for Optical Communications”, *IEEE Photonics Technology Letters* **10**, 1259 (1998).
- [27]. M. Garrigues, J. Danglot, J.-L. Leclercq, and O. Parillaud, “Tunable High-Finesse InP/Air MOEMS Filter”, *IEEE Photonics Technology Letters* **17**, 1471 (2005).
- [28]. S. Boutami, B. Benbakir, J.L. Leclercq, X. Letartre, P. Rojo-Romeo, M. Garrigues, P. Viktorovitch, I. Sagnes, L. Legratiet, and M. Strassner, “Highly selective and compact tunable MOEMS photonic crystal Fabry-Perot filter”, *Optics Express*.**14**, 3129 (2006).
- [29]. K.D. Choquette, and H.Q. Hou, “Vertical-cavity surface emitting lasers: moving from research to manufacturing”, *Proceedings of the IEEE* **85**, 1730 (1997).
- [30]. C.W. Wilmsen, L.A. Coldren, H. Temkin, “Vertical-Cavity Surface-Emitting Lasers: Design, Fabrication, Characterization, and Applications », *Cambridge University Press*, ISBN-13:9780521590228 | ISBN-10:0521590221

- [31]. S. Nakagawa, E. Hall, G. Almuneau, J.K. Kim, D.A. Buell, H. Kroemer, and L.A. Coldren, “1.55 μ m InP lattice matched VCSELs with AlGaAsSb-AlAsSb DBRs”, *IEEE J. Sel.Top.Quantum Electron* **7**, 224 (2001).
- [32]. M. Ortsiefer, S. Baydar, K. Windhorn, G. Böhm, J. Roskopf, R. Shau, E. Rönneberg, W. Hofmann, and M.C. Amann, “2.5-mW Single-Mode Operation of 1.55 μ m buried Tunnel Junction VCSELs”, *IEEE Photon.Techn.lett.* **17**, 1596 (2005).
- [33]. J. Boucart, R. Pathak, D. Zhang, M. Beaudoin, P. Kner, D. Sun, R.J. Stone, R.F. Nabiev, and W. Yuen, “Long wavelength MEMS tunable VCSEL with InP-InAlGaAs bottom DBR”, *IEEE Photon. Techn. Lett.* **15**, 1186 (2003).
- [34]. A. Syrbu, A. Mircea, A. Mereuta, A. Caliman, C.A. Berseth, G. Suruceanu, V. Iakovlev, M. Achtenhagen, A. Rudra, and E. Kapon, “1.5-mW Single-Mode operation of wafer-fused 1550nm VCSELs”, *IEEE Photon. Techn. Lett.* **16**, 1230 (2004).
- [35]. M. Strassner, P. Regreny, S. Bouchoule, N. Chitica, G. Saint-Girons, I. Sagnes, J. Jacquet, J.L. Leclercq, « 1.55 μ m VCSELs with InP/air-gap distributed Bragg reflectors”, *International Conference on Indium Phosphide and Related Materials (IPRM)* **16**, 700 (2004).
- [36]. D. Song, S. Kim, H. Park, C. Kim, and Y. Lee, “Single-fundamental-mode photonic-crystal vertical-cavity surface-emitting lasers”, *App. Phys. Lett.* **80**, 3901 (2002).
- [37]. N. Yokouchi, A. Danner, and K. Choquette, “Two-Dimensional photonic crystal confined vertical-cavity surface-emitting lasers”, *IEEE J. Sel. Top. Quantum Electron.* **9**, 1439 (2003).
- [38]. C.I. Wilkinson, J. Woodhead, J.E.F. Frost, J.S. Roberts, R. Wilson and M.F. Lewis, “Electrical Polarization Control of Vertical-Cavity Surface-Emitting Lasers Using Polarized Feedback and a Liquid Crystal”, *IEEE Photon. Technol. Lett.* **11**, 155 (1999).
- [39]. N. Nishiyama, A. Mizutani, N. Hatori, M. Arai, F. Koyama and K. Iga, “Lasing Characteristics of InGaAs–GaAs Polarization Controlled Vertical-Cavity Surface-Emitting Laser Grown on GaAs (311) B Substrate”, *IEEE J. Select. Top. Quantum Electron.* **5**, 530 (1999).
- [40]. K.D. Choquette and R.E. Leibenguth, “Control of Vertical-Cavity Laser Polarization with Anisotropic Transverse Cavity Geometries”, *IEEE Photon. Technol. Lett.* **8**, 40 (1994).

- [41]. S. J. Schablitsky, L. Zhuang, R. C. Shi, and S. Y. Chou, “Controlling polarization of vertical-cavity surface-emitting lasers using amorphous silicon subwavelength transmission gratings”, *Appl. Phys. Lett.* **69**, 7 (1996).
- [42]. C.Y. Huang, Y. Zhou, and C.J. Chang-Hasnain, ”A surface-emitting laser incorporating a high-index-contrast subwavelength grating “, *Nature Photon.* **1**, 119 (2007)
- [43]. R Magnusson, PP Young, D Shin, Vertical-cavity laser ans laser array incorporating guided-mode resonance effects and method for making the same - *US Patent* **6,154,480** (2000).
- [44]. A. Katz, “InP and related materials”, *Artech House Inc.* (1992).
- [45]. C. Symonds, G. Saint-Girons, I. Sagnes, A. Mereuta, J.L. Oudar, “Lasing operation under pulsed optical pumping of 1.55 μ m external-cavity VCSELs using an InP/AlGaInAs bottom Bragg reflector”, *Indium Phosphide and Related Materials conference (IPRM)* **14**, 663 (2002).
- [46]. S. Boutami, B. Benbakir, J.L. Leclercq, X. Letartre, C. Seassal, P. Rojo-Romeo, P. Regreny, M. Garrigues and P. Viktorovitch, “Photonic Crystal based MOEMS devices”, *Journal on Selected Topics in Quantum Electronics* **13**, 244 (2007).
- [47]. S. Boutami, B. Benbakir, P. Regreny, J.L. Leclercq, and P. Viktorovitch, “Compact 1.55 μ m room-temperature optically pumped VCSEL using Photonic crystal mirror”, *IEEE Electronics Letters* **43**, 282 (2007).
- [48]. S. Boutami, B. Benbakir, J.L. Leclercq and P. Viktorovitch, “Compact and polarization controlled 1.55 μ m vertical-cavity surface-emitting laser using single-layer Photonic Crystal Mirror”, *Applied Physics Letters* **91**, 071105 (2007).

-Chapitre 4-

Microcavités Fabry-Pérot verticales ultimes à miroirs à CP

| | |
|---|-----|
| Introduction | 166 |
| I. FILTRE à double CP – Résonateur passif hétérogène | 167 |
| II. Filtre à double CP – résonateur passif monolithique | 173 |
| II-A. Conception | 173 |
| II-B. Fabrication..... | 175 |
| II-C. Caractérisation | 179 |
| II-D. Conclusion..... | 179 |
| II-E. Perspectives: vers un VCSEL ultime..... | 181 |
| III. Analyse des résultats expérimentaux, et retour sur la conception | 182 |

Introduction

L'idée est, à partir des résultats obtenus précédemment, d'envisager des résonateurs Fabry-Pérot à compacité ultime, basés exclusivement sur des réflecteurs membranaires à cristaux photoniques. De tels résonateurs pourraient à l'avenir suppléer les cavités traditionnelles à miroirs de Bragg (Figure 1).

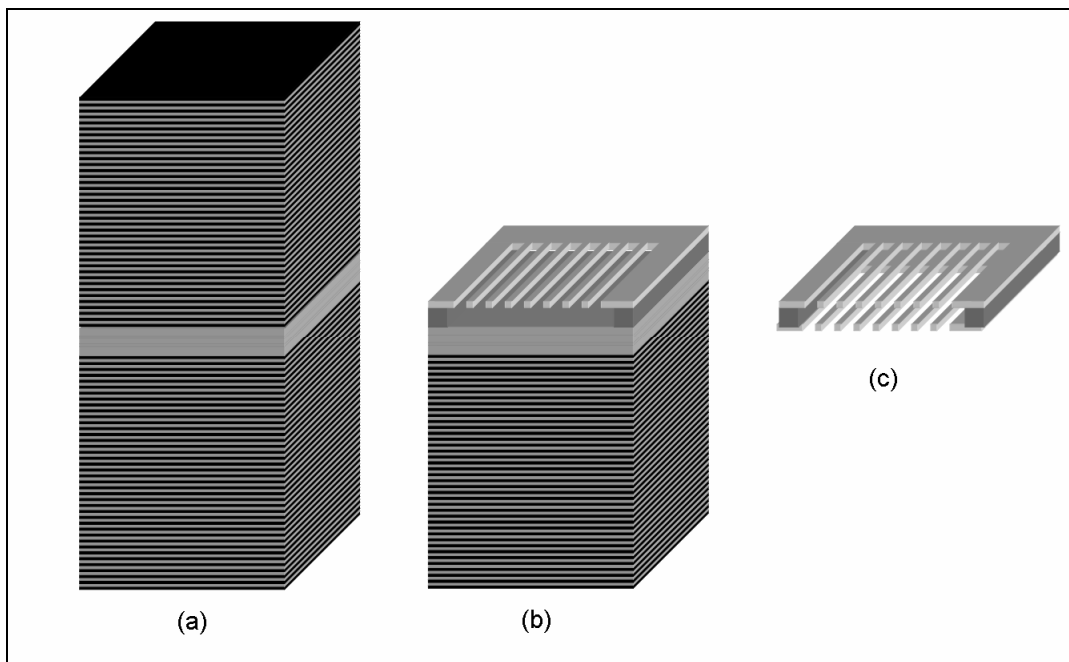


Figure 1 : (a) microcavité verticale conventionnelle à miroirs de Bragg. (b) microcavité verticale hybride associant un miroir de Bragg et un miroir à CP. (c) microcavité verticale ultime à miroirs à CP

Dans un premier temps, nous avons cherché, dans un souci de pragmatisme, à démontrer le concept de cavité Fabry-Pérot ultime, en tirant profit d'échantillons de réflecteurs InP/air dont nous disposons déjà (chapitre II), placés en vis-à-vis à l'aide de translateurs piezoélectriques. Le principal verrou de cette approche hétérogène a donc concerné la méthode de caractérisation.

Dans un deuxième temps, nous nous sommes ensuite intéressés à la réalisation d'un démonstrateur monolithique InP/air, la principale difficulté étant le transfert du cristal photonique, par gravure sèche profonde, dans les deux lames d'InP. Le verrou de cette approche monolithique a donc été, quant à lui, essentiellement technologique.

I. FILTRE à double CP – Résonateur passif hétérogène [1]

L'expérience consiste à placer deux échantillons différents, contenant des dispositifs réflecteurs, en vis-à-vis, et à analyser le spectre de réflectivité. L'un des échantillons est posé sur un support fixe, tandis que l'autre est fixé à un support mobile relié à des translateurs piézo-électriques, pour un déplacement fin et précis (figure 2). Ces translateurs piézo-électriques ont nécessité un développement spécifique du banc de caractérisation.

Le problème qui se pose alors, est d'être en mesure d'aligner, sur le chemin optique, les deux CP placés sur chacun des échantillons.

Pour ce faire, nous sommes contraints d'adopter pour l'un des échantillons au moins un substrat transparent (dans le visible). Dans le cadre du réseau européen ePIXnet, nous avons pu avoir accès à la technologie de collage par adhésion moléculaire du CEA-Léti, qui nous a permis de reporter une membrane d'InP sur un substrat de silice fondue. Cet échantillon à substrat transparent nous a permis de procéder à l'alignement visuel des CP (figure 2), via une caméra visible munie d'un objectif, placée au-dessus du montage. On peut voir sur la figure 3, des images optiques du miroir supérieur avec substrat transparent. La membrane d'InP de cet échantillon a été divisée, par gravure chimique humide, en mésas de 500 μ m de côté, pour pouvoir localiser et identifier plus facilement les CP, inscrits au centre de ces mésas.

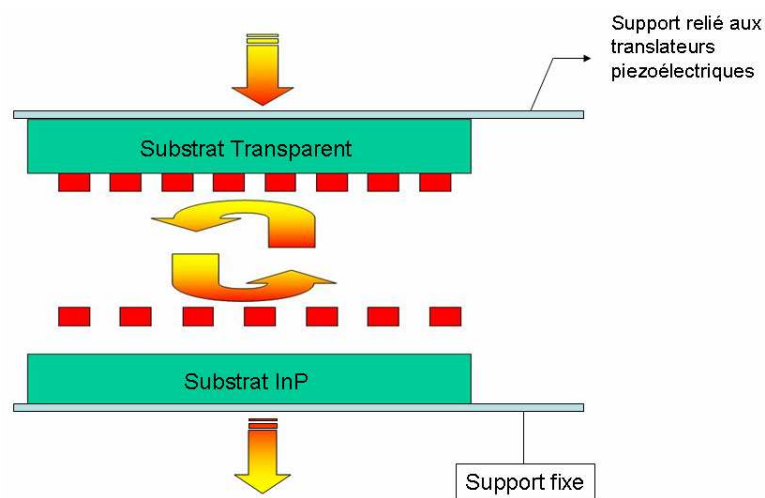


Figure 2 : schéma du montage pour la caractérisation du résonateur hétérogène

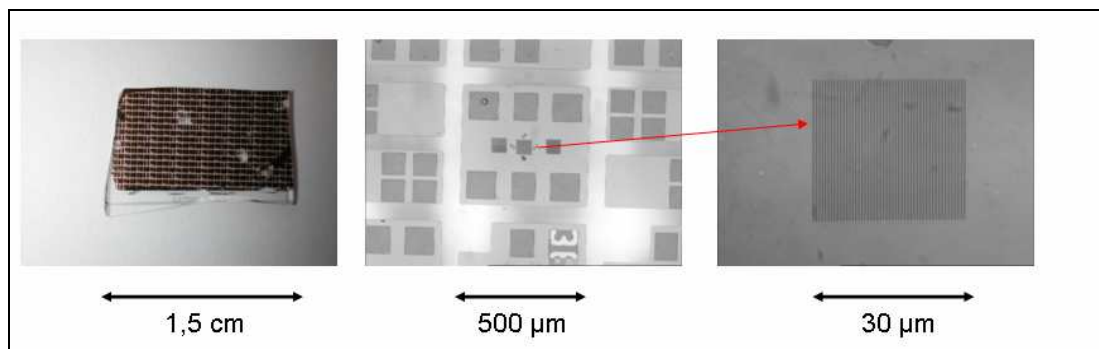


Figure 3 : Images, prises au microscope optique, du substrat transparent de silice fondue comportant une membrane d'InP reportée. La taille latérale des réflecteurs inscrits sur les mésas est de 30 μm .

Les propriétés optiques de ce miroir à substrat transparent doivent cependant être ajustées avec précision. La silice fondue ayant un indice optique supérieur à celui de l'air (1.44 au lieu de 1), les longueurs d'onde des modes du cristal ont tendance à être décalées vers le rouge; on a donc été amené, par rapport aux paramètres initiaux du miroir InP/air, à augmenter le facteur de remplissage d'air, diminuer la période, et diminuer également l'épaisseur de la membrane. Les paramètres retenus sont : une période de 1 μm , une épaisseur de 240 nm, et un facteur de remplissage d'air de 75% (au lieu de 1.15 μm , 255 nm, et 65% respectivement pour le miroir inférieur InP/air). On s'assure ainsi que les plateaux de réflectivité des deux miroirs se recouvrent. Néanmoins, le réflecteur à substrat transparent n'a pas pu être maintenu multi-mode. Seul le mode de plus faible énergie s'exprime (figure 4). Il reste cependant assez large-bande.

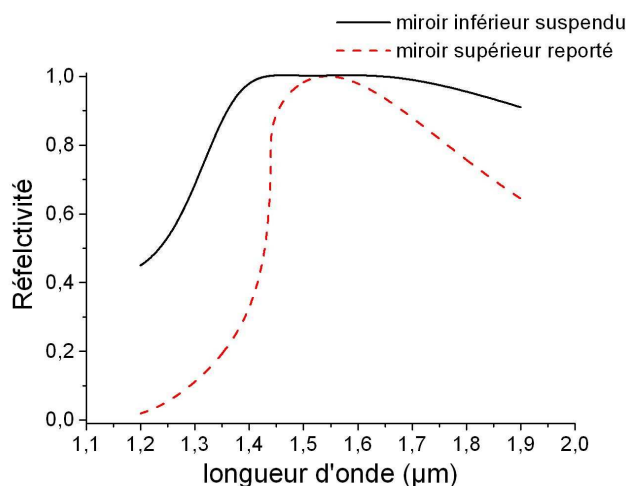


Figure 4 : spectres de réflectivités (RCWA) du miroir inférieur suspendu (courbe pleine), et du miroir supérieur reporté sur silice fondue (courbe pointillée), en polarisation TE. Les plateaux de réflectivité se recouvrent vers 1.55 μm .

Une mesure de réflectivité de la cavité Fabry-Pérot, réalisée entre 1500 et 1540nm, est présentée en figure 5. Notons que les oscillations fines, périodiques, et rapprochées, présentes sur la courbe, sont des résonances FP localisées dans les substrats (grande épaisseurs des substrats, donc fort facteur de qualité de résonances et faible intervalle spectral libre). Ces oscillations auraient pu être évitées par le dépôt de couches antireflets sur la face arrière de chacun des substrats.

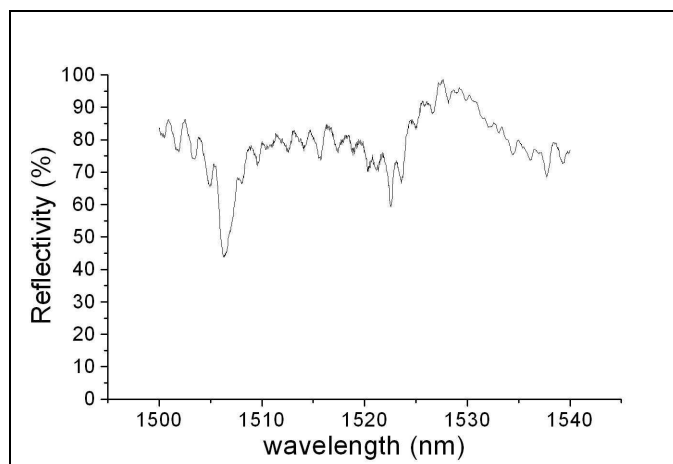


Figure 5 : spectre de réflectivité expérimental du résonateur hétérogène, entre 1500nm et 1540nm.

La courbe de caractérisation montre trois pics de résonances de la cavité FP d'intérêt, séparées par un intervalle spectral libre de l'ordre de 15nm.

La cavité est donc multi-mode. En effet, sur notre banc expérimental, nous n'avons pas pu rapprocher les échantillons à moins d'une dizaine de μm au mieux (problème de planéité des échantillons). La courbe de réflectivité de la figure 5 correspond en l'occurrence à une longueur de cavité de 70 μm , déduite de l'intervalle spectral libre qui est de 15nm.

Lorsque les résonances se rapprochent de 1.55 μm , leur facteur de qualité augmente, car la réflectivité du miroir reporté sur silice fondue augmente également (figure 4).

Les résonances deviennent cependant de moins en moins distinguables (la chute de réflectivité à la résonance s'estompe). Ceci est dû à l'augmentation de ce que nous appellerons les pertes latérales élémentaires.

Nous définissons les pertes latérales élémentaires, comme la probabilité qu'à un photon de la cavité, pris isolément, de fuir latéralement (le photon n'ayant, en l'absence d'élément absorbant, que deux alternatives : fuir latéralement ou verticalement). C'est donc plus précisément un **taux de pertes**, que l'on peut définir également comme le rapport de la puissance perdue latéralement à la puissance

stockée dans la cavité, à un instant donné. Les pertes latérales élémentaires sont constantes durant tout le régime transitoire de la résonance (et bien sûr stationnaire).

Il faut distinguer les pertes latérales élémentaires, des pertes latérales globales P de la cavité, que l'on considérera essentiellement en régime stationnaire, et qui correspondent aux pertes latérales réelles (et non plus à un taux de pertes). Pertes latérales globales et élémentaires sont simplement liées par l'intensité du champ dans la cavité en régime stationnaire:

$$P = (\text{pertes latérales élémentaires}) * (\text{intensité du champ dans la cavité}) \quad (1)$$

Cependant, contrairement à ce que l'on pourrait penser de prime abord, une augmentation des pertes latérales élémentaires n'entraîne pas forcément une augmentation linéaire des pertes latérales globales de la cavité en régime stationnaire. En effet, de **fortes pertes latérales élémentaires** peuvent entraver l'amplification du champ dans la cavité au cours du régime transitoire, et **altérer ainsi l'intensité du champ dans la cavité en régime stationnaire**. Pour cette raison, la relation (1) ne constitue pas une relation linéaire, ni même monotone, entre pertes latérales globales et élémentaires.

On va, plus précisément, être amenés à distinguer deux régimes, que l'on qualifiera de régime de « faibles pertes latérales élémentaires » et régime de « fortes pertes latérales élémentaires » (figure 6) :

- en régime de « faibles pertes latérales élémentaires », le temps mis par les photons de la cavité pour atteindre le bord de la structure n'est que légèrement inférieur à leur temps de fuite vertical théorique (si la cavité était de taille latérale infinie). Les pertes latérales élémentaires de la cavité n'altèrent pas de manière significative l'amplification du champ dans la cavité au cours du régime transitoire. L'intensité du champ dans la cavité en régime stationnaire garde sensiblement la même valeur. On remarque alors, en régime stationnaire, et à la longueur d'onde de résonance FP, que les **pertes latérales globales P de la cavité augmentent de manière quasi-linéaire avec les pertes latérales élémentaires** (conformément à (1)), et que **la transmission baisse**, avec $T+P \approx 1$ (en supposant les miroirs équilibrés, c'est-à-dire $R \approx 0$).
- en régime de « fortes pertes latérales élémentaires », les pertes latérales élémentaires nuisent gravement à la résonance. Le temps mis par les photons de la cavité pour atteindre le bord de la structure devient nettement inférieur à leur temps de fuite verticale théorique (si la cavité était de taille latérale infinie). **Le champ ne peut plus s'amplifier dans la cavité au cours du régime transitoire** (les photons de la cavité disparaissent avant que d'autres aient pu y entrer). On note alors, bien que les pertes latérales élémentaires aient augmenté, **une diminution des pertes latérales globales de la cavité** en régime stationnaire, imposée par la diminution

drastique de l'intensité du champ (ou nombre de photons) dans la cavité en régime stationnaire (relation (1)). On note également **une augmentation la réflectivité à la résonance** (puisque l'amplitude de l'onde qui ressort de la cavité par le miroir supérieur, proportionnelle à l'amplitude du champ dans la cavité, est trop faible pour pouvoir contrebalancer par interférences destructives l'onde incidente directement réfléchi sur le miroir supérieur), avec : $R+P \approx 1$. A l'extrême, la réflectivité de la cavité tend vers celle du miroir supérieur.

On comprend, de part cette analyse, qu'il est très important de distinguer pertes latérales élémentaires et pertes latérales globales de la cavité, qui évoluent différemment lorsqu'on est en régime de fortes pertes latérales élémentaires.

Le maximum de pertes latérales globales de la cavité (50%) se situe à la frontière entre les deux régimes de pertes latérales élémentaires (figure 6).

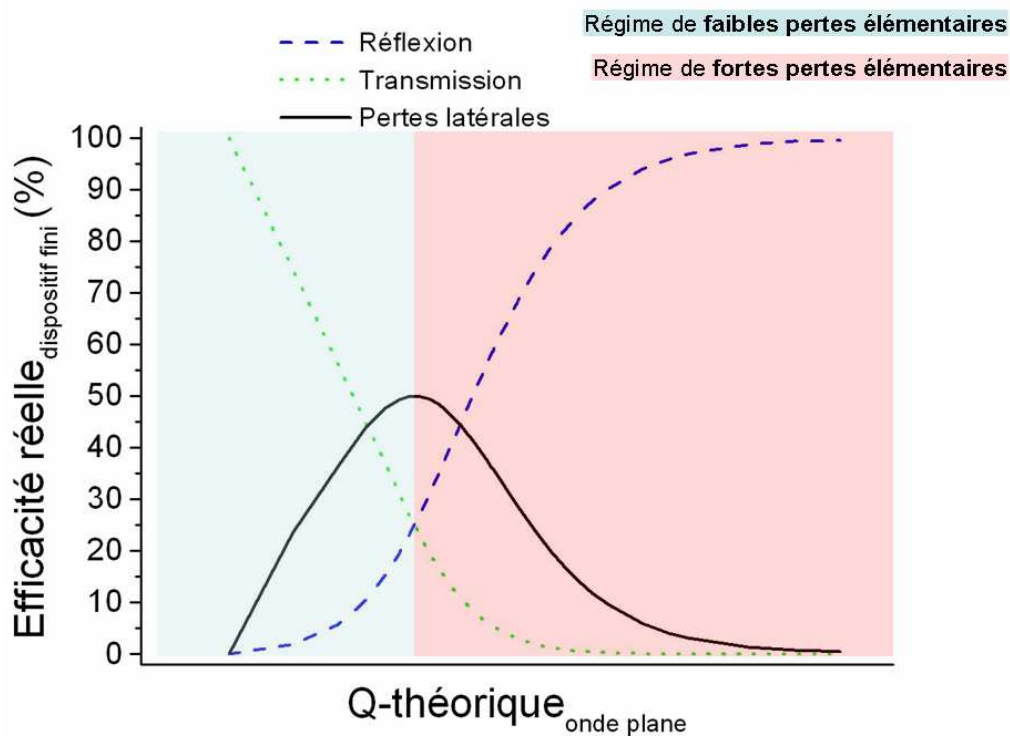


Figure 6 : Evolution de la réflexion R , de la transmission T , et des pertes latérales globales ($P=1-R-T$) d'une cavité FP de taille latérale finie, en fonction de la durée de vie théorique des photons si la cavité était de taille latérale infinie (calculs modes couplés).

Pour un dispositif de taille latérale donnée, et une vitesse d'expansion latérale du mode FP donnée (nous reviendrons plus tard sur cette notion de vitesse d'expansion), c'est-à-dire pour un temps de fuite latéral élémentaire des photons donné, ce qui va déterminer le passage d'un régime de faibles pertes élémentaires à un régime de fortes pertes élémentaires, est le temps de fuite vertical théorique des photons si la cavité était de taille latérale infinie, c'est-à-dire, finalement, le facteur de qualité théorique-onde plane de la structure (figure 6).

Ce facteur de qualité peut être augmenté de deux manières:

- En augmentant la réflectivité des miroirs (et/ou la durée de vie des photons dans ces miroirs).
- En augmentant la longueur de la cavité, c'est-à-dire l'espacement inter-miroirs.

On comprend dès lors, pourquoi, sur la figure 5, les résonances les plus proches de $1.55\mu\text{m}$, c'est-à-dire les plus proches du maximum d'efficacité du miroir reporté, présentent les plus faibles chutes de réflectivités. En s'approchant du maximum d'efficacité du miroir reporté, le facteur de qualité théorique-onde plane augmente, et le régime de pertes latérales élémentaires devient de plus en plus fort (donc la réflectivité monte). Le facteur de qualité réel maximal que l'on a pu sonder (vers 1523 nm), est de 3000, pour une chute de réflectivité de 20% environ (figure 5). Etant donné la grande taille de la cavité ($70\text{ }\mu\text{m}$), ce facteur de qualité limite est atteint pour une longueur d'onde (1523 nm) relativement éloignée du maximum de réflectivité des miroirs ($\sim 1550\text{nm}$).

De même, nous avons pu vérifier, expérimentalement, qu'en augmentant l'espacement entre les miroirs, l'ISL était diminué, mais le facteur de qualité maximum pouvant être sondé restait le même, c'est-à-dire 3000, pour une chute de 20%. Ce maximum étant alors, bien entendu, atteint pour une longueur d'onde encore plus éloignée de 1550nm .

Notons que le raisonnement développé dans cette partie, orienté sur les pertes latérales des résonateurs Fabry-Pérot, peut en fait s'appliquer à tout type de pertes, autres que verticales (absorption, ...).

Conclusion :

Dans cette première approche hétérogène, on a pu démontrer, pour la première fois, un résonateur Fabry-Pérot basé exclusivement sur des miroirs à CP, présentant un fort facteur de qualité ($Q=3000$). L'étude de ce résonateur nous a amené à développer une compréhension des phénomènes de pertes latérales dans les cavités Fabry-Pérot, et à discriminer ainsi deux régimes de pertes fondamentaux. Nous en avons déduit que le facteur de qualité maximal que l'on a pu sonder ($Q=3000$) était une limite intrinsèquement imposée par un régime de fortes pertes latérales élémentaires (lié à la taille latérale du

dispositif, et à la vitesse d'expansion latérale du mode Fabry-Pérot). Ce régime est induit par le fort facteur de qualité théorique (onde-plane) du résonateur, dû à la forte réflectivité des miroirs, mais aussi à la taille importante de la cavité, qui n'a pu être réduite en deçà d'une dizaine de μm .

Dans le cadre de la photonique intégrée, il serait alors intéressant de savoir si la réflectivité des miroirs à CP peut être suffisante pour atteindre un tel facteur de qualité, mais avec une longueur de cavité micrométrique.

Nous allons traiter ce point dans la partie suivante.

II. Filtre à double CP – résonateur passif monolithique [2]

II-A. Conception

La structure étudiée est constituée de deux réflecteurs à CP InP/air ultra-large bande (Figure 7):

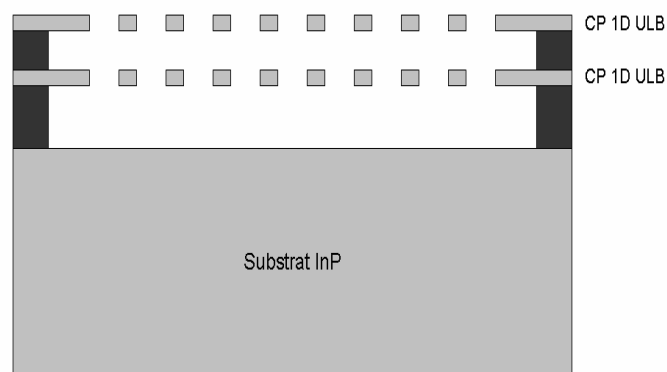


Figure 7 : Schéma représentatif du résonateur passif ultime monolithique. Les deux miroirs utilisés sont des miroirs à CP InP/air ultra-large-bande.

Les épaisseurs des couches sont les suivantes:

| | Epaisseur physique (nm) |
|----------------------------|----------------------------|
| InP | 255 |
| InGaAs (cavité air) | 700 |
| InP | 255 |
| InGaAs (couche antireflet) | 1400 |
| substrat InP | |

Tableau 1: Epaisseurs des couches de l'hétérostructure initiale, pour la réalisation du résonateur monolithique passif ultime.

L'épaisseur de la cavité d'air a été choisie la plus faible possible. Ce choix nous est imposé par des considérations technologiques.

En effet, la définition des deux miroirs à CP dans les membranes d'InP est faite par gravure ionique réactive. Cette méthode de gravure n'est pas parfaitement anisotrope, mais caractérisée par un angle de gravure, qui entraîne une dérive de la largeur des fentes. Si l'épaisseur de la cavité supérieure d'air est choisie trop importante, le facteur de remplissage d'air du CP inférieur risque donc d'être inférieur à la limite autorisée (cf tolérances et robustesse du réflecteur- chapitre 2, et [3]).

C'est la raison pour laquelle nous avons opté pour une épaisseur de cavité de 700nm, qui est la longueur minimale que l'on puisse choisir, étant donné qu'elle correspond à une épaisseur optique demi-onde, pour une longueur d'onde Fabry-Pérot située à $\lambda=1.4\mu\text{m}$, soit à la limite spectrale inférieure du plateau de réflectivité des miroirs (figure 4, courbe noire).

La résonance Fabry-Pérot va donc exploiter le mode guidé de plus forte énergie des CP.

Notons que la cavité d'air inférieure a été choisie d'épaisseur 1400nm pour trois raisons :

- Elle est suffisamment importante pour éviter tout couplage évanescent du mode de Bloch du CP inférieur vers le substrat (couplage qui pourrait dégrader le facteur de qualité de la résonance FP).
- Elle est suffisamment importante pour s'assurer de graver les deux membranes d'InP tout en évitant de structurer le substrat, ce qui lui conférerait des propriétés optiques indésirables. Il faut cependant veiller à ce que l'épaisseur ne soit pas trop importante, afin d'éviter une accumulation de contraintes lors de l'épitaxie qui nuirait à la qualité des couches supérieures [4-6].

- Elle a une épaisseur optique multiple de $\lambda/2$. Mais ce n'est pas pour autant une cavité Fabry-Pérot. Bien au contraire ; compte-tenu du déphasage de π à la réflexion sur le substratⁱ, et de 0 sur le miroir à CP à la longueur d'onde de $1,4\mu\text{m}$ (cf figure 12 chapitre 3), cette cavité se comporte globalement comme une couche antireflet. On s'assure ainsi de maximiser la transmission de la structure à la longueur d'onde de résonance (la transmission théorique de la structure conçue, si les miroirs à CP sont identiques, et en l'absence de pertes latérales, est ainsi de 100% à la résonance).

II-B. Fabrication

Dans un premier temps, nous n'avons pas effectué de dopage des couches, afin d'éviter toutes contraintes résiduelles dans les membranes d'InP, qui induiraient une courbure des miroirs, et donc un accroissement des pertes latérales du résonateur. Le dispositif a donc été conçu non accordable.

En ce qui concerne la fabrication, le principal verrou, technologique, est, comme on l'a dit, le transfert par gravure profonde du cristal photonique dans les deux couches d'InP. La profondeur de gravure nécessaire est ici de $1,2\mu\text{m}$. La verticalité des flancs, lors d'une gravure ionique réactive, étant généralement optimale dans la partie supérieure de la tranchée, il faudrait plutôt viser $2\mu\text{m}$ de profondeur de gravure au minimum.

Deux problèmes se posent alors:

- Un masque dur de Silice de 90nm, tel qu'utilisé pour la réalisation des réflecteurs (cf chapitre 2), ne résisterait pas à une gravure profonde de $2\mu\text{m}$ de III-V (durée 1h). Les études de sélectivité menées au chapitre II, montrent qu'il faudrait en effet quadrupler l'épaisseur du masque dur de silice. Ceci n'est pas envisageable, car l'épaisseur de PMMA devrait alors être augmentée d'un même facteur, et elle deviendrait inappropriée, compte-tenu des limites d'écriture de l'appareillage de lithographie électronique.
- Des conditions de gravure RIE classiques du III-V ($\text{CH}_4=10\text{sccm}$ / $\text{H}_2=30\text{sccm}$ / Pression= 30mTorr / Puissance= 200Watts) ne permettraient pas de graver des fentes de $2\mu\text{m}$ de profondeur avec une bonne anisotropie, en raison principalement de la formation de

ⁱ Le déphasage à la réflexion sur un dioptré est de π lorsque le milieu incident est celui de bas indice, et de 0 dans le cas contraire [7].

polymères (dus à la décomposition de molécules CH_4 du plasma) qui obstruent progressivement les fentes au cours de la gravure.

On a donc été amené à modifier la procédure de fabrication, de sorte à remédier à ces deux problèmes :

- On s'est ainsi orienté vers un masque dur en nitrure de Silicium, plus résistant que la silice aux conditions de gravure III-V. Dans ces conditions, la gravure de $2\mu\text{m}$ de matériaux III-V consomme environ 100 nm de nitrure. On a retenu, par sécurité, une épaisseur de 200nm. On a ensuite cherché à déterminer la tenue de la résine PMMA aux conditions de gravure de ce masque de nitrure. Il faut environ 110 secondes pour ouvrir 200nm de nitrure ($\text{CHF}_3=16\text{sccm}$ / $\text{SF}_6=7\text{sccm}$ / $\text{CH}_4=2\text{sccm}$; 100mTorr, 150W). Dans ces conditions, près de 110nm de PMMA sont consommés. On a retenu, par sécurité, une épaisseur de 125nm. En conclusion, on a donc retenu les masques suivants pour la gravure profonde :
 - masque dur de nitrure de 200nm
 - masque de PMMA de 125nm (étalement à 3000tours /min, au lieu des 5000tours /min qui donnaient 90 nm de PMMA)
- Concernant l'anisotropie de gravure, on a modifié la procédure de gravure III-V, en ajoutant des séquences de nettoyage de polymères d'une minute ($02:20\text{sccm}$ /pression=100mTorr /PW=100Watts), toutes les 5 minutes de gravure. Cette procédure s'est révélée efficace, et a permis d'obtenir des profondeurs de gravure importantes avec une bonne anisotropie (angle de gravure de $86,5^\circ$); au bout d'une heure de gravure (12 cycles) sur un échantillon-test, la profondeur des fentes obtenues est de $2.9\mu\text{m}$ pour une largeur de $1\mu\text{m}$, avec une verticalité des flancs très intéressante (figure 8). En l'absence de nettoyage polymères, de tels flancs de gravure auraient été obtenus pour des profondeurs de gravure de 500nm seulement.

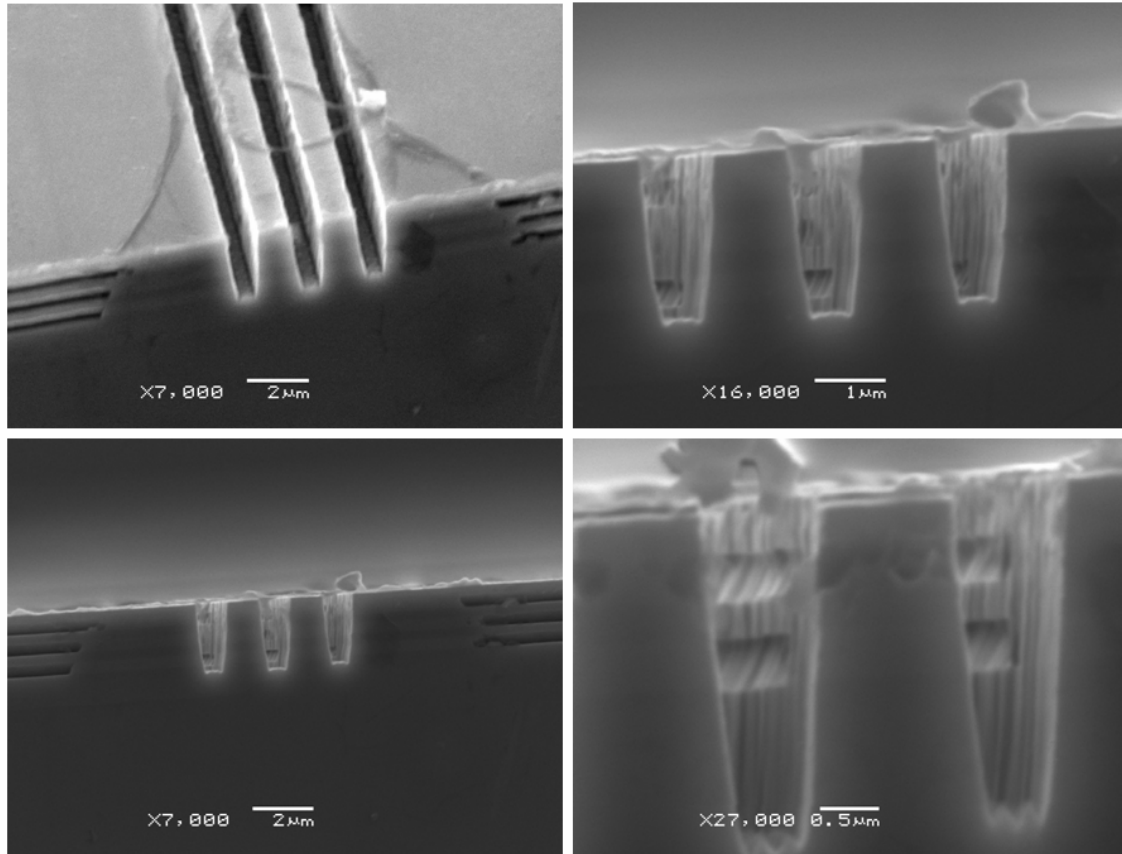


Figure 8 : Images, prises au MEB, de fentes de test de 1 μm de large gravée sur une profondeur de 3 μm par RIE dans une hétérostructure arbitraire d'InP/InGaAs, avec la procédure de gravure optimisée. L'angle des flancs de gravure est de 86,5° par rapport au plan horizontal. Les couches d'InGaAs de l'hétérostructure ont été révélées par une gravure chimique de courte durée au FeCl_3 .

Par contre, avec cette nouvelle procédure séquencée de nettoyage polymères, la tenue du masque dur de nitrure est moins bonne. En effet, la couche de polymère jouait un rôle de protection du masque dur. Le fait de réaliser des nettoyages de polymères fréquents met à nue la surface du nitrure, et accélère son érosion à chaque reprise de gravure. 200nm de masque dur de nitrure se sont finalement révélés tout juste suffisants.

Pour des structures multi-CP plus profondes, cette technologie ne donnerait donc pas satisfaction. Les tentatives menées pour augmenter l'épaisseur du masque dur de nitrure au-delà de 200 nm se sont révélées infructueuses, car l'appareillage de lithographie électronique s'est avéré incapable d'insoler des motifs sub-micrométriques dans une épaisseur de PMMA plus grande.

Plusieurs solutions sont envisageables, à l'avenir, pour réaliser des structures multi-CP plus profondes :

- Utiliser des masques durs métalliques, extrêmement résistants aux plasmas RIE, déposés par lift-off (retrait final par voie chimique).
- Réaliser une gravure plasma haute-densité (Inductively Coupled Plasma ; ICP) ou ionique (Focused Ion Beam ; FIB). Les cinétiques, sélectivités, et anisotropies, de ces procédés basse pression sont très attractives [8-13].
- Utiliser des technologies de report.

Le résonateur Fabry-Pérot à double CP a donc été réalisé, suivant notre procédure de gravure séquencée. On voit sur les images MEB de la figure 9, que le motif du CP a bien été transféré dans les deux membranes d'InP. Les facteurs de remplissages d'air des miroirs supérieur et inférieur sont de 70% et 60% respectivement (conforme, compte-tenu de l'angle de gravure et de l'épaisseur de la cavité). Ces valeurs restent donc satisfaisantes au regard des tolérances de conception du miroir ultra-large-bande (le facteur de remplissage des CP devant se trouver dans la fourchette 55%-75%, cf chapitre 2).

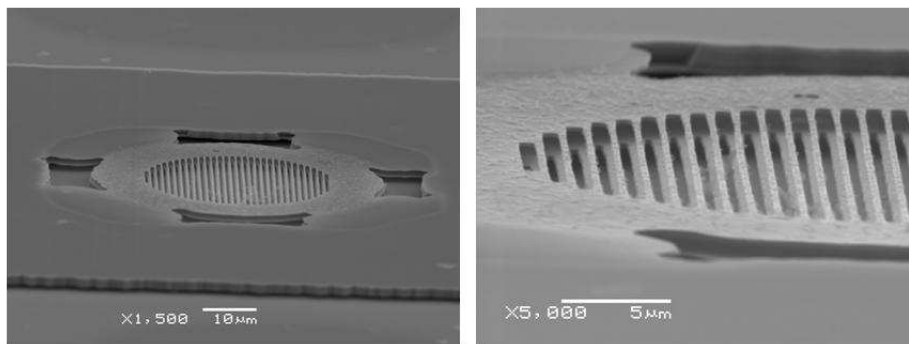


Figure 9 : Images MEB du résonateur passif monolithique ultime.

II-C. Caractérisation

Les caractérisations ont été réalisées sur le banc de réflectivité. Les mesures de réflectivité en polarisation TE et TM sont présentées sur la figure 10

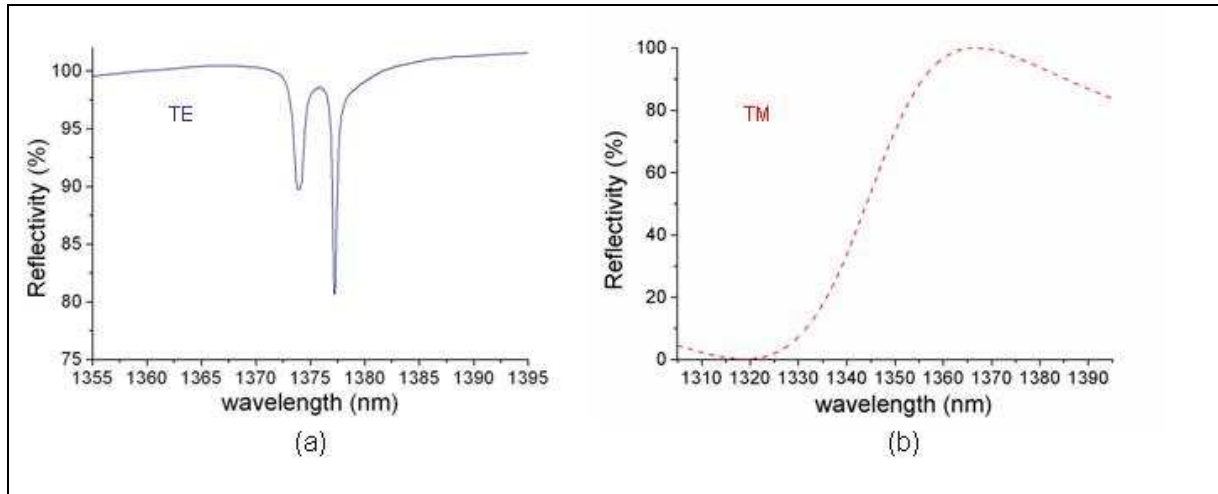


Figure 10 : Spectre de réflectivité expérimental de la cavité à double CP, pour la polarisation (a) TE et (b) TM.

En polarisation TM, la résonance, située vers 1320nm, est très faible.

Ces mesures montrent deux modes résonants autour de 1,375 μm en polarisation TE (figure 10.a). Ces modes correspondent à deux modes Fabry-Pérot d'ordres latéraux différents (ordre 1 et 2), liés à la taille latérale limitée de la cavité, et à la grande durée de vie des photons au sein de cette cavité [14]. Le mode fondamental est le mode situé à la plus haute longueur d'onde (mode d'énergie minimale). Ce mode fondamental présente un facteur de qualité de 3000 ($\text{FWHM} \approx 0.45 \text{ nm}$ vers 1.375 μm). Nous pouvons dire que c'est un record de résonance, pour une structure aussi compacte verticalement. En polarisation TM (figure 10.b), le déphasage à la réflexion sur les miroirs diffère légèrement, ce qui a pour conséquence de décaler la longueur d'onde de résonance vers 1,32 μm . Compte-tenu de la faible réflectivité des miroirs à cette longueur d'onde (figure 4), la résonance n'est pas significative. Ce filtre est donc polarisé.

II-D. Conclusion

Nous avons fabriqué la cavité Fabry-Pérot sélective la plus compacte (verticalement) jamais réalisée. On peut la considérer comme la cavité FP verticale ultime, étant donné que chaque miroir n'est composé que d'une lame de semi-conducteur, non absorbante, et que la cavité d'air est d'épaisseur demi-onde. Le facteur de qualité expérimental est de 3000, pour une taille latérale de dispositif de

30 μ m. Cependant, si l'on accroît la taille latérale du dispositif, on peut augmenter la réflectivité des miroirs tout en diminuant les pertes latérales. Il est donc possible, avec ce type de cavité, ***d'augmenter à souhait le facteur de qualité de la résonance, tout en conservant la même compacité verticale ultime.***

Un tel résonateur se distingue donc des résonateurs traditionnels à miroirs de Bragg, dans lesquels les principaux mécanismes de pertes sont verticaux, du fait de la réflectivité limitée des miroirs de Bragg, même pour des tailles latérales infinies.

En outre, l'usage de miroirs à CP permet, comme nous l'avons dit et démontré à plusieurs reprises, de contrôler la polarisation. On peut donc réaliser, avec de tels résonateurs, des dispositifs adressables ou à émission par la surface, ultra-compacts et sensibles à la polarisation (filtres, détecteurs, VCSELs, ...).

Enfin, il faut noter que le mode Fabry-Pérot mis en jeu dans ces résonateurs est en fait un mode hybride, partiellement rayonné dans la cavité, et partiellement guidé dans les membranes à CP. Cette particularité fait de ce dispositif un candidat très sérieux aux futurs circuits intégrés photoniques multi-niveaux, puisque l'énergie peut potentiellement être insérée dans le plan, via la composante guidée du mode Fabry-Pérot. On pourrait envisager par exemple, des filtres sélectifs inter-niveaux, ou bien même des VCSELs à émission horizontale ! (figure 11). Cette approche sera développée dans la conclusion générale du manuscrit.

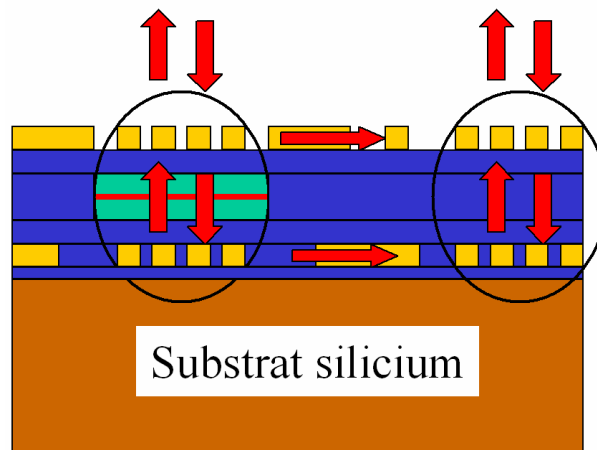


Figure 11 : Concept futuriste d'un circuit intégré photonique multi-niveaux à base de miroirs à cristaux photoniques. Ces derniers peuvent servir à amplifier la lumière dans la direction verticale, pour des applications actives ou passives, mais également à coupler la lumière dans le plan.

II-E. Perspectives: vers un VCSEL ultime

On s'est logiquement intéressé par la suite à la conception d'un VCSEL ultime, constitué exclusivement de miroirs à CP. Le problème principal qui se pose alors est d'ordre technologique. En effet, il faut pouvoir réaliser les miroirs à cristaux photoniques de part et d'autre d'une couche active.

L'approche technologique la plus viable pour ce genre de réalisation est la technologie de report. Malheureusement, ce procédé n'est pas maîtrisé au laboratoire, et le temps imparti à ce travail n'a pas permis d'envisager une sous-traitance externe. Cela reste par contre, dans l'absolu, la technique la plus intéressante, notamment pour ce qui est de la mise en œuvre d'un éventuel pompage électrique.

La seule voie qui reste à notre disposition, est de tirer astucieusement parti du caractère hybride du mode Fabry-Pérot dans ce type de résonateurs. En effet, le mode étant partiellement rayonné dans la cavité, et partiellement guidé dans les membranes à CPs, il se trouve que la part de champ électromagnétique dans les CP est loin d'être négligeable. L'énergie stockée dans les miroirs est même supérieure à l'énergie stockée dans la cavité, dans notre cas précis (miroirs InP/air ultra-large bande, et cavité d'air d'épaisseur optique $\lambda/2$), comme le montre la figure 12. En considérant l'intensité du champ E_y^2 , on trouve que 85% de l'énergie est stockée dans les CP, et 15 % dans la cavité seulement.

Nous avons donc conçu le VCSEL ultime en plaçant le matériau à gain dans chacun des miroirs à CP. La configuration reste la même que celle du dispositif passif.

Des calculs FDTD nous permettent de déterminer les zones de forte densité électromagnétiques dans les miroirs à CP. Ces zones se situent à 190nm de l'interface cavité/CP (soit au $\frac{3}{4}$ de l'épaisseur de la membrane, en partant de la cavité, cf figure 12). C'est donc à ces endroits précis que nous avons placé le matériau à gain, qui consiste en 6 plans de boîtes quantiques, positionnés dans chacun des miroirs. Les boîtes quantiques ont été préférées aux puits quantiques, en raison de l'étape de sous-gravure (cf chapitre 3). Le nombre important de plans de boîtes de la structure (12) devrait néanmoins permettre un gain important.

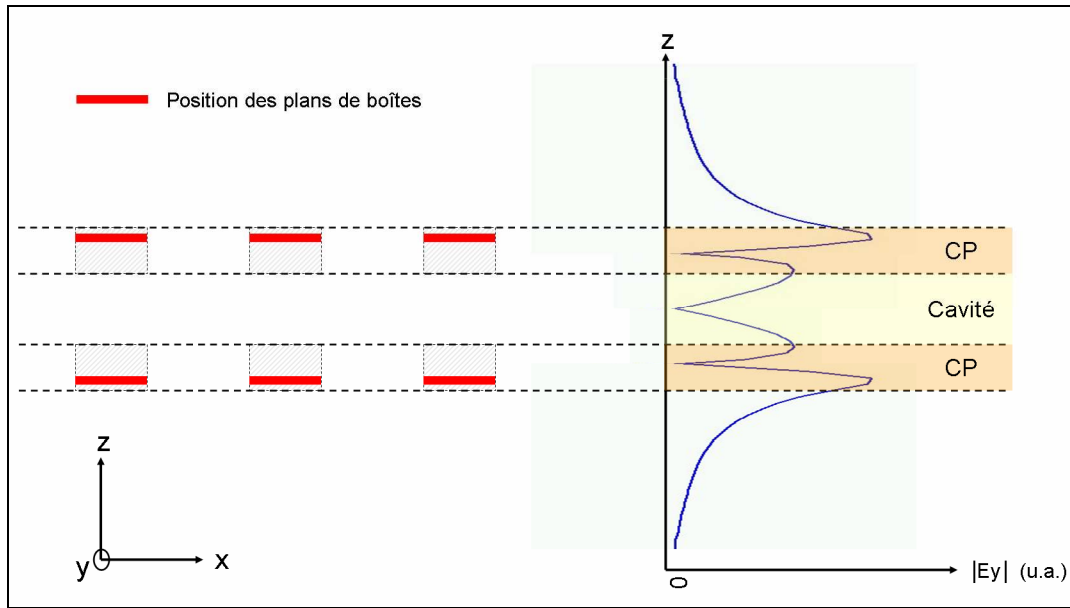


Figure 12 : Positionnement du matériau à gain dans le VCSEL ultime. 85% de l'intensité du champ est stockée dans les CP. Le gain peut donc être placé dans les miroirs, à 190nm des interfaces cavité / CPs (ventres du champ).

Nous sommes à ce jour dans la phase de fabrication de ce dispositif.

III. Analyse des résultats expérimentaux et retour sur la conception

Le facteur de qualité obtenu expérimentalement pour le résonateur passif monolithique est de 3000. On peut se demander si ce résultat correspond bien au facteur de qualité théorique maximal pour un dispositif de taille latérale $30\mu\text{m}$, ou bien si les imperfections technologiques, notamment l'anisotropie de la gravure RIE, le limitent.

On a donc tout d'abord réalisé des simulations FDTD-2D d'un résonateur parfait, (c'est-à-dire composés de deux miroirs à CP identiques, de facteur de remplissage 65%), exploitant plutôt le mode de forte énergie des CP (épaisseur de cavité d'air de 700nm, comme dans le cas expérimental). La caractéristique de réflectivité d'un miroir à CP de facteur de remplissage d'air 65% est rappelée sur la figure 13.

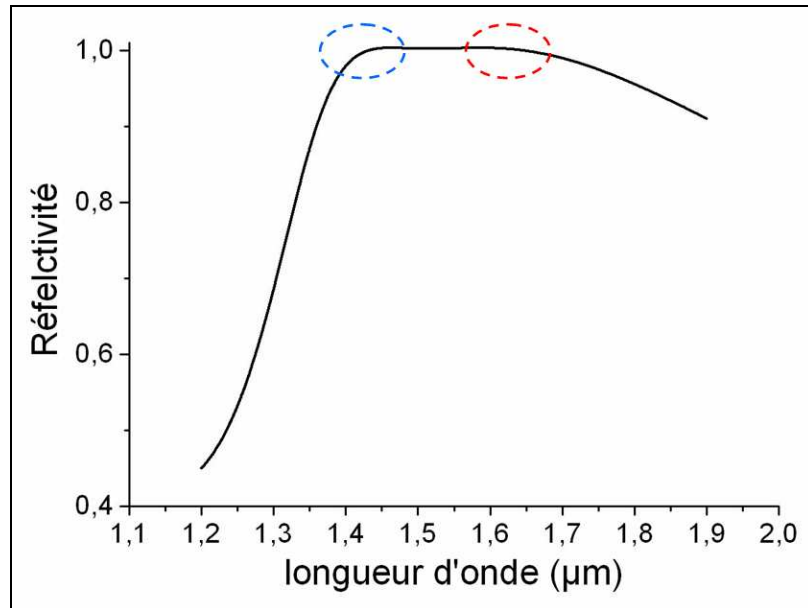


Figure 13 : Rappel du spectre de Réflectivité (RCWA) du miroir à CP 1D InP /air ULB, pour un facteur de remplissage en air de 65%. Le spectre présente deux maxima de réflectivité, situés vers $\lambda \approx 1,4 \mu\text{m}$ et $\lambda \approx 1,6 \mu\text{m}$.

Pour les simulations FDTD, la taille latérale du filtre Fabry-Pérot est de $30 \mu\text{m}$, et celle du faisceau incident d'excitation de $13 \mu\text{m}$, comme dans les conditions expérimentales.

Le résultat, présenté figure 14, est remarquable. La largeur à mi-hauteur de la résonance obtenue est de $0,05 \text{ nm}$, à la longueur d'onde $\lambda \approx 1,4 \mu\text{m}$, soit un facteur de qualité théorique de 30 000 !

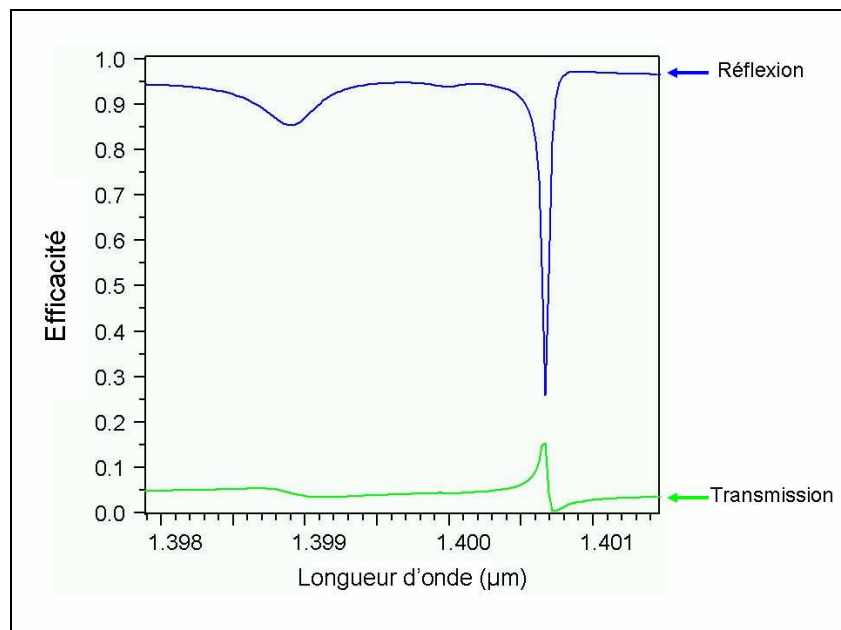


Figure 14 : Spectre de réflectivité et transmission (FDTD-2D) d'une cavité d'air à double CP d'épaisseur 700 nm , exploitant donc plutôt le mode de Bloch de forte énergie des CPs (λ résonance $\approx 1,4 \mu\text{m}$). Le facteur de qualité de la résonance est de 30 000.

Ceci est étonnant, lorsqu'on sait que, pour des filtres Fabry-Pérot traditionnels à miroirs de Bragg équivalents de même taille latérale ($30\mu\text{m}$), les pertes latérales (régime fort) limitent le facteur de qualité de la résonance à 10 000 tout au plus [15]. Or, dans notre cas, les valeurs de réflexion et de transmission à la résonance montrent que l'on est seulement en régime de pertes latérales élémentaires « faibles » ($R \approx 0$). On peut donc espérer augmenter davantage le facteur de qualité de la structure, en ajustant plus finement la longueur d'onde Fabry-Pérot au maximum de réflectivité des miroirs (via l'ajustement de l'épaisseur de la cavité), ou en passant à une cavité plus grande, d'épaisseur optique onde par exemple. Le résonateur conçu, exploitant le mode de Bloch de forte énergie des CP, présente donc des propriétés de confinement latéral remarquables.

On peut alors se demander s'il en est de même lorsqu'on exploite le mode de Bloch de plus faible énergie des CP. On a donc augmenté l'épaisseur de la cavité, de sorte à ce que la longueur d'onde de résonance Fabry-Pérot corresponde au second maximum de réflectivité ($\sim 1.6\mu\text{m}$). Les résultats de simulations FDTD-2D sont présentés sur la figure 15

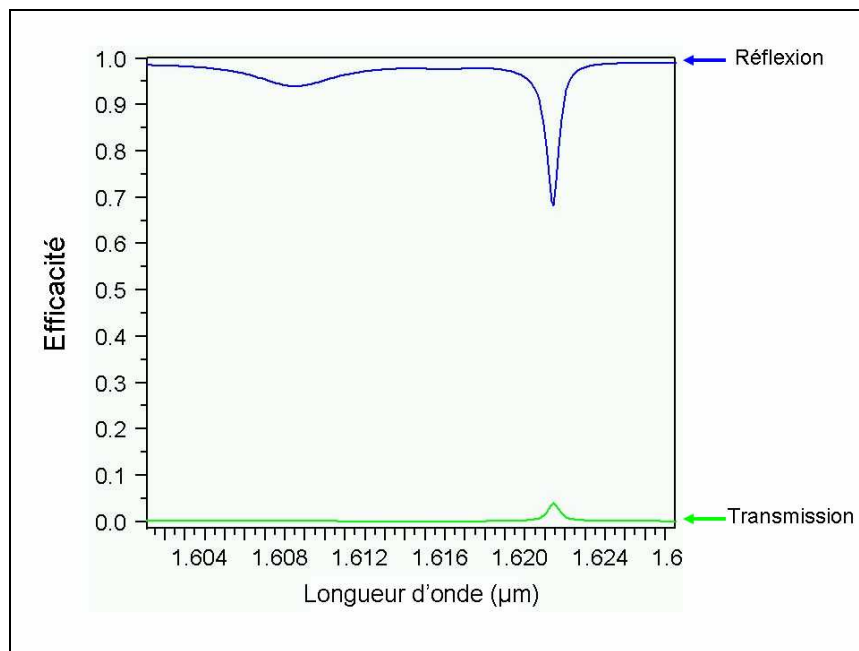


Figure 15 : Spectre de réflectivité et transmission (FDTD-2D) d'une cavité d'air à double CP, d'épaisseur 1200nm, exploitant donc plutôt le mode de Bloch de forte énergie des CPs (λ résonance $\cong 1,6\mu\text{m}$). Le facteur de qualité de la résonance est de 2 000

Le facteur de qualité n'est que de 2000, alors que les valeurs de réflexion et de transmission indiquent sans ambiguïté que l'on est déjà en régime de pertes latérales élémentaires « fortes » ($R \approx 1$; faibles pertes latérales globales). C'est donc le facteur de qualité maximal accessible pour cette structure Fabry-Pérot de taille latérale $30\mu\text{m}$ de large, exploitant le mode de Bloch de faible énergie des CP. En

comparaison avec le cas précédent, on en déduit donc que le confinement latéral est beaucoup moins bon.

En conclusion, la vitesse d'expansion latérale du mode hybride dans un résonateur à CP, c'est-à-dire le temps mis par les photons du mode hybride pour atteindre le bord de la cavité, dépend fortement du mode de Bloch exploité dans les CP.

On peut illustrer cette différence de confinement latéral, en comparant la distribution spatiale du champ électrique rayonné E_y pour les deux configurations, à un même instant t (du régime transitoire, car ce sont les pertes latérales élémentaires que l'on veut mettre en évidence). On peut voir, sur la figure 16, qu'au bout d'un temps $t=1,5\text{ps}$, seul le résonateur exploitant le mode de Bloch de faible énergie des CP présente des pertes latérales. C'est la preuve (visuelle) manifeste d'une vitesse d'expansion latérale plus importante du mode Fabry-Pérot dans cette configuration.

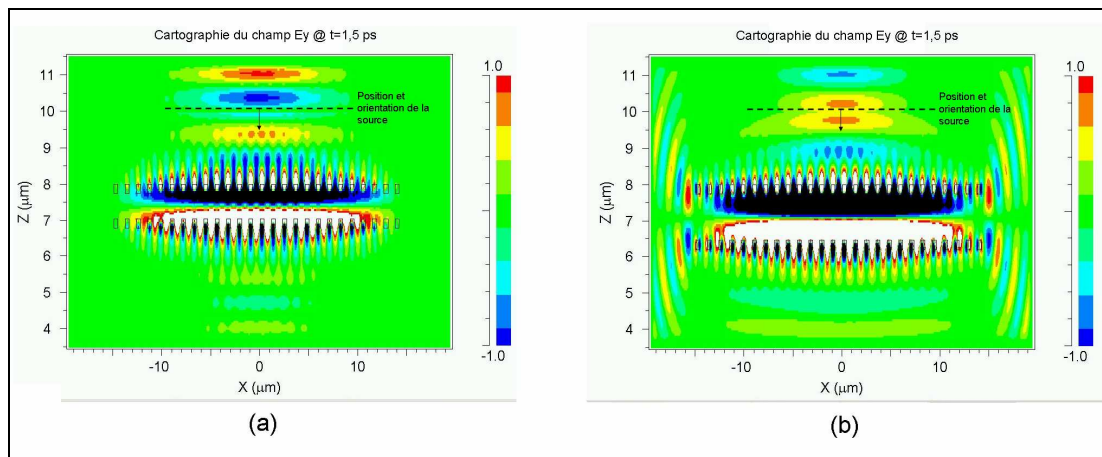


Figure 16 :Cartographies FDTD du champ E_y pour les deux épaisseurs de cavités considérées, prises au bout de 1.5ps d'excitation continue aux longueurs d'onde de résonance des cavités. (a) cavité exploitant le mode de Bloch de forte énergie des CPs, on n'observe pas à ce stade de pertes latérales. (b) cavité exploitant le mode de Bloch de faible énergie des CPs, on observe déjà des pertes latérales.

Pour des configurations intermédiaires, c'est-à-dire une longueur d'onde du mode Fabry-Pérot placée entre les deux maxima de réflectivité des miroirs, on peut montrer que le confinement latéral dépend de la position relative de la longueur d'onde de résonance FP vis-à-vis des deux maxima de réflectivité des miroirs. Le confinement latéral se dégrade progressivement au fur et à mesure qu'on se rapproche du deuxième maximum de réflectivité, lié au mode de Bloch de faible énergie.

On peut se demander alors ce qu'il en est dans notre cas expérimental, lorsque les deux cristaux photoniques ne sont pas identiques, du fait de l'anisotropie de gravure RIE.

Le dispositif expérimental a été conçu pour exploiter le mode de Bloch de forte énergie des CP. Or, le facteur de qualité expérimental n'est que de 3000 (caractérisation expérimentale rappelée sur la figure 17), soit inférieur d'un ordre de grandeur au facteur de qualité théorique présenté précédemment figure 14.

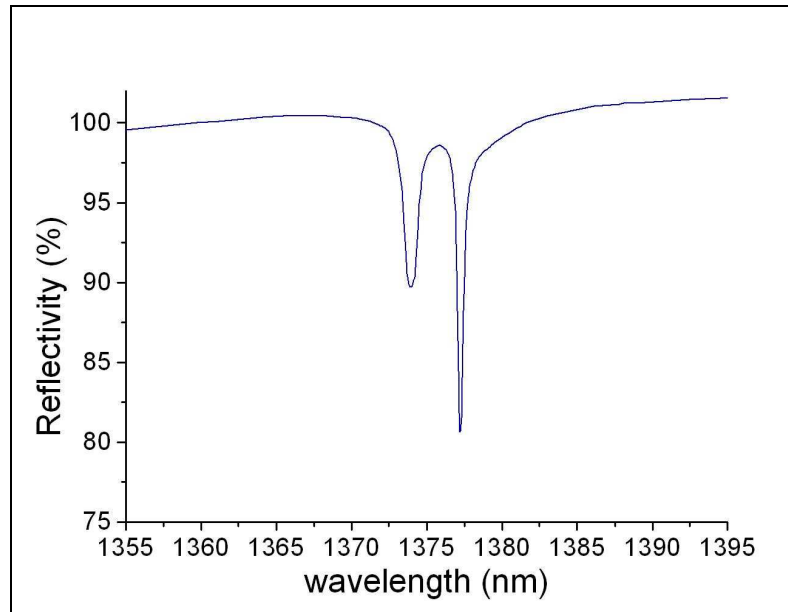


Figure 17 : Rappel du spectre de réflectivité expérimental du résonateur monolithique fabriqué

On sait cependant que les facteurs de remplissage des miroirs supérieur et inférieur sont respectivement de 70% et 60%. En calculant les spectres de réflectivité théoriques de ces miroirs (figure 18), on s'aperçoit alors que cette dérive du facteur de remplissage induit une dérive spectrale du maximum de réflectivité d'intérêt, de $1,42\mu\text{m}$ à $1,36\mu\text{m}$ environ.

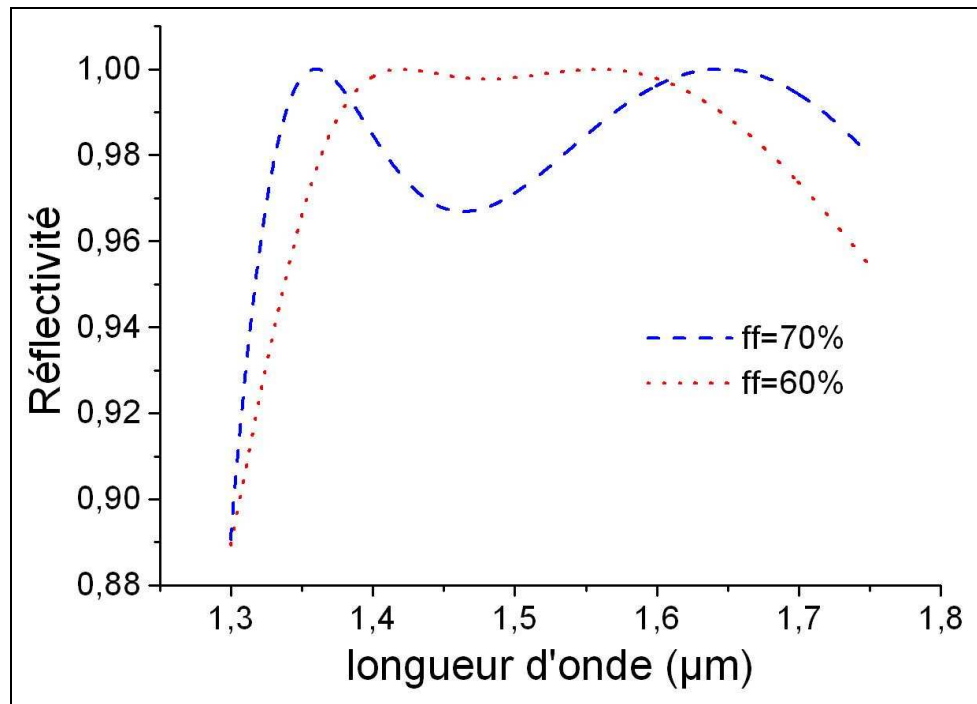


Figure 18 : Spectre de réflectivité (RCWA) d'un miroir 1D ULB pour les facteurs de remplissage d'air $f=70\%$ et $f=60\%$; ces valeurs correspondent aux facteurs de remplissage des miroirs supérieur et inférieur du dispositif expérimental

On comprend dès lors que, quelle que soit la longueur d'onde du mode Fabry-Pérot, il est impossible de satisfaire une réflectivité maximale des deux miroirs à la fois. Le facteur de qualité du filtre est donc forcément réduit. La réflectivité de chacun des miroirs à la longueur d'onde de résonance $\lambda = 1,38\mu m$, peut être évaluée à 99,2%, ce qui semble cohérent avec un facteur de qualité proche de 3000 (si l'on prend en compte également le temps de séjour des photons dans les CP). En réalisant une simulation FDTD, tenant compte de la dérive du facteur de remplissage de 70% à 60%, nous avons pu finalement confirmer (figure 19) que le facteur de qualité maximal que l'on peut atteindre dans cette région spectrale est bien de l'ordre de 3000, conformément aux résultats expérimentaux.

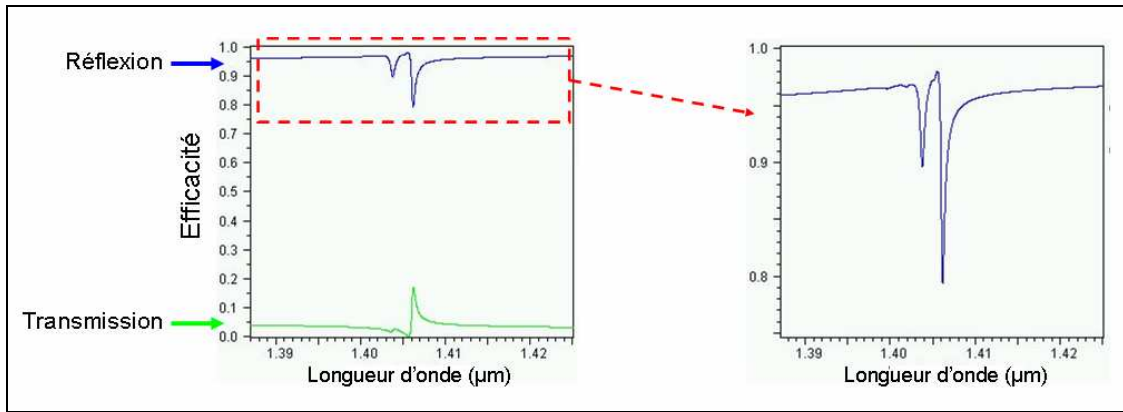


Figure 19: Simulations FDTD-2D d'une cavité à double CP correspondant de manière fidèle à la cavité expérimentale (facteur de remplissage des miroirs supérieur et inférieur de 70% et 60%). On trouve bien, conformément aux résultats expérimentaux, un Q de 3000 au lieu de 30 000.

Ce déséquilibre de réflectivité des miroirs n'est pas seulement responsable d'une baisse du facteur de qualité, mais également d'une hausse de la réflectivité à la résonance. En effet, on a vu, au chapitre 3, que la transmission d'un filtre Fabry-Pérot à la résonance n'est de 100% que si les réflectivités des miroirs sont égales. Dans le cas de miroirs déséquilibrés, la transmission chute, au profit de la réflexion. On peut donc affirmer, de manière certaine, que les pertes latérales élémentaires sont quasi-inexistantes dans ce résonateur. Le haut niveau de réflectivité est seulement dû au déséquilibre de réflectivité des miroirs, et n'est nullement le signe d'un régime de fortes pertes latérales élémentaires. D'ailleurs, une simple visualisation FDTD de l'intégralité du régime transitoire de la résonance suffit à vérifier que les pertes latérales élémentaires du résonateur sont quasi-nulles.

On tire trois conclusions essentielles de cette étude:

- Le facteur de qualité du dispositif expérimental ($Q=3000$) ne correspond pas à la limite théorique pour un dispositif de cette taille latérale; la différence de facteur de remplissage entre les miroirs supérieur et inférieur semble bien expliquer ces performances « limitées ».
- Pour la conception de résonateurs FP à miroirs à CP, les modes de Bloch lents ne sont pas tous équivalents vis-à-vis du confinement latéral de la lumière. C'est un nouvel aspect à prendre en compte, après l'efficacité et la largeur spectrale de réflexion des miroirs.
- Les facteurs de qualité théoriques que l'on peut obtenir, dans le cas d'un confinement latéral favorable (mode de Bloch ad hoc), sont remarquables; ils sont très nettement supérieurs à ceux

de résonateurs traditionnels de même taille latérale à miroirs de Bragg, quelle que soit la réflectivité de ces derniers.

Cela ouvre des perspectives tout à fait nouvelles et intéressantes. Outre leur forte compacité, leur forte efficacité, leur grande largeur spectrale de réflectivité, et leur sensibilité à la polarisation, les miroirs à CP présentent un nouvel avantage de taille, qui est le confinement latéral de la lumière dans des configurations FP. Pour des dispositifs de taille latérale limitée, on peut ainsi outrepasser les limites de résonance prévues pour les FP à miroirs de Bragg.

Cette propriété n'avait pas été décelée dans les dispositifs présentés chapitre 3, car la présence d'un miroir de Bragg conventionnel atténuait l'effet de confinement du miroir à CP. Elle n'avait pas été décelée non plus dans le cas du résonateur passif hétérogène, car le miroir reporté sur substrat de silice fondue était monomode, le mode en question étant défavorable en termes de pertes latérales.

La question qui vient alors à l'esprit est de savoir d'où provient cette propriété de confinement latéral. Quel(s) paramètre(s) intrinsèque(s) des modes de Bloch permet de distinguer ceux entraînent une faible ou une forte vitesse d'expansion latérale du mode hybride ?

Nous montrerons dans le chapitre suivant, que c'est le signe, et l'amplitude de la vitesse de groupe du mode de Bloch lent, qui sont les clés du problème.

Références

- [1]. S. Boutami, B. Benbakir, J.L. Leclercq, X. Letartre, P. Regreny, M. Garrigues, P. Viktorovitch, L. Legratiet, G. Beaudoin, and I. Sagnes, “Photonic crystal slab reflectors for compact passive and active optical devices”, *Proceedings of SPIE* **6475**, 647512 (2007).
- [2] S. Boutami, B. Benbakir, X. Letartre, J.L. Leclercq, P. Regreny, and P. Viktorovitch, “Ultimate vertical Fabry-Perot cavity based on single-layer photonic crystal mirrors”, *Optics Express* **15**, 12443 (2007).
- [3] S. Boutami, B. Benbakir, J.L. Leclercq, X. Letartre, P. Rojo-Romeo, M. Garrigues, P. Viktorovitch, I. Sagnes, L. Legratiet, and M. Strassner, “Highly selective and compact tunable MOEMS photonic crystal Fabry-Perot filter”, *Optics Express* **14**, 3129 (2006).
- [4] G.J. Whaley, P.I. Cohen, “Relaxation of strained InGaAs during molecular beam epitaxy”, *Applied Physics Letters* **57**, 144 (1990).
- [5] B W Dodson, J Y Tsao, “Structural Relaxation in Metastable Strained-Layer Semiconductors”, *Annual Review of Materials Science* **19**, 419 (1989).
- [6] B. W. Dodson and J. Y. Tsao, “Relaxation of strained-layer semiconductor structures via plastic flow”, *Applied Physics Letters* **51**, 1325 (1987).
- [7] B.E.A. Saleh, and M.C. Teich, “Fundamental of Photonics”, *Wiley Series in Pure and Applied Optics* (1991).
- [8] T. Ide, J.I. Hashimoto, K. Nozaki, E. Mizuta and T. Baba, “InP Etching by HI/Xe Inductively Coupled Plasma for Photonic-Crystal Device Fabrication”, *Japanese Journal of Applied Physics* **45**, L102 (2006).
- [9] R. van der Heijden, E. van der Drift, E.J. Geluk, R.W. van der Heijden, F. Karouta, P.A.M. Nouwens, Y.S. Oei, T. de Vries, H.W.M. Salemink, “Deep dry etching process development for InP-based photonic crystals”, *Proceedings Symposium IEEE/LEOS Benelux Chapter*, 257 (2003).

- [10]. R. van der Heijdena,b, C.F. Carlströma, M. S. P. Andriessec, E. van der Driftc, E.J. Geluka, R.W. van der Heijdena, F. Karoutaa, P. Nouwensa, Y. S. Oeia, T. de Vriesa, H. W.M. Saleminka, “Cl₂-based inductively coupled plasma etching of photonic crystals in InP”, *Proceedings Symposium IEEE/LEOS Benelux Chapter, Ghent*, 287 (2004).
- [11]. J. Etrillard, F. Hélot, P. Ossart, M. Juhel, G. Patriarche, P. Carcenac, C. Vieu, M. Puech and P. Maquin, “Sidewall and surface induced damage comparison between reactive ion etching and inductive plasma etching of InP using a CH₄/H₂/O₂ gas mixture”, *Journal of Vacuum Science & Technology A: Vacuum, Surfaces, and Films* **14**, 1056 (1996).
- [12] R. Ferrini, B. Lombardet, B.Wild, R. Houdre, S. Olivier, H. Benisty, A. Djoudi, L. Legouezigou, S. Hubert, S. Sainson, J.P. Chandouineau, S. Fabre, F. Pommereau, G.H. Duan, “Optical characterisation of 2D InP-based photonic crystals fabricated by inductively coupled plasma etching”, *Electronics Letters* **38**, 962 (2002).
- [13] A. Djoudi, L. Legouezigou, S. Hubert, S. Sainson, C. Moussant, J.P. Chandouineau, F. Pommereau, G.H. Duan, “Fabrication of two-dimensional InP photonic band-gap structures using inductively coupled plasma etching”, *Indium Phosphide and Related Materials Conference* **14**, 429 (2002).
- [14] P. Tayebati, P.D. Wang, D. Vakhshoori, R.N. Sacks, “Widely tunable Fabry-Perot filter using Ga(Al)As-AlO_xdeformable mirrors”, *IEEE Photonics Technology Letters* **10**, 394 (1998).
- [15] M. Garrigues, J. Danglot, J.-L. Leclercq, O. Parillaud, « Tunable high-finesse InP/air MOEMS filter”, *IEEE Photonics Technology Letters* **17**, 1471 (2005).

-Chapitre 5-

Intérêt des miroirs à CP membranaires pour le contrôle 3D de la lumière

| | |
|---|-----|
| Introduction..... | 193 |
| I. Limitations des cavités FP à miroirs de Bragg pour le contrôle latéral de la lumière..... | 194 |
| I-A. Evaluation de la courbe de dispersion | 194 |
| I-B. Evaluation du facteur de qualité limite Q_1 , pour un dispositif de taille latérale finie | 200 |
| II. Intérêt des cavités FP à CP pour le contrôle latéral de la lumière | 203 |
| II-A. Ingénierie des courbes de dispersion FP : mode de Bloch à $V_g < 0$ vs mode de Bloch à $V_g < 0$ | 203 |
| II-B. Principe du contrôle latéral de la lumière par les modes de Bloch: Modèle géométrique corpusculaire | 205 |
| II-C. Validation du modèle | 218 |
| II-D. Vers un contrôle 3D de la lumière..... | 230 |
| III. Premiers résultats expérimentaux..... | 233 |
| Conclusions et Perspectives | 240 |

Introduction

Dans ce chapitre, nous comparerons, du point de vue du confinement latéral de la lumière, les cavités traditionnelles à miroirs de Bragg et les cavités à miroirs à CP. Nous montrerons que, si, dans le premier cas, le contrôle latéral des photons est possible mais limité, il en est tout autrement des cavités à miroirs à CP, où l'on pourra moduler avec beaucoup de latitude la vitesse d'expansion latérale du mode Fabry-Pérot.

On sera ainsi amené à mettre en évidence des modes de Bloch à vitesse de groupe négative et des modes de Bloch à vitesse de groupe positive, les uns ayant tendance à comprimer le mode Fabry-Pérot, et les autres à l'étendre. Nous présenterons alors un modèle corpusculaire pour expliquer ce phénomène, que nous tenterons de valider théoriquement par RCWA.

Nous serons alors à même de présenter de premiers résultats expérimentaux sur le confinement latéral dans une cavité à CPs.

Nous supposerons dans tout ce chapitre les matériaux non absorbants, aux longueurs d'ondes considérées. Nous appellerons miroirs parfaits, des miroirs pour lesquels le temps de séjour des photons est nul.

I. Limitations des cavités FP à miroirs de Bragg pour le contrôle latéral de la lumière

I-A. Evaluation de la courbe de dispersion

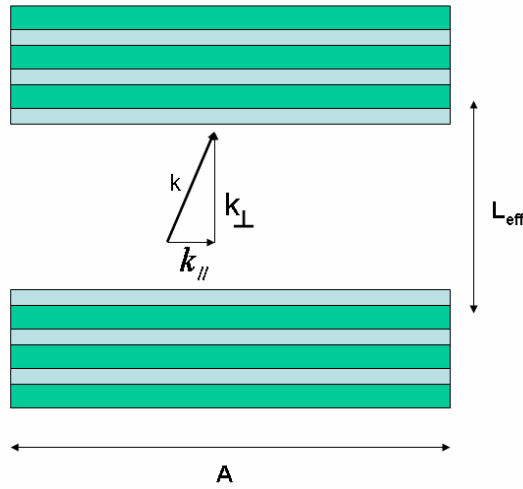


Figure 1 : schéma d'une cavité FP à miroirs de Bragg d'épaisseur effective physique L_{eff} , et de surface A .

Dans une cavité FP à miroirs de Bragg, la condition de résonance (interférences constructives) s'écrit (Figure 1) :

$$k_{\perp}(2L_{eff}) = p2\pi \quad (1)$$

Avec L_{eff} la longueur physique effective de la cavité.

Soit ⁱ :

$$\sqrt{(k^2 - k_{//}^2)} \cdot (2L_{eff}) = p2\pi \quad (2)$$

ⁱ Les notations utilisées pour la norme du vecteur d'onde k , et sa projection verticale k_{\perp} , désignent en fait des moyennes tenant compte de la part de champ située dans la cavité physique, et dans les miroirs de Bragg. La composante horizontale du vecteur d'onde $k_{//}$ associée au mode, est quant à elle la même dans la cavité physique et dans les miroirs (lois de Snell-Descartes).

Ou encore, sachant que $k = \frac{n_{eff}\omega}{c}$, où n_{eff} est l'indice effectif du mode, tenant compte de la répartition du champ dans la cavité et les miroirs de Bragg:

$$\sqrt{(n_{eff}^2 \frac{\omega^2}{c^2} - k_{//}^2) \cdot (2L_{eff})} = p2\pi \quad (3)$$

On en déduit :

$$\omega^2 = \frac{p^2 c^2 \pi^2}{n_{eff}^2 L_{eff}^2} + \frac{c^2}{n_{eff}^2} k_{//}^2 \quad (4)$$

On reconnaît dans le premier terme du deuxième membre, la fréquence de résonance

$\omega_{(k_{//}=0)} = \omega_0$ pour une incidence normale sur les miroirs de Bragg

On se retrouve donc finalement, avec :

$$\begin{aligned} \omega^2 &= \omega_0^2 + \frac{c^2}{n_{eff}^2} k_{//}^2 \\ \omega^2 &= \omega_0^2 (1 + \frac{c^2 k_{//}^2}{n_{eff}^2 \omega_0^2}) \end{aligned} \quad (5)$$

Dans nos cas de figure, on va s'intéresser au régime autour du point Γ , c'est-à-dire pour $k_{//}$ faible devant k . On va donc réaliser un développement limité à l'ordre 2, pour exprimer la fonction de dispersion autour de Γ :

$$\omega \cong \omega_0 (1 + \frac{c^2 k_{//}^2}{2n_{eff}^2 \omega_0^2})$$

Soit :

$$\omega \cong \omega_0 + \frac{1}{2} \frac{c^2}{n_{eff}^2 \omega_0} k_{//}^2 \quad (6)$$

La courbe de dispersion du mode Fabry-Pérot autour du point Γ est donc de la forme :

$$\omega_{(k_{//})} = \omega_0 + \frac{1}{2} \cdot \alpha_{FP} \cdot k_{//}^2 \quad (7)$$

Où, $\alpha_{FP} = \left(\frac{\partial^2 \omega}{\partial k_{//}^2} \right)_{k_{//}=0}$ est la courbure de la bande à l'origine.

Cette courbure α_{FP} valant:

$$\alpha_{FP} = \frac{c^2}{n_{eff}^2 \omega_0} \quad (8)$$

C'est cette courbure qui va déterminer la vitesse d'expansion latérale du mode Fabry-Pérot.

En effet, la vitesse de groupe moyenne des photons du mode FP est donnée par :

$$Vg_{moyen} = \frac{\int_0^\infty F(k_{//}) \cdot \left(\frac{d\omega}{dk_{//}} \right) dk_{//}}{\int_0^\infty F(k_{//}) dk_{//}} = \frac{\int_0^\infty F(k_{//}) \cdot \alpha_{FP} \cdot k_{//} dk_{//}}{\int_0^\infty F(k_{//}) dk_{//}} \quad (9)$$

,où $F(k_{//})$ est la distribution des composantes horizontales de vecteurs d'onde du mode Fabry-Pérot.

On s'aperçoit bien, d'après la formule (8), que le seul moyen d'agir sur la courbure et donc sur le confinement latéral du mode, pour une longueur d'onde de fonctionnement donnée, est d'augmenter l'indice effectif n_{eff} du mode Fabry-Pérot.

Pour ce faire, il faut privilégier :

- Des miroirs de Bragg de fort indice, et à faible contraste d'indice (pour une pénétration importante du champ dans le miroir).
- Une cavité à fort indice

Notre analyse nous permet donc de démontrer que les miroirs à fort contraste d'indice sont certes intéressants du point de vue du confinement vertical du mode, mais pas du point de vue du confinement latéral. Pour réduire au minimum les pertes latérales avec les miroirs de Bragg à fort contraste d'indice, il faudra chercher à augmenter l'épaisseur optique des lames de haut indice, et diminuer celles des lames de bas indice.

D'autre part, les cavités d'air, nécessaires pour les fonctions d'accordabilité, sont les plus critiques pour le confinement latéral de la lumière. A moins qu'elles ne soient associées à des miroirs de Bragg à fort indice, et faible contraste d'indice. Cela se faisant bien sûr au détriment de l'efficacité d'accordabilité mécano-optique du dispositif (cf chapitre III).

Enfin, on peut déduire une dernière chose de la relation (1). Même si, d'après cette relation, la courbure ne semble pas dépendre de la réflectivité des miroirs et de l'épaisseur de la cavité, elle en dépend indirectement. En effet, la réflectivité des miroirs influe de manière indirecte sur la courbure, dans la mesure où une forte réflectivité nécessite un nombre important d'alternances, et donc une pénétration plus importante du mode dans les miroirs, ce qui affecte l'indice effectif n_{eff} du mode FP. De la même manière, la longueur optique de la cavité affecte également l'indice effectif n_{eff} du mode FP.

En conclusion la formule (1) nous dit que, le cas le plus défavorable pour le confinement latéral est le cas d'une cavité d'air entourée par des miroirs parfaits. La courbure du mode FP vaut alors :

$$\boxed{\alpha_{FP} = \frac{c^2}{\omega_0}} \quad (10)$$

On ne peut pas envisager de cas plus défavorable, puisqu'aucun matériau n'a d'indice inférieur à 1, les photons ne pouvant pas dépasser la vitesse de la lumière dans le vide (ou l'air...).

Si par contre on augmente l'indice de la cavité, et celui des miroirs (de Bragg), alors la courbure du mode FP diminuera, et donc le confinement latéral sera amélioré, dans la limite du facteur n_{eff}^2 , qui en pratique sera de l'ordre de 15 tout au plus, compte-tenu des indices optiques des matériaux habituellement utilisés.

Le cas de cavité parfaitement stable (aucune expansion latérale du mode FP, pas de pertes latérales) est un cas purement théorique, puisqu'il correspond à une cavité d'indice de réfraction infini :

$$\alpha_{FP} \xrightarrow{n_{eff} \rightarrow \infty} 0 \quad (11)$$

Sur la figure 2, nous avons rapporté, à titre d'illustration, la courbure du mode FP d'une cavité d'air demi-onde à miroirs de Bragg à fort contraste d'indice InP/air ($\lambda/4 - 3$ alternances), calculée par RCWA, comparée à celle du mode FP d'une cavité d'air demi-onde à miroir parfaits. Ces courbes de dispersions ont été réalisées par RCWA, en traçant la longueur d'onde de transmission du filtre FP en fonction de l'angle d'incidence extérieur, ramené ensuite au vecteur d'onde dans le plan.

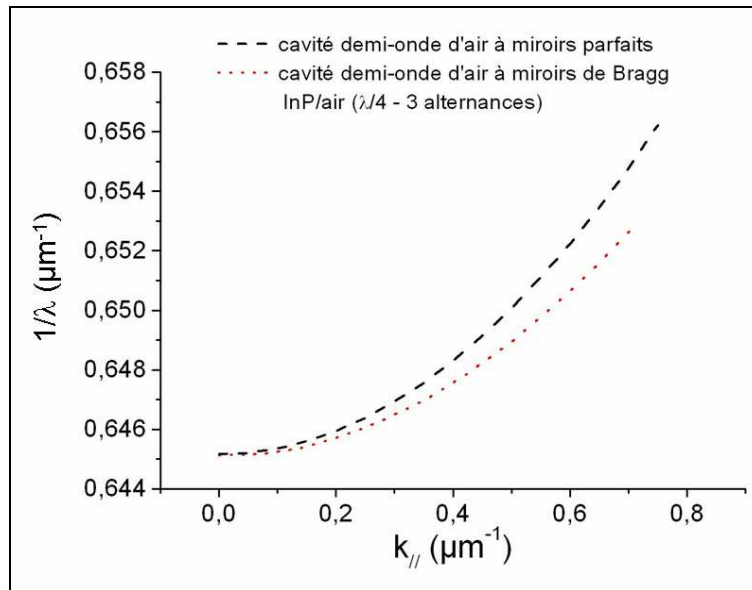


Figure 2 : Courbes de dispersion (RCWA) d'une cavité demi-onde d'air à miroirs parfaits (traits) et à miroirs de Bragg InP/air 3alternances $\lambda/4$.

Les courbures sont assez proches, car l'indice effectif du mode pour la cavité à miroirs de Bragg est proche de 1 (miroir à fort contraste d'indice et faibles épaisseur de lames, donc faible longueur optique de pénétration).

Si à présent on étudie les mêmes résonateurs, mais avec des cavités d'épaisseurs optiques $5\frac{\lambda}{2}$, on s'aperçoit, conformément à la formule (1), que la courbure du mode de la cavité à miroirs parfaits n'a pas changé, puisque l'indice n_{eff} est toujours égal à 1. Par contre, la courbure du mode FP de la cavité à miroirs de Bragg s'est rapprochée de celle du mode de la cavité à miroirs parfaits. En effet, l'augmentation de l'épaisseur de cavité a pour conséquence de fait tendre l'indice effectif n_{eff} du mode vers 1 (figure 3).

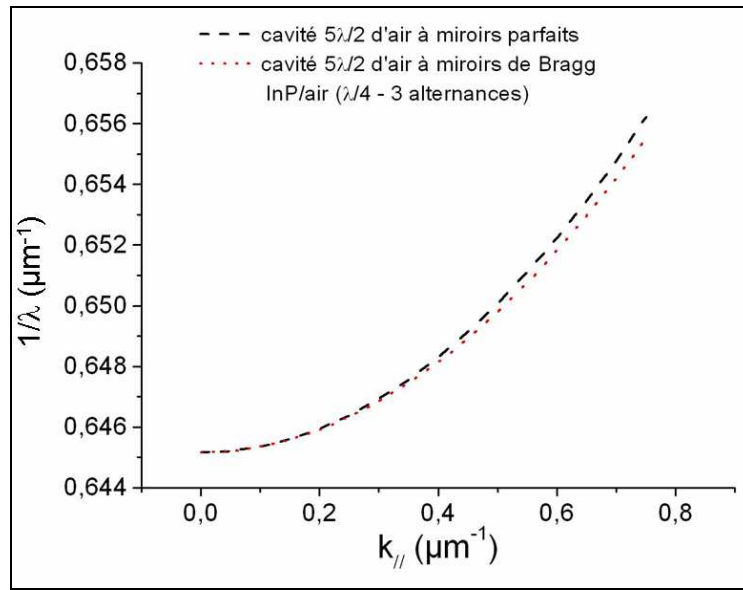


Figure 3 : Courbes de dispersion (RCWA) d'une cavité $5\lambda/2$ d'air à miroirs parfaits (traits) et à miroirs de Bragg InP/air 3alternances $\lambda/4$ (points).

On s'est restreint pour le calcul des courbes de dispersions à la gamme de vecteurs d'onde $[0; 0.5\mu\text{m}^{-1}]$. Cette gamme est la gamme de vecteur d'onde « utile », compte-tenu des tailles de faisceaux que l'on utilise expérimentalement. En effet, pour un faisceau gaussien de $10\mu\text{m}$, plus de 99% de l'énergie est comprise dans un cône de demi-angle au sommet de 5° . Dans l'espace réciproque, la répartition est une gaussienne pour laquelle plus de 99% de l'énergie est comprise dans la gamme $[0; 0.5\mu\text{m}^{-1}]$.

Pour une cavité à miroirs extrêmement efficaces, le facteur de qualité réel est limité par les pertes latérales (cf chapitre IV). Le facteur de qualité maximal que l'on peut observer dépend de la vitesse d'expansion latérale du mode FP et de la surface latérale du dispositif, donc de α_{FP} et A.

Nous allons tenter de donner une formulation qualitative de ce facteur de qualité limite.

I-B. Evaluation du facteur de qualité limite Q_l , pour un dispositif de taille latérale finie

On suppose que le résonateur est excité de l'intérieur, et on se place dans le cas où la réflectivité des miroirs est suffisamment importante pour que les pertes du résonateur soient exclusivement latérales. On va chercher à évaluer le temps maximal de séjour des photons dans la cavité.

On rappelle que la vitesse de groupe radiale moyenne des photons du mode Fabry-Pérot est donnée par :

$$V_{g_{moyen}} = \frac{\int_0^\infty F(k_{//}) \cdot \left(\frac{d\omega}{dk_{//}}\right) dk_{//}}{\int_0^\infty F(k_{//}) dk_{//}} = \frac{\int_0^\infty F(k_{//}) \cdot \alpha_{FP} \cdot k_{//} dk_{//}}{\int_0^\infty F(k_{//}) dk_{//}}.$$

, où $F(k_{//})$ est la distribution des composantes horizontales de vecteurs d'onde du mode Fabry-Pérot.

L'intégration doit se faire sur l'ensemble des vecteurs d'onde k de l'espace réciproque. La distribution des vecteurs d'onde k dépend de la forme et de la taille du mode Fabry-Pérot. Pour un mode spatialement gaussien (et donc gaussien également dans l'espace réciproque), on peut réaliser une bonne approximation en ramenant l'ensemble des k à un vecteur d'onde moyen k_{moyen} qui sera pris inversement proportionnel à la taille latérale du dispositif.

$$V_{g_{moyen}} \cong \left(\frac{d\omega}{dk_{//}}\right)_{k_{//}=k_{//moyen}} = \alpha_{FP} \cdot k_{//moyen} = \frac{\alpha_{FP}}{\sqrt{A}} \quad (12)$$

Le temps mis par les photons pour fuir latéralement de la structure est alors donné par :

$$\tau \cong \frac{\sqrt{A}}{V_{g_{moyen}}} \quad (13)$$

Soit :

$$\tau \cong \frac{A}{\alpha_{FP}} \quad (14)$$

Le facteur de qualité maximal que l'on peut atteindre est alors donné par :

$$Q_l = \omega_0 \tau = \frac{\omega_0 A}{\alpha_{FP}} \quad (15)$$

Soit :

$$Q_l = \frac{n_{eff}^2 \omega_0^2 A}{c^2} \quad (16)$$

Pour une longueur d'onde de résonance de 1.55μm, une cavité d'air à miroirs de Bragg InP/air ($n_{eff} \approx 1$), et un diamètre de dispositif de 30μm, l'application numérique donne un facteur de qualité limite : $Q_l=14\,789$, proche du facteur de qualité de 10 000 obtenu par simulations FDTD au chapitre 4.

Il faut noter cependant que, dans ce développement, nous avons négligé la réflectivité latérale au bord du dispositif, induite par le saut d'indice entre le dispositif et le milieu environnant. Cette réflectivité latérale peut accroître le facteur de qualité Q_l , et même mener, dans certains cas, par le principe de réflexion totale interne [1], à des pertes latérales nulles, et à un facteur de qualité Q_l infini (mode FP totalement confiné latéralement).

La condition de réflexion totale interne pour le mode FP s'écrit :

$$n_{eff} \frac{\sqrt{k^2 - k_{//max}^2}}{k} > n_{ext} \quad (17)$$

, où n_{ext} désigne l'indice du milieu extérieur, avec $n_{eff} > n_{ext}$, et $k_{//max}$ la borne supérieure des composantes horizontales de vecteur d'onde constituant le mode FP. Lorsque cette relation est vérifiée, toutes les composantes angulaires du mode FP sont réfléchies à l'interface latérale entre le dispositif et le milieu extérieur, par réflexion totale interne.ⁱⁱ

ⁱⁱ En toute rigueur, ce n'est pas exactement n_{eff} qu'il faudrait prendre en compte, mais l'indice de couche le plus bas du dispositif, si on veut s'assurer que les pertes latérales soient totalement nulles dans chacune des couches. L'utilisation de l'indice effectif n_{eff} dans la formule permet cependant une bonne approximation de la condition de réflexion totale interne du mode FP, puisque cet indice effectif tient compte de la répartition de l'intensité du

En approximant $k_{//\max}$ par l'inverse de la taille latérale du mode $\frac{1}{\sqrt{A}}$, la condition devient :

$$n_{eff} \frac{\sqrt{\frac{n_{eff}^2 \omega^2}{c^2} - \frac{1}{A}}}{\frac{n_{eff} \omega}{c}} > n_{ext} \quad (18)$$

Soit :

$$n_{eff}^2 - n_{ext}^2 > \frac{c^2}{\omega^2 A} \quad (19)$$

Si cette relation est vérifiée, le mode est parfaitement confiné latéralement par réflexion totale interne, et ne subit aucune perte latérale.

Pour un écart d'indice donné entre le dispositif et le milieu environnant, les pertes latérales diminuent au fur et à mesure qu'on augmente la surface du dispositif, pour devenir nulles lorsque cette surface dépasse la valeur critique :

$$A_{crit} = \frac{c^2}{(n_{eff}^2 - n_{ext}^2) \cdot \omega^2} \quad (20)$$

A l'inverse, pour une taille de dispositif donnée, il faudra alors jouer sur l'écart d'indice latéral pour réduire, voire annihiler, les pertes latérales.

Ainsi, pour des dispositifs compacts latéralement, le confinement latéral et total du mode par réflexion totale interne concerne essentiellement le cas particulier des dispositifs constitués de miroirs de Bragg à fort indice, et de cavités à fort indice (très supérieur à 1). Pour des dispositifs latéralement compacts présentant un indice effectif n_{eff} proche de 1, il sera impossible de confiner latéralement le mode par réflexion totale interne. C'est notamment le cas des dispositifs accordables à cavité d'air, pour lesquels l'efficacité d'accordabilité est obtenue au prix d'un fort confinement du mode FP dans la cavité d'air.

champ entre les différentes couches. Les couches ayant un indice inférieur à n_{eff} sont alors celles qui présentent la plus faible intensité de champ, et donc qui n'entraînent que peu de pertes latérales.

Dans la suite du manuscrit, nous nous placerons dans le cas de tels dispositifs pour lesquels le mode FP est ainsi ouvert à la dimension horizontale de l'espace. Les miroirs à CP auront alors tout leur rôle à jouer, et nous montrerons qu'ils permettent une bien plus grande latitude que les miroirs de Bragg sur le contrôle latéral de la lumière.

Les miroirs à CP, de part leur structuration dans le plan, vont nous offrir en effet un degré de contrôle supplémentaire dans cette dimension. Nous allons pouvoir, suivant les cas, réduire la vitesse d'expansion latérale du mode FP par rapport au cas d'une cavité à miroirs parfaits, ou bien même l'augmenter !

II. Intérêt des cavités FP à CP pour le contrôle latéral de la lumière

II-A. Ingénierie des courbes de dispersion FP : mode de Bloch à $V_g < 0$ vs mode de Bloch à $V_g > 0$

Dans le chapitre 4, nous avons vu en simulations FDTD que, suivant que l'on exploitait le premier maximum de réflectivité du miroir 1D ultra-large-bande (associé plutôt au mode de Bloch de forte énergie), ou le second maximum (associé plutôt au mode de Bloch de faible énergie), le confinement latéral de la lumière était tantôt important, tantôt faible.

On peut à présent analyser ce comportement à la lumière des courbes de dispersions Fabry-Pérot. Sur la figure 4, nous avons tracé les courbes de dispersions FP correspondant aux deux configurations, comparées à la courbe de dispersion d'une cavité FP d'air à miroirs parfaits. Ces courbes de dispersions sont ramenées à une fréquence normalisée à l'origine. Cette normalisation est nécessaire, puisque la courbure d'une cavité à miroirs parfaits est proportionnelle à la longueur d'onde à l'origine (formule 8).

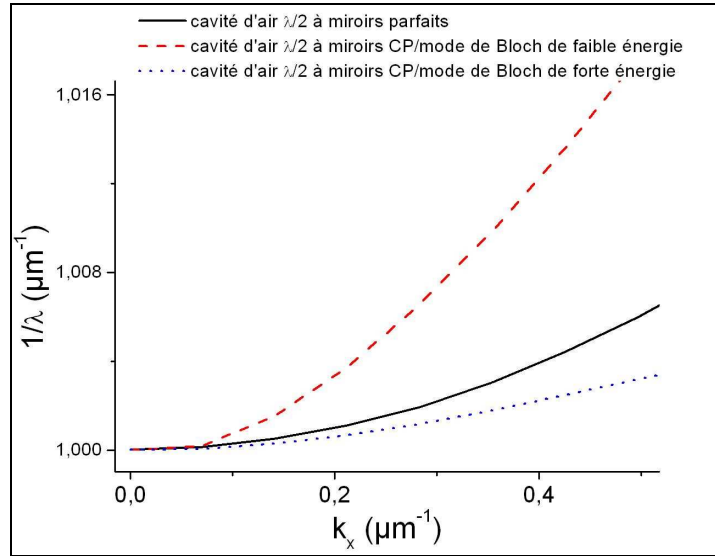


Figure 4 : Courbes de dispersion (RCWA) d'une cavité d'air $\lambda/2$ à miroirs parfaits (courbe noire pleine), comparée à celle d'une cavité d'air $\lambda/2$ à miroirs CP-1D-ULB, exploitant le premier maximum de réflectivité des miroirs (courbe bleue-points) ou le second maximum de réflectivité (courbe rouge tirets).

Lorsqu'on exploite plutôt le mode de Bloch de forte énergie des CP, on peut voir que la courbure est inférieure au cas de la cavité d'air parfaite, ce qui signifie bien que le confinement latéral est meilleur. Par contre, dans le cas où l'on exploite le mode de Bloch de faible énergie des CP, la courbure est plus importante.

L'utilisation des modes de Bloch lents du CP permet donc de moduler la courbure du diagramme de dispersion à l'origine, et par là-même, le confinement latéral de la lumière. On peut, suivant le mode de Bloch exploité, soit confiner la lumière latéralement, soit même la faire s'échapper plus vite latéralement, ce qui était impossible avec les miroirs de Bragg.

On peut alors se demander pour quelle raison les modes de Bloch de forte et faible énergie mènent à des régimes de confinement latéral différents.

La clé se trouve dans le signe et l'amplitude de leur vitesse de groupe propre. En effet, si l'on retrace la courbe de dispersion des modes guidés du CP1D ULB (fig. 5), on s'aperçoit que la vitesse de groupe ($\frac{d\omega}{dk}$) associée au mode de forte énergie est négative autour de Γ (opposée à la vitesse de phase), tandis que celle associée au mode de faible énergie est positive (de même signe que la vitesse de phase).

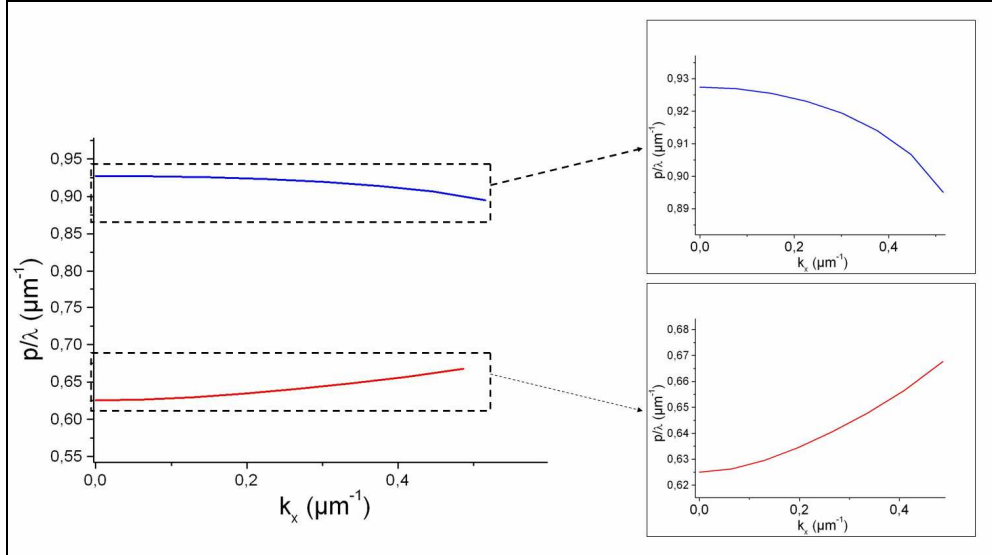


Figure 5 : Courbes de dispersion (RCWA) des modes de Bloch du CP-1D-ULB.

Le mode Fabry-Pérot mis en jeu dans une cavité à 2 miroirs à CP est un mode hybride rayonné-guidé, qui repose sur le couplage d'un mode rayonné aux modes de Bloch lents guidés des CP ; les photons ont donc une certaine durée de vie guidée, dans les CPs. La thèse que nous allons avancer, est que, lorsqu'ils séjournent dans le CP, via un mode de Bloch lent guidé, les photons se propagent dans le sens du vecteur d'onde k_x si le mode est à V_g positive, et dans le sens contraire à k_x (donc ramenés vers le centre de la structure) si le mode est à V_g négative.

Nous allons développer cette approche dans la section suivante, via un modèle géométrique corpusculaire.

II-B. Principe du contrôle latéral de la lumière par les modes de Bloch: Modèle géométrique corpusculaire

Plutôt que de raisonner en termes d'indice effectif, et donc de répartition du champ, comme nous l'avons fait pour les cavités à miroirs de Bragg, nous allons ici raisonner, dans le cadre du modèle, en terme de trajectoires de photons et de durées de vie. Cette approche, bien qu'équivalente sur le fond, va cependant s'avérer plus intelligible dans le cas des cavités à CP, dans la mesure où l'on n'est plus dans un cadre purement rayonné, mais que l'on fait intervenir des modes de Bloch guidés dans le plan ayant une certaine constante de temps de couplage aux modes rayonnés.

Considérons un rayon incident sur le CP (figure 6). La lumière se couple alors au mode de Bloch guidé, puis est réfléchi (avec conservation du vecteur d'onde \vec{k}_x), après avoir parcouru une certaine distance dans le CP dans le sens de \vec{k}_x si le mode est à $V_g > 0$, ou dans le sens opposé à \vec{k}_x si le mode de Bloch est à $V_g < 0$.

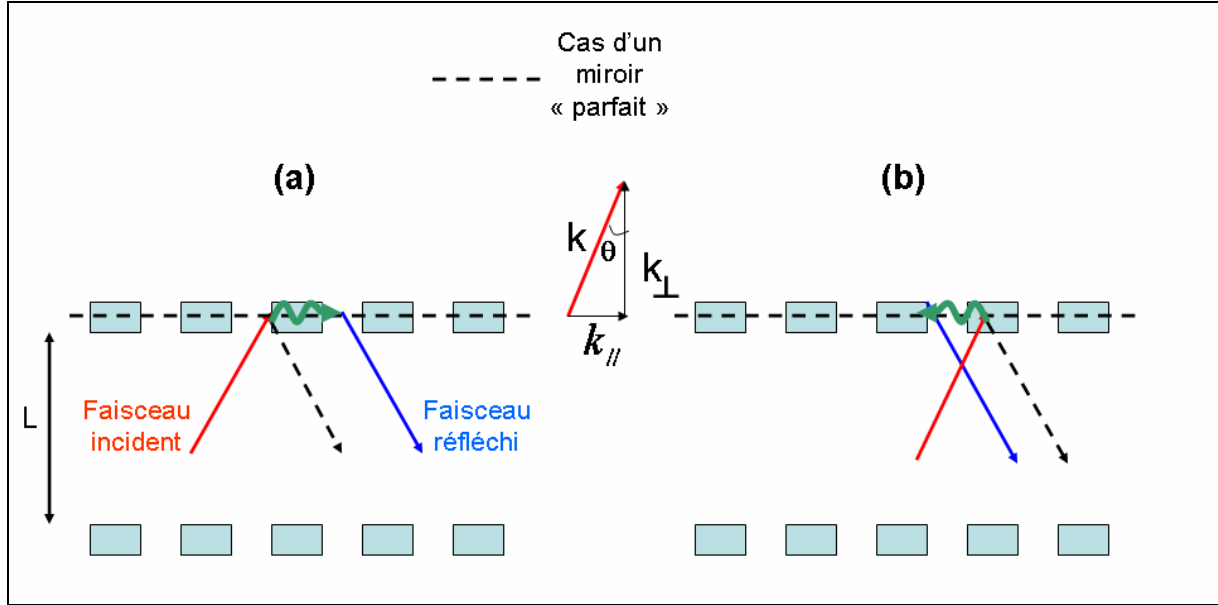


Figure 6 : Principe de la réflexion sur un miroir à CP exploitant (a) un mode de Bloch à Vitesse de groupe positive ; (b) un mode de Bloch à vitesse de groupe négative.

Nous proposons donc une extension « tridimensionnelle » au concept de réfraction négative étudié dans la littérature. En effet, les travaux portant sur la réfraction négative dans la littérature consistent en des études bidimensionnelles, où le faisceau incident est situé dans le même plan que le cristal photonique [2-9] (Fig. 7). Le cristal photonique est conçu de manière à présenter des surfaces iso-fréquences concaves, de sorte que la vitesse de groupe, dont la direction est normale aux surfaces iso-fréquences ($\vec{V}_g = \overrightarrow{\text{grad}}_k(\omega)$ pour un cristal de dimension 2), soit opposée à la direction du vecteur d'onde ($\vec{V}_g \cdot \vec{k} < 0$ pour un cristal de dimension 2). La principale application est la réalisation de lentilles plates [2,3,5,7] (Fig.8).

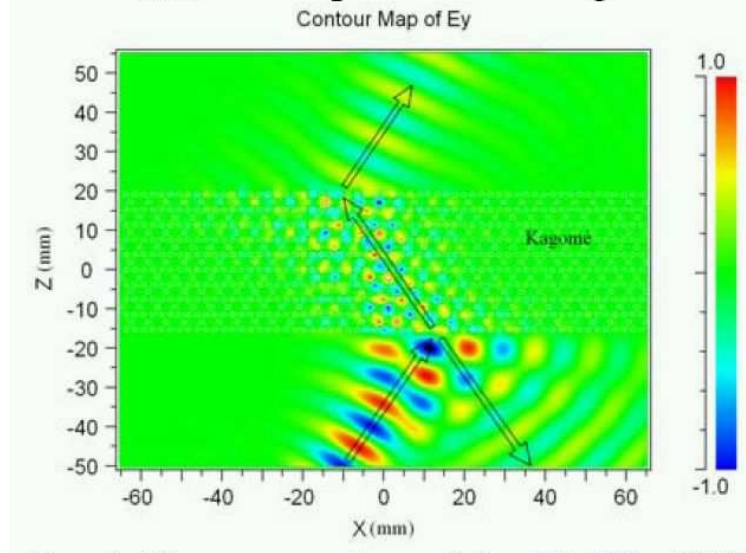


Figure 7 : Exemple de réfraction négative bidimensionnelle rencontrée dans la littérature, exploitant les cristaux photoniques; le faisceau incident est dans le plan du cristal. Source [4]

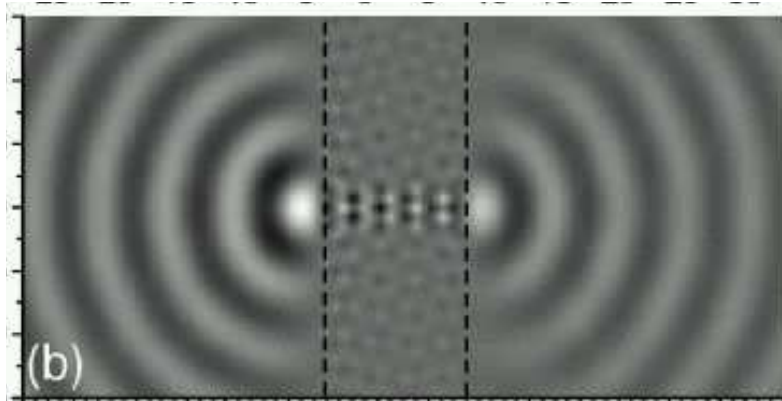


Figure 8 : Exemple de lentille plate bidimensionnelle obtenue par réfraction négative dans les CP. Source [7]

Dans notre cas, le mode de Bloch est également bidimensionnel, mais il est excité par un faisceau en espace libre d'incidence normale au plan du cristal (et non pas dans le plan du cristal). Une telle exploitation de la réfraction négative dans les CP n'avait pas été envisagée, à notre connaissance, auparavant.

Le modèle que nous allons développer repose sur l'idée que, lorsque le photon se propage dans la cavité, sa vitesse projetée dans le plan horizontal est égale à la vitesse de groupe $V_{g_{FP}}$ d'un mode FP purement rayonné d'une cavité à miroirs parfait, et lorsqu'il se propage dans le cristal, sa vitesse est égale à la vitesse de groupe du mode de Bloch guidé $V_{g_{CP}}$ (qui peut être positive ou négative).

Ce qui nous intéresse est, on l'aura compris, la vitesse d'expansion latérale du mode hybride suivant la direction x , en fonction du temps.

Pour cela, nous allons tout d'abord exprimer ΔX , le déplacement du photon projeté suivant la direction x , après un aller-retour dans le dispositif.

$$\Delta X = (Vg_{FP})\tau_{air} + (Vg_{CP}).(2\tau_c) \quad (21)$$

Où τ_{air} est la durée de vie du photon dans la cavité, et $2\tau_c$ la durée de vie dans les CP, pour un aller-retour (τ_c étant la constante de temps de couplage du mode guidé au mode rayonné, cf chapitre 2).

La vitesse de groupe du mode hybride peut donc être définie par :

$$(Vg_{Hybride})_{//} = \frac{\Delta X}{\tau_{air} + 2\tau_c} \quad (22)$$

Soit :

$$(Vg_{Hybride})_{//} = \frac{\tau_{air}}{\tau_{air} + 2\tau_c} (Vg_{FP}) + \frac{2\tau_c}{\tau_{air} + 2\tau_c} (Vg_{CP}) \quad (23)$$

La vitesse de groupe du mode hybride est la somme des vitesses de groupe des modes FP rayonné et CP guidé, pondérés par les fractions de temps de vie des photons respectivement dans la cavité, et dans les CP.

$$\left(\frac{d\omega}{dk_{//}}\right)_{Hybride} = \frac{\tau_{air}}{\tau_{air} + 2\tau_c} \left(\frac{c^2}{n_{cavité}^2 \omega_0}\right) + \frac{2\tau_c}{\tau_{air} + 2\tau_c} \left(\frac{d\omega}{dk_{//}}\right)_{CP} \quad (24)$$

Il nous reste à déterminer τ_{air} :

$$\tau_{air} = \frac{2n_{cavité}(L/\cos\theta)}{c} \quad (25)$$

$$\text{Or, } \cos\theta = \frac{k_{\perp}}{k} = \frac{\sqrt{k^2 - k_{//}^2}}{k} = \sqrt{1 - \left(\frac{ck_{//}}{n_{cavité}\omega}\right)^2} \quad (26)$$

(car $k = n_{cavité} \frac{\omega}{c}$, avec $n_{cavité}$ l'indice optique de la cavité physique)

$$\text{Et : } L = p \frac{\lambda}{2n_{cavité}} = \frac{p\pi c}{n_{cavité}\omega} \quad (27)$$

Où p est l'ordre du mode.

D'où :

$$\tau_{air} = \frac{2n_{cavité} p\pi}{\sqrt{n_{cavité}^2 \omega^2 - c^2 k_{||}^2}} \quad (28)$$

On a donc:

$$\left(\frac{d\omega}{dk_{||}}\right)_{Hybride} = \frac{n_{cavité} p\pi}{n_{cavité} p\pi + \tau_c \sqrt{n_{cavité}^2 \omega^2 - c^2 k_{||}^2}} \left(\frac{d\omega}{dk_{||}}\right)_{FP} + \frac{\tau_c \sqrt{n_{cavité}^2 \omega^2 - c^2 k_{||}^2}}{n_{cavité} p\pi + \tau_c \sqrt{n_{cavité}^2 \omega^2 - c^2 k_{||}^2}} \left(\frac{d\omega}{dk_{||}}\right)_{CP} \quad (29)$$

Soit :

$$\left(\frac{d\omega}{dk_{||}}\right)_{Hybride} = \frac{n_{cavité} p\pi}{n_{cavité} p\pi + \tau_c \sqrt{n_{cavité}^2 \omega^2 - c^2 k_{||}^2}} \left(\frac{c^2}{n_{cavité}^2 \omega_0}\right) + \frac{\tau_c \sqrt{n_{cavité}^2 \omega^2 - c^2 k_{||}^2}}{n_{cavité} p\pi + \tau_c \sqrt{n_{cavité}^2 \omega^2 - c^2 k_{||}^2}} \left(\frac{d\omega}{dk_{||}}\right)_{CP}$$

Soit finalement :

$$\left(\frac{d\omega}{dk_{||}}\right)_{Hybride} = \frac{p\pi c^2}{n_{cavité}^2 p\pi \omega_0 + n_{cavité} \tau_c \omega_0 \sqrt{\omega^2 - c^2 k_{||}^2}} + \frac{\tau_c \sqrt{n_{cavité}^2 \omega^2 - c^2 k_{||}^2}}{n_{cavité} p\pi + \tau_c \sqrt{n_{cavité}^2 \omega^2 - c^2 k_{||}^2}} \left(\frac{d\omega}{dk_{||}}\right)_{CP} \quad (30)$$

Cette relation nous permet donc de reconstituer la courbe de dispersion du mode hybride, à partir de celle du mode de Bloch du miroir à cristal photoniqueⁱⁱⁱ.

Pour simplifier l'expression, nous allons nous placer en approximations faibles angles, ce qui est justifié lorsqu'on considère des dispositifs d'une taille latérale de l'ordre de la dizaine de μm .

Si l'on repart de l'expression (29), on peut écrire, avec l'approximation faibles angles :

ⁱⁱⁱ Il faudrait en toute rigueur, tenir compte également de la variation de la constante de temps de couplage du mode de Bloch au mode rayonné en fonction du vecteur d'onde $k_{||}$, $\tau_c(k_{||})$.

$$\left(\frac{d\omega}{dk_{//}}\right)_{Hybride} = \frac{p\pi}{p\pi + \tau_c \omega_0} \left(\frac{d\omega}{dk_{//}}\right)_{FP} + \frac{\tau_c \omega_0}{p\pi + \tau_c \omega_0} \left(\frac{d\omega}{dk_{//}}\right)_{CP} \quad (31)$$

Soit, en posant $T = \frac{2\pi}{\omega_0}$:

$$Vg_{Hybride} = \left(\frac{pT}{pT + 2\tau_c}\right)Vg_{FP} + \left(\frac{2\tau_c}{pT + 2\tau_c}\right)Vg_{CP} \quad (32)$$

‘pT’ étant le temps de vie rayonné du photon pour un aller-retour, en incidence quasi-normale, et $2\tau_c$ le temps de vie guidé.

En dérivant la relation, on obtient la même relation pour les courbures de bande autour de Γ :

$$\alpha_{Hybride} = \left(\frac{pT}{pT + 2\tau_c}\right)\alpha_{FP} + \left(\frac{2\tau_c}{pT + 2\tau_c}\right)\alpha_{CP} \quad (33)$$

On va chercher à déterminer les conséquences impliquées par cette relation (33), sur le confinement latéral du mode hybride.

Pour cela, on va s’intéresser successivement au cas d’un mode de Bloch de courbure positive, puis négative:

- $Vg_{CP} > 0$

Contrairement à ce qu’on pourrait penser, l’utilisation d’un mode de Bloch à vitesse de groupe positive n’est pas forcément synonyme d’accroissement de la vitesse d’expansion latérale du mode hybride. En effet, les pertes ne sont augmentées par rapport à un mode FP pur, que si :

$$Vg_{Hybride} > Vg_{FP}$$

Soit :

$$\left(\frac{pT}{pT + 2\tau_c}\right)Vg_{FP} + \left(\frac{2\tau_c}{pT + 2\tau_c}\right)Vg_{CP} > Vg_{FP}$$

Soit :

$$Vg_{CP} > Vg_{FP}$$

Dans ce cas, effectivement, on accroît la vitesse d'expansion latérale du mode FP, par rapport au cas d'une cavité à miroirs parfaits. Même si la cavité est d'air, la relation $Vg_{CP} > Vg_{FP}$ ne viole pas la limite de la vitesse de la lumière, puisque ce sont les projections horizontales des vitesses que l'on considère (Figure 9.a).

Cependant, dans le cas contraire, c'est-à-dire si :

$$0 < Vg_{CP} < Vg_{FP}$$

, alors l'utilisation du mode de Bloch à vitesse de groupe positive conduit à un confinement latéral accru. Cela peut sembler contre-intuitif, au regard de la figure 6a. Cependant, bien que cette figure soit juste du point de vue de la trajectoire du rayon lumineux, elle ne tient pas du tout compte de la dimension temporelle. Si la condition $0 < Vg_{CP} < Vg_{FP}$ est vérifiée, la propagation des photons projetée dans le plan est plus lente dans les CPs que dans la cavité. Les photons ressortent donc du CP avec une position latérale moindre que s'ils étaient réfléchis par un miroir classique. L'expansion latérale des photons en fonction du temps est donc moindre, et le confinement latéral meilleur (figure 9b).

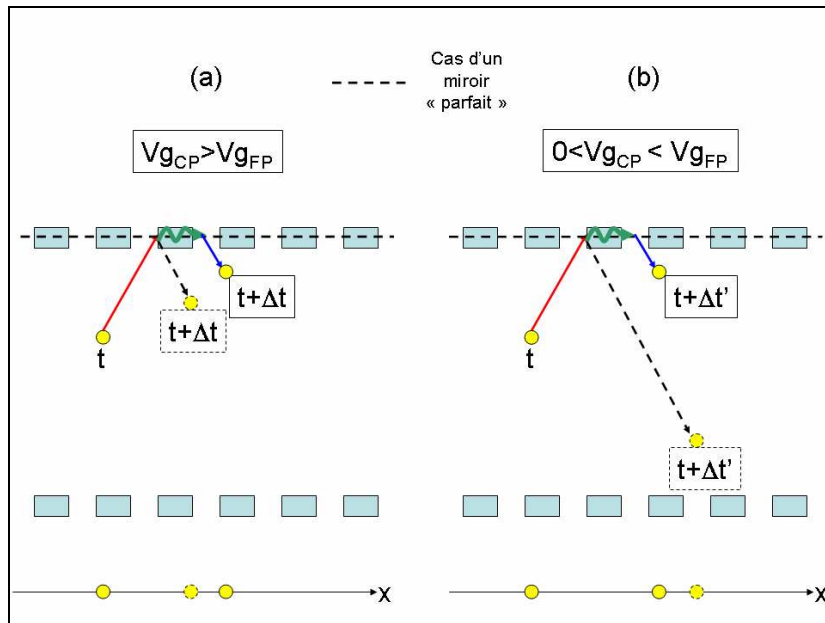


Figure 9 : (a) le mode à $Vg > 0$ augmente la vitesse d'expansion latérale de la lumière, par rapport au cas d'un miroir parfait. (b) le mode à $Vg > 0$ diminue la vitesse d'expansion latérale par rapport au cas d'un miroir parfait.

- $Vg_{CP} < 0$

En se basant sur les considérations géométriques de la figure 6.b, on comprend que, au fur et à mesure que la vitesse de groupe $Vg_{CP} < 0$ diminue, on améliore progressivement le confinement latéral, jusqu'à obtenir une cavité parfaitement stable, puis, si on continue de faire décroître Vg_{CP} , alors le faisceau se met à diverger en sens contraire, et on peut alors retrouver des pertes latérales supérieures à celles d'une cavité à miroirs parfaits (en sens inverse). Ces différentes situations se retrouvent à travers les conditions mathématiques suivantes, déduites de la relation (32) :

- $-(\frac{pT}{2\tau_c})Vg_{FP} < Vg_{CP} < 0$

C'est la situation que l'on observe lorsque la vitesse de groupe du Vg_{CP} est faiblement négative.

La relation (32) donne alors:

$$0 < Vg_{Hybride} < (\frac{pT}{pT + 2\tau_c})Vg_{FP} < Vg_{FP}$$

Cela correspond au cas où :

D'une part, $pT.Vg_{FP} + 2\tau_c Vg_{CP} > 0$. La distance algébrique horizontale parcourue par un photon du mode hybride pour un aller-retour est positive. Le mode hybride se propage donc dans le sens positif.

D'autre part, $Vg_{CP} < 0$, donc, a fortiori, $Vg_{CP} < Vg_{FP}$. Le mode hybride se propage moins vite qu'un mode FP purement rayonné (Fig. 10).

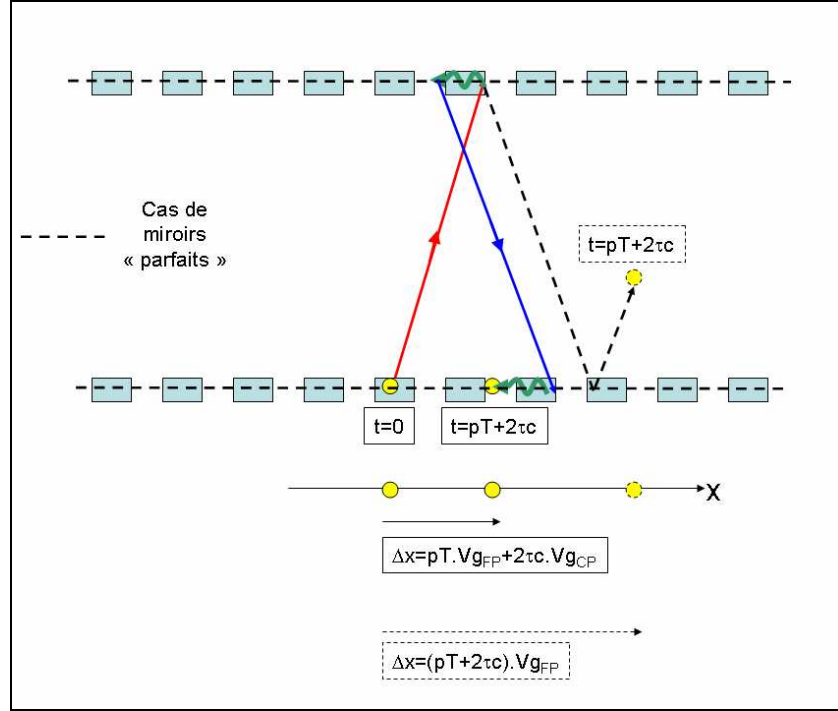


Figure 10 : Cas où le mode de Bloch à $V_g < 0$ conduit à une réduction de la vitesse d'expansion latérale du mode hybride par rapport au cas de miroirs parfaits, la vitesse latérale du mode hybride restant positive (dans le sens des x croissants).

Le mode hybride se propage donc en sens positif, mais moins vite qu'un mode FP purement rayonné.

$$\circ \quad V_{g_{CP}} = -\left(\frac{pT}{2\tau_c}\right)V_{g_{FP}}$$

La relation (32) donne :

$$V_{g_{Hybride}} = 0$$

Cela correspond au cas où la distance parcourue par un photon du mode hybride pour un aller-retour est nulle : $pT.Vg_{FP} + 2\tau_c.Vg_{CP} = 0$

La cavité est donc parfaitement stable, le mode hybride ne présente pas d'expansion latérale. Ce cas est représenté sur la figure 11.

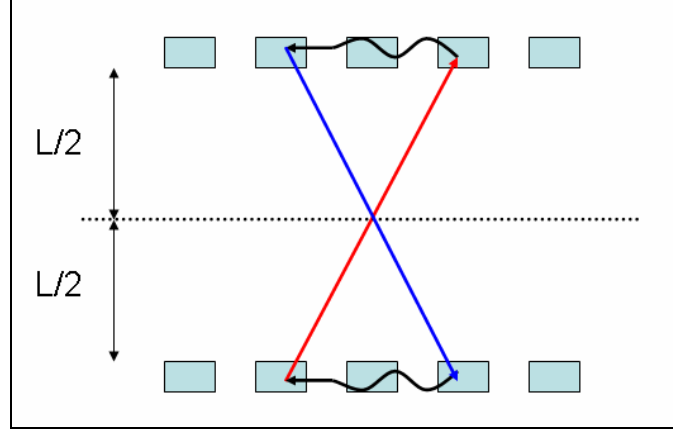


Figure 11: Cas où le mode de Bloch à $Vg < 0$ conduit à une stabilité parfaite du mode hybride ; la vitesse d'extension latérale du mode hybride est nulle.

$$\circ \quad -\left(\frac{2pT + 2\tau_c}{2\tau_c}\right)Vg_{FP} < Vg_{CP} < -\left(\frac{pT}{2\tau_c}\right)Vg_{FP}$$

La relation (32) donne alors :

$$-Vg_{FP} < Vg_{Hybride} < 0$$

La cavité n'est plus parfaitement stable. Le faisceau se met à diverger, mais en sens contraire. La distance horizontale $(pT.Vg_{FP} + 2\tau_c Vg_{CP})$ parcourue par le photon du mode hybride est négative, mais reste inférieure en valeur absolue à la distance $(pT + 2\tau_c).Vg_{FP}$ parcourue pendant le même temps par un photon purement rayonné se propageant en sens négatif (Fig. 12)^{iv}.

Le confinement latéral reste donc globalement meilleur que pour un mode FP purement rayonné.

^{iv} Un mode de cavité verticale FP contient autant de composantes de vecteurs d'onde parallèles positives que négatives. Sa répartition est paire dans l'espace réciproque.

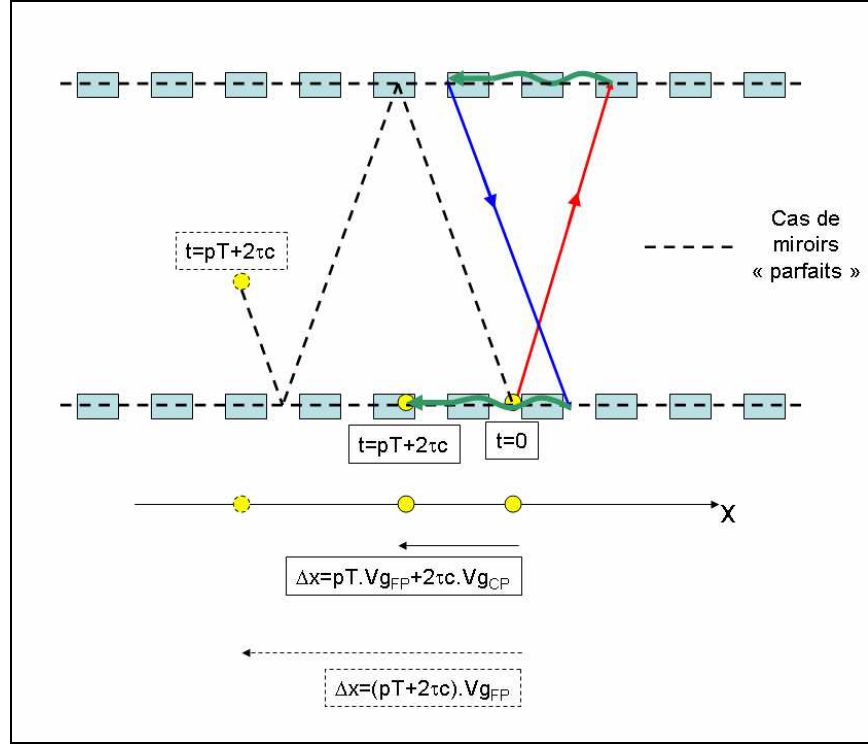


Figure 12 : Cas où le mode de Bloch à $Vg < 0$ conduit à divergence du mode hybride en sens contraire ; la vitesse globale d'extension latérale du mode hybride restant inférieure au cas d'une cavité à miroirs parfaits.

$$\circ \quad Vg_{CP} < -\left(\frac{2pT + 2\tau_c}{2\tau_c}\right)Vg_{FP}$$

La relation (3) donne alors:

$$Vg_{Hybride} < -Vg_{FP}$$

Le faisceau diverge en sens contraire, et ce fortement. La distance horizontale parcourue par un photon du mode hybride pour un aller-retour ($pT.Vg_{FP} + 2\tau_c.Vg_{CP}$), est négative, mais cette fois supérieure en valeur absolue à la distance horizontale $(pT + 2\tau_c).Vg_{FP}$ parcourue pendant le même temps par un photon purement rayonné se propageant en sens négatif (Fig. 13).

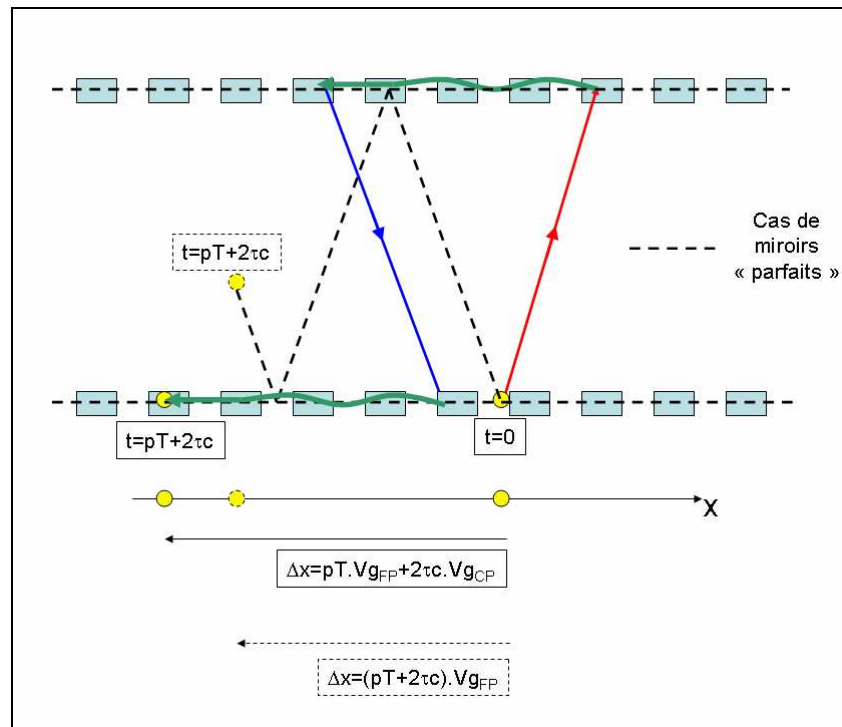


Figure 13 : Cas où le mode de Bloch à $V_g < 0$ conduit à une divergence en sens contraire du mode hybride, avec une vitesse d'expansion latérale du mode hybride supérieure à celle d'un mode de cavité à miroirs parfaits.

La vitesse d'expansion latérale est donc globalement plus forte que pour un mode de cavité à miroirs à parfait.

En résumé, notre modèle montre que les miroirs à CP sont potentiellement capables de contrôler d'une manière plus puissante que les miroirs de Bragg l'expansion latérale de la lumière dans les cavités Fabry-Pérot.

Les miroirs à CP permettraient notamment d'augmenter la vitesse d'expansion latérale de la lumière par rapport au cas d'une cavité d'air à miroirs parfaits, qui était considéré jusque là comme le cas extrême d'expansion latérale.

De plus, contrairement aux cavités à miroirs parfaits, ou à miroirs de Bragg, les miroirs à CP permettraient théoriquement de mener à la condition de cavité parfaitement stable (vitesse d'expansion du mode hybride nulle), et même de faire diverger la lumière en sens inverse.

Notre modèle montre que les modes de Bloch à courbure positives et négatives peuvent tous deux aussi bien améliorer ou détériorer le confinement latéral de la lumière, par rapport aux cavités à miroirs parfaits. Il est nécessaire de prendre en compte la valeur absolue de la courbure du mode de Bloch pour prédire le comportement du miroir.

Sur la figure 14, nous avons représenté les différents régimes de confinement latéral, en fonction de la courbure de bande du mode de Bloch α_{CP} . Les modes de Bloch à $V_g < 0$ ont une gamme de tolérance en courbure plus large que les modes de Bloch à $V_g > 0$ pour le confinement latéral de la lumière. De plus, ce sont les seuls susceptibles de mener à la condition de cavité parfaitement stable.

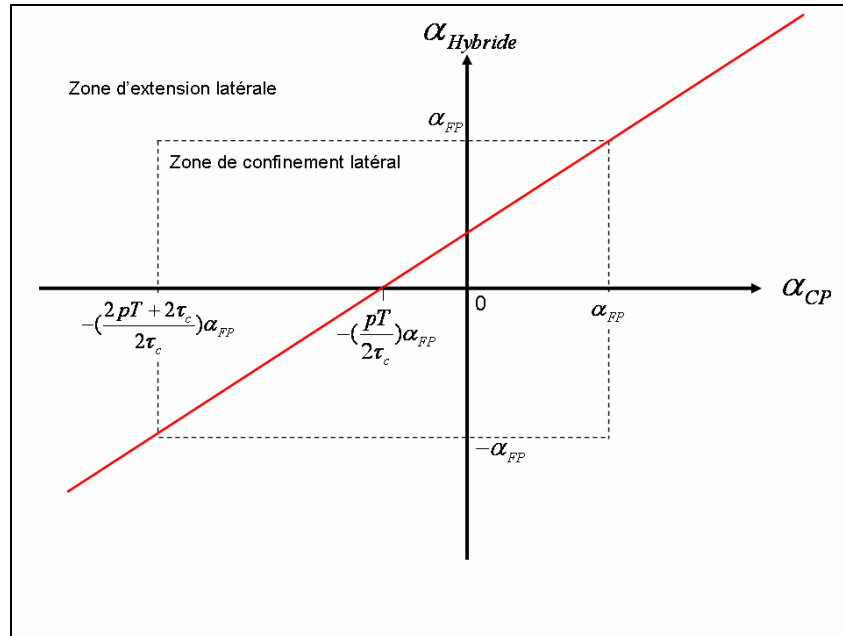


Figure 14 : Résumé des différents régimes de confinement du mode hybride, en fonction de la courbure α_{CP} du mode de Bloch du miroir à CP. La zone correspondant à une vitesse d'extension latérale du mode hybride inférieure à celle d'un mode de cavité à miroirs parfaits, est la portion de la droite vérifiant : $|\alpha_{Hybride}| < \alpha_{FP}$.

Tout le modèle développé repose sur la relation (33), donnant la courbure du mode hybride en Γ en fonction des courbures du mode purement rayonné, et purement guidé :

$$\alpha_{Hybride} = \left(\frac{pT}{pT + 2\tau_c}\right)\alpha_{FP} + \left(\frac{2\tau_c}{pT + 2\tau_c}\right)\alpha_{CP}$$

Les coefficients de pondération, étant comme on l'a dit précédemment, les fractions de temps de vie rayonnée et guidée du photon, ou, d'un point de vue modale, la fraction du champ électromagnétique localisée respectivement dans la cavité d'air, et dans les CP.

Les paramètres qui interviennent de manière déterminante dans le modèle sont donc la courbure du miroir α_{CP} , la constant de temps de couplage τ_c du mode de Bloch au mode rayonné, et l'épaisseur optique de la cavité (via l'ordre du mode p).

Il nous reste donc à savoir, d'une part si le modèle est juste, et d'autre part si les paramètres α_{CP} et τ_c que l'on rencontre dans la pratique, ont des valeurs aptes à démontrer tous les régimes de confinement théoriques prédits (figure 14).

Dans la partie suivante, nous allons donc confronter le modèle à la méthode exacte RCWA, appliquée au cas d'une cavité d'air à CP, exploitant les miroirs InP/air Ultra large bande bi-modes étudiés dans les chapitres précédents.

II-C. Validation du modèle

Le réflecteur 1D InP/air étudié dans les chapitres précédents apparaît comme un objet très intéressant pour étudier le confinement latéral dans les cavités FP à CP. En effet, il est caractérisé par deux modes de Bloch résonants à vitesses de groupes de signe opposé, et nous allons donc pouvoir, suivant la longueur d'onde de travail, exploiter plutôt l'un ou l'autre des modes, c'est-à-dire faire varier le paramètre α_{CP} .

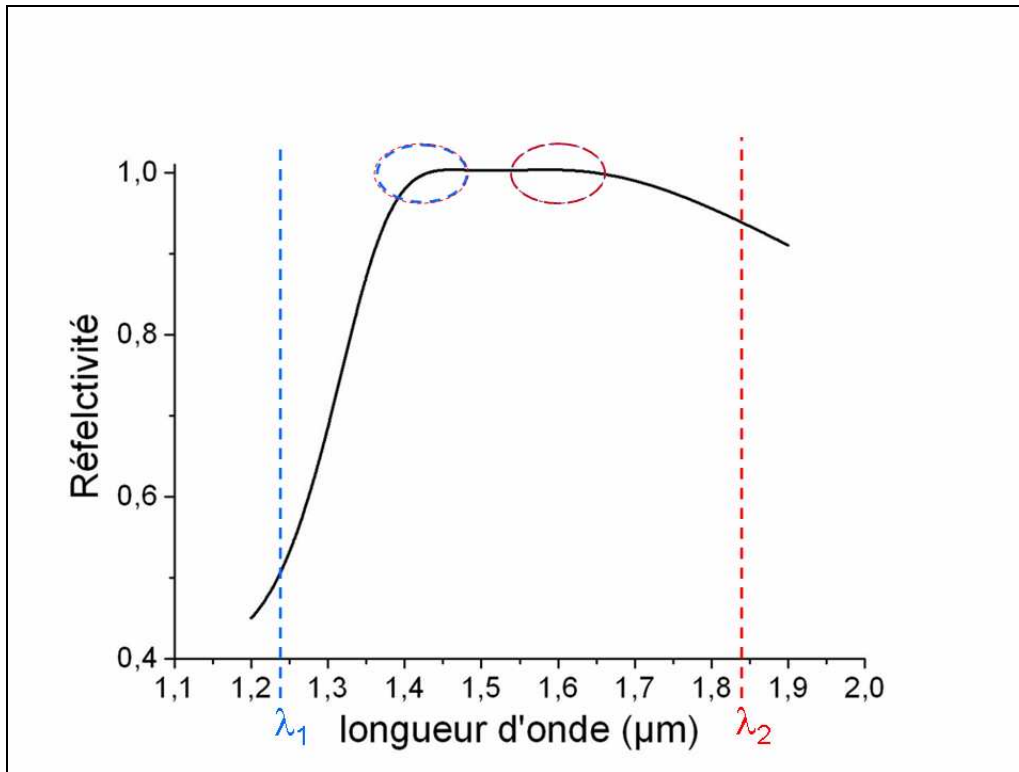


Figure 15 : Rappel du spectre de réflectivité (RCWA) du miroir 1D-ULB, et de la position spectrales des modes de Bloch responsables du plateau de réflectivité.

Cet objet va donc nous permettre d'explorer plusieurs régimes de confinement, et éventuellement, de mettre en évidence la notion de cavité parfaitement stable et de divergence en sens contraire.

Pour tirer pleinement profit de la variation de α_{CP} issue du caractère bi-mode ($Vg < 0$ / $Vg > 0$) du miroir à CP, nous allons étudier la courbe de dispersion du mode hybride autour de Γ pour une gamme de longueur d'onde de résonance plus large que le plateau de réflectivité des miroirs. En effet, nous avons montré au chapitre 2 que les maxima de réflectivité des CP résultent d'interférences entre les deux contributions résonantes des modes de Bloch du CP, dont les longueurs d'onde propres λ_1 et λ_2 sont excentrées par rapport au plateau de réflectivité (Fig. 15). En exploitant le premier maximum de réflectivité, ou le second, on est donc par définition situé dans la zone d'influence conjointe des deux modes de Bloch. Ainsi, si l'on veut faire varier la courbure du miroir α_{CP} sur une gamme plus large, en augmentant davantage le poids propre de chacun des modes de Bloch, il nous faut faire varier la longueur d'onde de résonance hybride sur une gamme plus large que le plateau de réflectivité.

La figure 16 représente les courbes de dispersion autour de Γ , calculées par RCWA, du mode hybride d'une cavité FP à deux CP InP/air, pour différentes longueurs d'onde de résonance hybride

λ_0 (longueur d'onde en Γ , i.e. en incidence normale), c'est-à-dire différentes épaisseurs de cavité, le mode hybride restant toujours d'ordre $p=1$. Afin de pouvoir comparer plus aisément les différentes courbures, ces courbes de dispersion ont été translatées par commodité verticalement pour être amenées à la même origine.

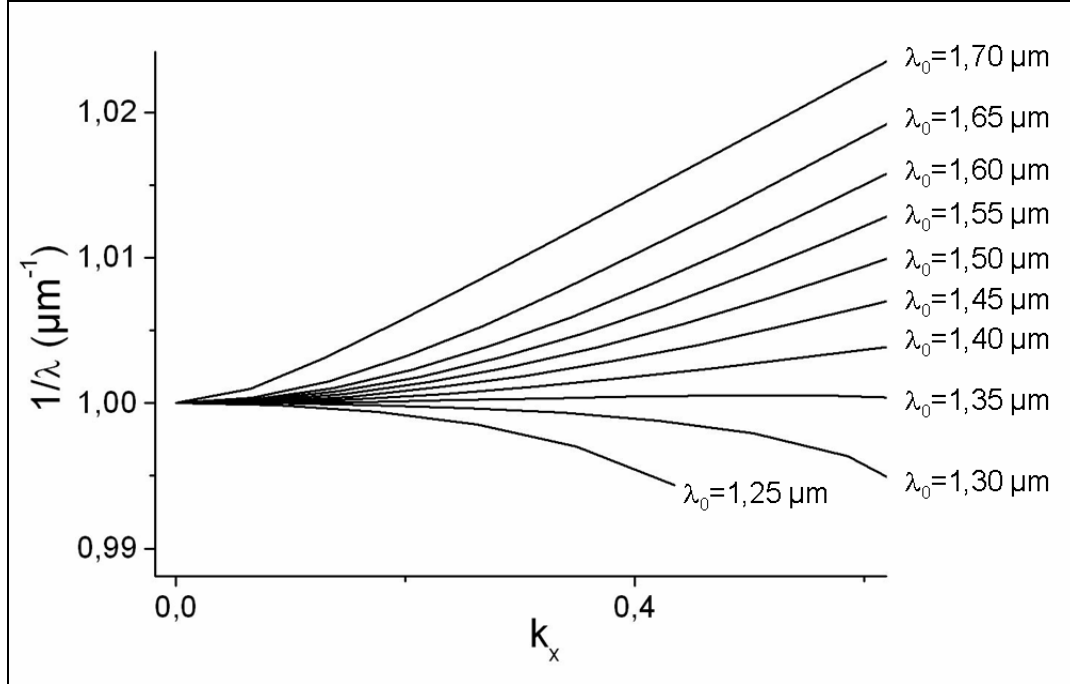


Figure 16 : Courbes de dispersions RCWA du mode hybride de la cavité à CP, en fonction de la longueur d'onde de résonance λ_0 en Γ (modifiée en changeant la valeur de l'épaisseur de la cavité d'air, tout en restant à l'ordre $p=1$ de résonance) ; Ces courbes ont été translatées artificiellement à la même ordonnée à l'origine, afin de pouvoir comparer aisément leurs courbures. On a confirmation RCWA des régimes de cavité stable et de divergence en sens contraire prédits par le modèle.

Cette figure nous permet de tirer plusieurs conclusions importantes:

- La courbure de la courbe de dispersion du mode hybride diminue de façon monotone, au fur et à mesure que la longueur d'onde de résonance du mode hybride se déplace du mode à $Vg>0$ vers le mode à $Vg<0$ des CP.
- **Le concept de cavité à CP stable n'est pas un concept utopique, mais est bel et bien confirmé par RCWA.** Pour une longueur d'onde de résonance hybride $\lambda_0 = 1,35\mu m$ (en Γ), la courbe de dispersion est plate sur toute la gamme de vecteurs d'onde $k_x \in [0;0,5]$. Cela

signifie qu'à cette longueur d'onde, un mode hybride d'une taille latérale de $10\mu\text{m}$ ne subit aucune expansion latérale.

- D'autre part, *on a également mis en évidence par RCWA le concept de divergence en sens contraire dans les cavités FP à CP*. En effet, lorsqu'on diminue la longueur d'onde de résonance hybride à $\lambda_0 = 1,30\mu\text{m}$, et $\lambda_0 = 1,25\mu\text{m}$, la courbe de dispersion du mode hybride est orientée vers le bas ; le mode hybride se propage donc en sens inverse.

Il pourrait alors également être intéressant, afin de confirmer rigoureusement l'apport des miroirs à CP, de comparer précisément la courbure du mode hybride, dans ces différents cas, à celle d'une cavité identique mais à miroirs parfaits α_{FP} , qui, on le rappelle, est égale à $\frac{c^2}{\omega_0}$ (pour une cavité d'air), donc proportionnelle à la longueur d'onde λ_0 .

Cette comparaison a été faite sur la figure 17.

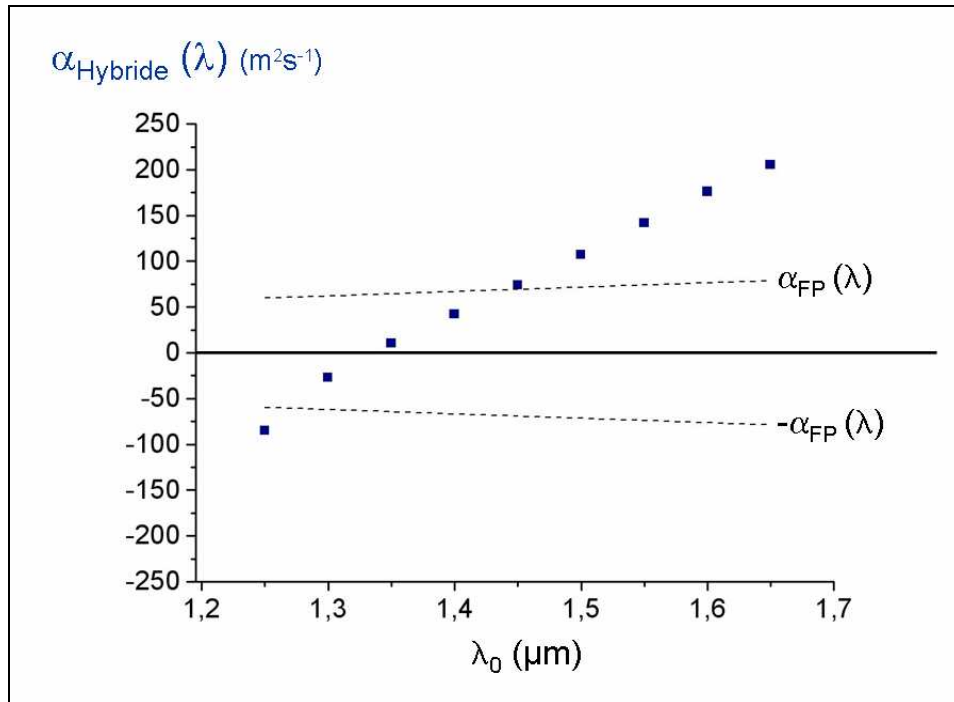


Figure 17 : Courbures en Γ des courbes de dispersion RCWA de la figure 14. Tous les régimes de confinement prédits par le modèle sont vérifiés en RCWA.

La figure 17 nous permet d'affirmer que *l'on a mis en évidence de manière exacte, en RCWA, tous les régimes de confinement prédits par le modèle*, à savoir :

- Une courbure du mode hybride positive et supérieure à celle d'une cavité à miroirs parfaits dans la gamme $\lambda_0 > 1,45\mu m$; soit une augmentation de la vitesse d'expansion latérale du mode par rapport à un mode purement rayonné.
- Une courbure du mode hybride positive et inférieure à celle d'une cavité à miroirs parfaits dans la gamme $\lambda_0 \in [1,34\mu m; 1,45\mu m]$; soit une diminution de la vitesse d'expansion latérale du mode par rapport à un mode purement rayonné
- Une courbure nulle autour de $\lambda_0 \cong 1,34\mu m$; soit une cavité stable pour cette longueur d'onde de résonance (il faut noter cependant, qu'à cette longueur d'onde, la réflectivité des miroirs n'est pas optimale, et on a donc des pertes verticales).
- Une courbure du mode hybride négative mais inférieure en valeur absolue à celle d'une cavité à miroirs parfaits dans la gamme $\lambda_0 \in [1,27\mu m; 1,34\mu m]$; soit une divergence du mode hybride en sens inverse, mais présentant globalement une expansion plus lente qu'un mode purement rayonné
- Une courbure du mode hybride négative et supérieure en valeur absolue à celle d'une cavité à miroirs parfaits dans la gamme $\lambda_0 < 1,27\mu m$; soit une divergence du mode hybride en sens inverse, présentant une expansion latérale globale plus rapide qu'un mode purement rayonné

La courbe de la figure 17 ressemble fortement à la courbe prédictive du modèle de la figure 14, la variation de λ_0 cachant celle de α_{CP} .

Nous allons à présent pousser un peu plus loin la validation du modèle, en analysant l'influence de l'ordre du mode p. Le modèle prévoit que lorsque l'ordre du mode p tend vers l'infini, la courbure du mode hybride tend vers celle d'un mode FP purement rayonné :

$$\alpha_{Hybride} = \left(\frac{pT}{pT + 2\tau_c} \right) \alpha_{FP} + \left(\frac{2\tau_c}{pT + 2\tau_c} \right) \alpha_{CP}$$

$$\alpha_{Hybride}(p) \xrightarrow{p \rightarrow \infty} \alpha_{FP} \quad (34)$$

Ce que prévoit notre modèle n'est donc pas anodin. Il prédit que l'augmentation de la taille de la cavité doit faire converger la courbure du mode hybride vers celle d'un FP pur, quel que soit le type de confinement initial. Ce qui se passe en fait, c'est qu'en augmentant l'épaisseur de la cavité, on augmente la durée de vie des photons dans cette dernière, et on réduit ainsi la proportion de temps passé par les photons dans les CP, et donc le pouvoir de confinement ou au contraire d'extension latérale de ces derniers sur les photons.

Pour vérifier cette prédiction du modèle, nous nous sommes tout d'abord fixés en RCWA une longueur de travail $\lambda_0 \cong 1,4\mu m$, correspondant à la longueur d'onde du premier maximum de réflectivité des miroirs. La cavité d'ordre 1 a déjà été étudiée (figure 4), et a montré une courbure du mode hybride en Γ positive, mais inférieure à celle d'un FP à miroir parfaits, donc l'apport d'un confinement latéral.

Nous avons alors augmenté l'ordre p du mode (en augmentant la longueur de cavité tout en maintenant la longueur d'onde de résonance du mode hybride en Γ à $\lambda_0 \cong 1,4\mu m$, chaque longueur de cavité étant donc égale à $p\lambda_0/2$).

Sur la figure 18 sont représentées les courbes de dispersion du mode hybride pour des épaisseurs optiques de cavité correspondant aux ordres : $p=1, 2, 3, 4, 5, 6, 7, 8, 9, 10, 20, 30, 40, 50, 100$, comparées à la courbe de dispersion d'un mode FP rayonné pur d'une cavité d'air à miroirs parfaits (indépendante de l'ordre, comme on l'a expliqué en début de chapitre, puisque l'indice effectif reste constant, égal à 1)

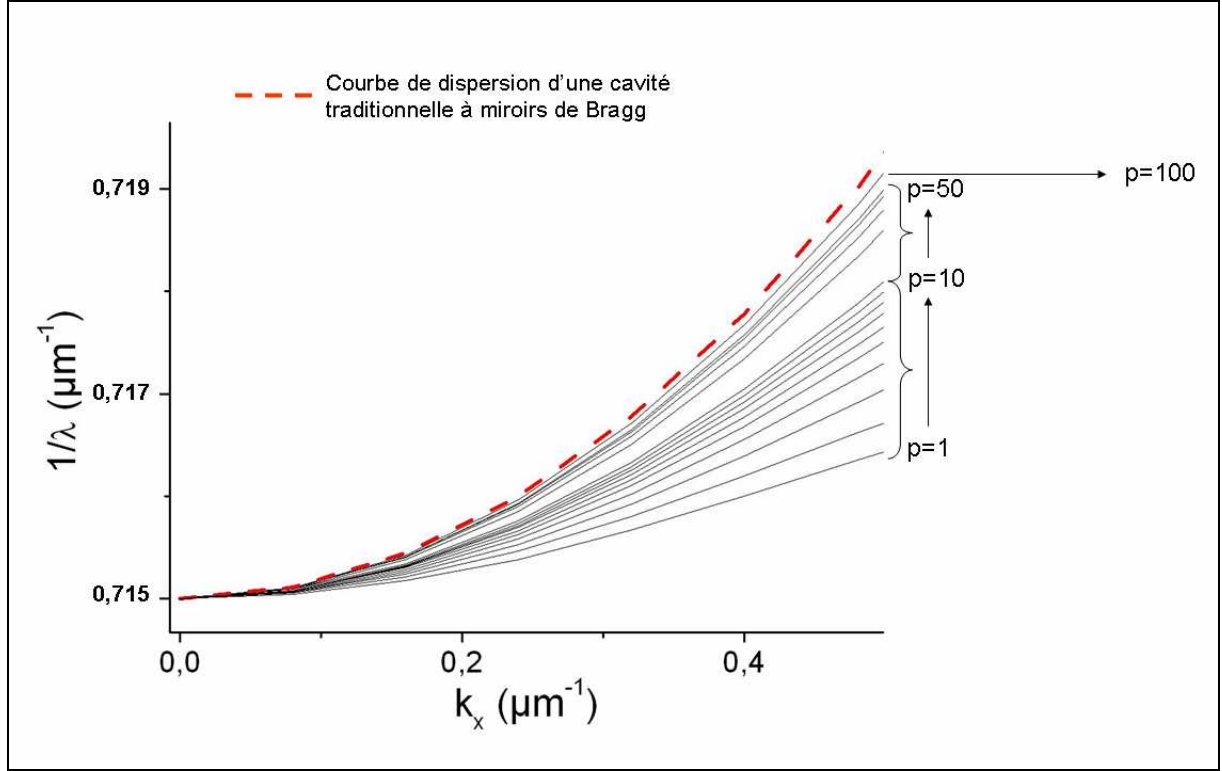


Figure 18 : Courbes de dispersion RCWA du mode hybride d'une cavité d'air à CP exploitant le premier maximum de réflectivité des miroirs ($\lambda_0 \cong 1,4\mu m$), en fonction de l'ordre p du mode (on fait varier l'épaisseur de la cavité d'air). On a bien une convergence vers la courbe de dispersion d'une cavité d'air à miroirs parfaits, tel que prédit par le modèle.

Le résultat est en très bon accord avec les prédictions du modèle. La courbe de dispersion du mode hybride autour de Γ tend en effet vers celle d'un mode purement rayonné.

On va aller plus loin dans la validation du modèle, en s'intéressant de plus près à la nature de cette convergence.

Le modèle prévoyait :

$$\alpha_{Hybride} = \left(\frac{pT}{pT + 2\tau_c} \right) \alpha_{FP} + \left(\frac{2\tau_c}{pT + 2\tau_c} \right) \alpha_{CP}$$

Soit :

$$(\alpha_{FP} - \alpha_{Hybride})(p) = \left(\frac{2\tau_c}{pT + 2\tau_c} \right) (\alpha_{FP} - \alpha_{CP}) \quad (35)$$

C'est à dire:

$$(\alpha_{FP} - \alpha_{Hybride})(p) = \left(\frac{\alpha_{FP} - \alpha_{CP}}{1 + \frac{T}{2\tau_c} p} \right) \quad (36)$$

Les paramètres α_{FP} , α_{CP} , τ_c , et T ne dépendent que de la longueur d'onde de travail λ_0 ; ce sont donc dans notre cas des constantes, puisque la modification de l'ordre p du mode ne modifie en rien la longueur d'onde de résonance hybride λ_0 en Γ .

Le modèle prévoit donc une convergence de la forme:

$$\boxed{(\alpha_{FP} - \alpha_{Hybride})(p) = \left(\frac{a}{1 + b.p} \right)} \quad (37)$$

Avec :

- $a = \alpha_{FP} - \alpha_{CP}$
- $b = \frac{T}{2\tau_c}$

Nous allons confronter ce modèle à la RCWA.

Sur la figure 19, nous avons reporté les valeurs $(\alpha_{FP} - \alpha_{Hybride})$, pour chacune des courbes de dispersion associées à un ordre p de la figure 18.

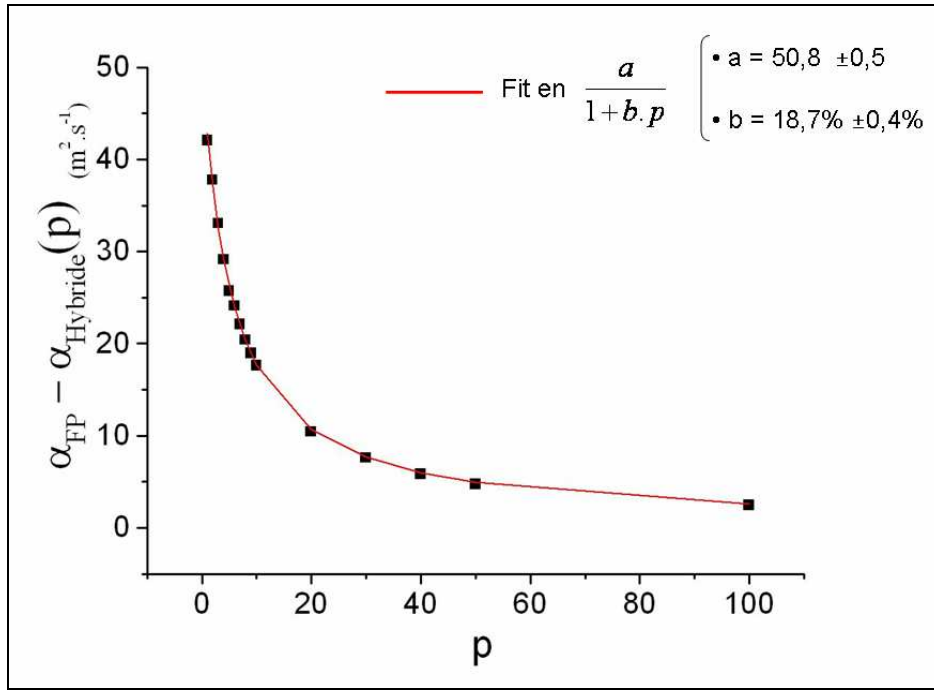


Figure 19 : courbures RCWA du mode hybride de la figure 16 en Γ , en fonction de l'ordre p du mode. La nature de la convergence est telle que prédite par le modèle, avec une incertitude très faible sur les paramètres de fit a et b .

La RCWA montre également une convergence de la forme $\left(\frac{a}{1+b.p} \right)$, avec une incertitude sur les paramètres a et b très faible, soit une fidélité quasi-parfaite au modèle.

De plus, le fit de la figure 19 est obtenu pour des paramètres:

- $a = 50,8$
- $b = 18,7\%$

Soit, compte-tenu du fait que, $\alpha_{FP} = \frac{c^2}{\omega_0} = \frac{c\lambda_0}{2\pi} = 66,9$ à la longueur d'onde de travail $\lambda_0 \cong 1,4\mu m$:

- $(\alpha_{CP})_{Fit} = 16,1$ (à comparer aux courbures indépendantes RCWA des modes de Bloch $\alpha_1 = -230m^2.s^{-1}$ et $\alpha_2 = +590m^2.s^{-1}$)
- $\left(\frac{T}{2\tau_C} \right)_{Fit} = 18,7\%$

La courbure $(\alpha_{CP})_{Fit}$ est positive, mais faible (inférieure à α_{FP}), ce qui est en accord avec le confinement latéral de la cavité. La valeur $(\alpha_{CP})_{Fit}$ se situe bien entre les valeurs $\alpha_1 = -230m^2s^{-1}$ et $\alpha_2 = 590m^2s^{-1}$ exactes des courbures respectives des deux modes de Bloch.

Le facteur $\frac{T}{2\tau_c}$ est égal au rapport des temps de vie rayonné et guidé des photons dans une cavité d'ordre 1. Or, nous avons déjà calculé au chapitre 4 (section VCSEL ultime), que les parts d'intensité localisées dans les CP et dans la cavité, pour une longueur d'onde de résonance $\lambda_0 \cong 1,4\mu m$, étaient respectivement de 85% et 15%. Ce qui nous donne un rapport réel égal à :

$$\left(\frac{T}{2\tau_c}\right)_{FDTD} = \frac{15}{85}$$

Soit :

$$\left(\frac{T}{2\tau_c}\right)_{FDTD} = 17,6\%$$

Soit :

$$\left(\frac{T}{2\tau_c}\right)_{Fit} \cong \left(\frac{T}{2\tau_c}\right)_{FDTD}.$$

On a donc une équivalence remarquable entre le modèle prédictif corpusculaire géométrique, et les calculs exacts RCWA/FDTD.

Nous avons alors cherché à confronter le modèle au cas d'une cavité FP à CP exploitant le deuxième maximum de réflectivité des miroirs, c'est-à-dire pour une longueur d'onde de travail $\lambda_0 \cong 1,6\mu m$.

La cavité d'ordre 1 a été étudiée dans ce cas (figure 4), et a montré une courbure du mode hybride en Γ supérieure à celle d'un FP classique, donc une vitesse d'expansion latérale du mode hybride supérieure à celle d'un mode purement rayonné.

Nous allons à nouveau étudier l'influence de l'ordre p du mode sur sa vitesse d'extension latérale.

Sur la figure 20, nous avons tracé les courbes de dispersion du mode hybride pour des épaisseurs optiques de cavité correspondant aux ordres : $p=1, 2, 3, 4, 5, 6, 7, 8, 9, 10, 20, 30, 40, 50, 100$, comparées à la courbe de dispersion d'un mode FP rayonné d'une cavité classique à miroirs parfaits.

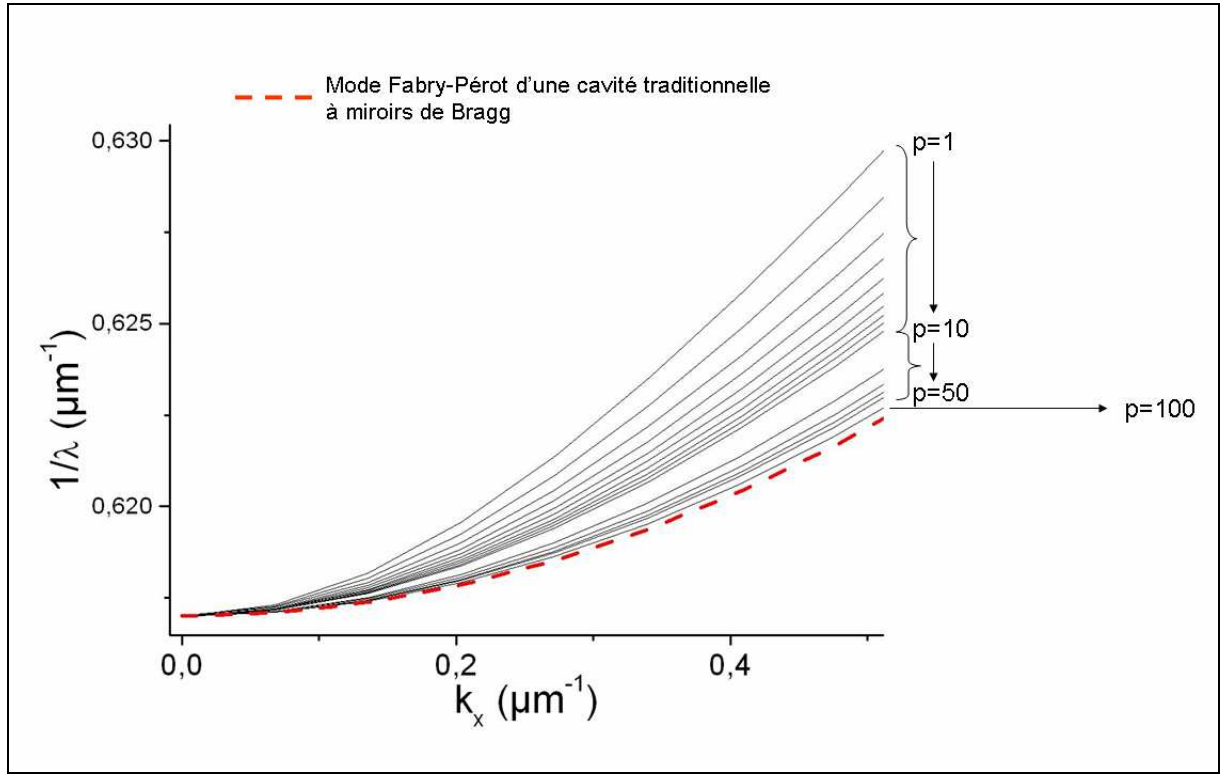


Figure 20 : Courbes de dispersion RCWA du mode hybride d'une cavité d'air à CP exploitant le deuxième maximum de réflectivité des miroirs ($\lambda_0 \cong 1,6\mu m$), en fonction de l'ordre p du mode (on fait varier l'épaisseur de la cavité d'air). On a bien une convergence vers la courbe de dispersion d'une cavité d'air à miroirs parfaits, tel que prédit par le modèle.

La convergence de la courbe de dispersion du mode hybride vers celle d'un mode FP pur est là encore évidente, conformément au modèle.

Pour étudier à nouveau la nature exacte de la convergence, nous avons calculé les courbures en Γ de chacune des courbes de dispersion associée à un ordre p de la figure 20, et reporté les valeurs $(\alpha_{FP} - \alpha_{Hybride})$ correspondantes sur la figure 21.

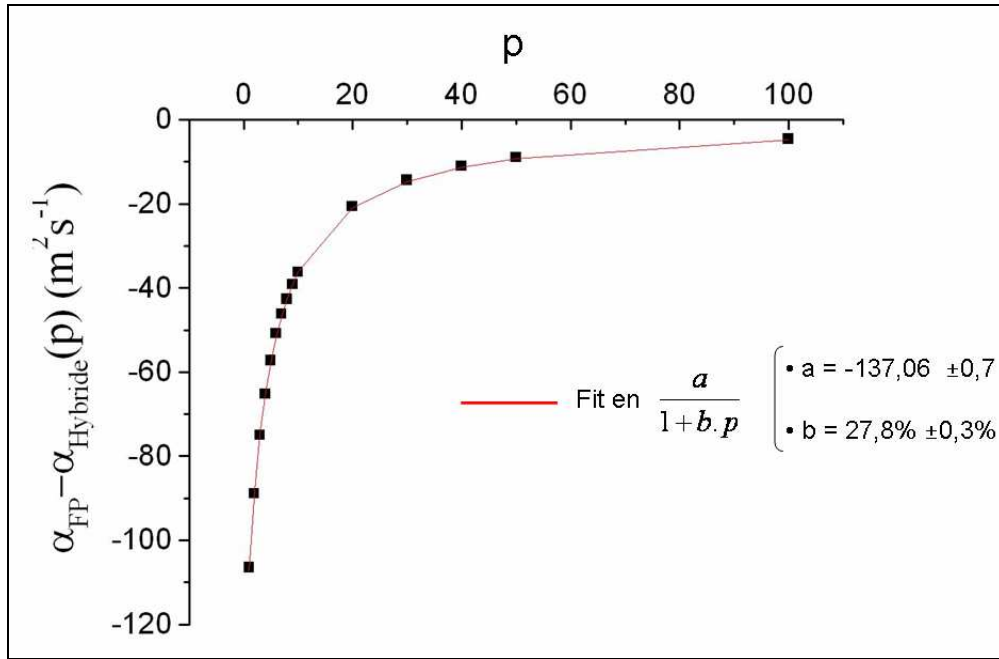


Figure 21 : courbures RCWA du mode hybride de la figure 18 en Γ , en fonction de l'ordre p du mode. La nature de la convergence est telle que prédite par le modèle, avec une incertitude très faible sur les paramètres de fit

On trouve là encore une convergence RCWA en très bon accord avec le modèle prédictif (très faible incertitude sur les paramètres de fit).

Les paramètres du fit sont cette fois-ci :

- $(\alpha_{CP})_{Fit} = 213,5$ (à comparer encore aux courbures indépendantes des modes de Bloch $\alpha_1 = -230 m^2 s^{-1}$ et $\alpha_2 = +590 m^2 s^{-1}$)
- $(\frac{T}{2\tau_c})_{Fit} = 27,8\%$

Comme la fréquence de résonance hybride est plus proche de la fréquence propre du mode à $V_g > 0$, la courbure des miroirs à CP α_{CP} a logiquement augmenté par rapport au cas précédent. Elle reste située entre les valeurs $\alpha_1 = -230 m^2 s^{-1}$ et $\alpha_2 = +590 m^2 s^{-1}$ de chacun des modes de Bloch.

De plus, étant donné qu'on s'est approché de la fréquence propre du mode de Bloch à $V_g > 0$, qui est un mode à plus faible durée de vie que le mode à $V_g < 0$ (cf chapitre 2), la durée de vie τ_c a diminué (de même que α_{CP} , τ_c est une moyenne tenant compte de l'influence respective des deux modes de Bloch,

suivant la position spectrale de la résonance vis à vis des longueurs d'onde propres des modes de Bloch). Dans le même temps, T a augmenté, puisque la longueur d'onde de travail λ_0 a augmenté ($T = \frac{\lambda_0}{c}$).

Donc, au final, le rapport $\frac{T}{2\tau_c}$ a logiquement augmenté par rapport au cas précédent. Des calculs FDTD de la répartition de l'intensité du champ entre les CP et la cavité, pour ce dispositif, nous donnent bien ce ratio.

Nous pouvons là encore conclure à une très bonne correspondance entre les prévisions du modèle corpusculaire, et les calculs exacts RCWA/FDTD.

II-D. Vers un contrôle 3D de la lumière

Nous avons étudié le confinement latéral de la lumière dans une cavité à miroirs CP 1D. Nous avons montré qu'il était possible de confiner, ou au contraire d'étendre la lumière suivant la direction x perpendiculaire aux fentes. Cependant, nous n'avons pas encore démontré que la lumière était contrôlée dans la direction y des fentes.

Nous nous sommes donc tout d'abord intéressés à déterminer les caractéristiques des modes de Bloch des CP dans la direction y , en traçant leurs courbes de dispersions par RCWA dans cette direction (figure 22).

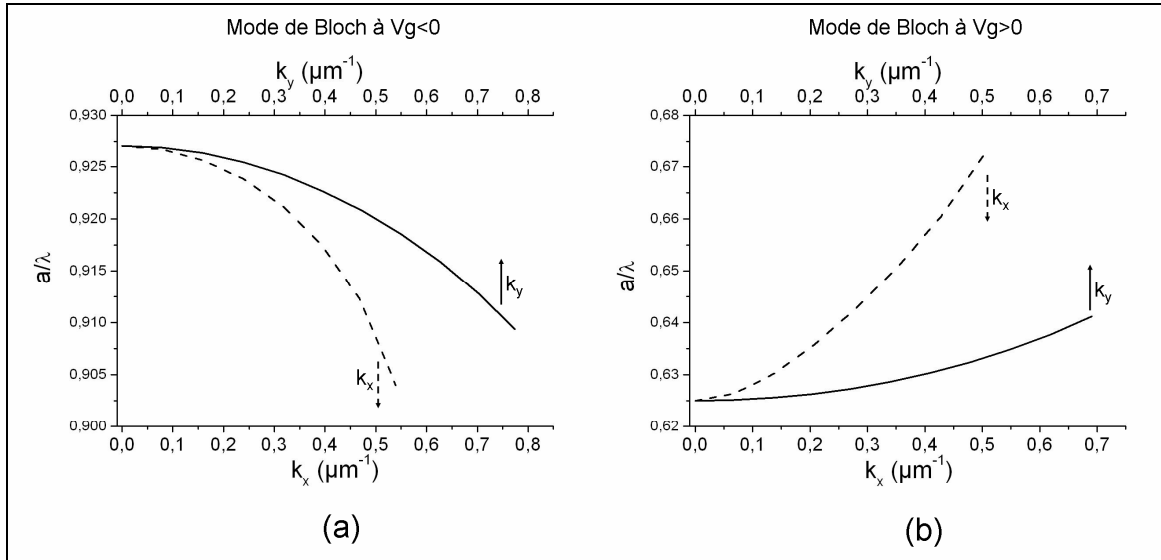


Figure 22 : courbes de dispersions RCWA suivant les deux directions k_x et k_y de l'espace réciproque pour (a) le mode de Bloch à ' $V_g < 0$ ' et (b) le mode de Bloch à ' $V_g > 0$ ' du miroir à CP. ; chaque mode peut garder son appellation dans la direction k_y .

On peut alors s'apercevoir que le mode que l'on savait à $V_g < 0$ dans la direction k_x de l'espace réciproque, est également à $V_g < 0$ dans la direction k_y (figure 22a). De même, le mode à $V_g > 0$ dans la direction k_x , est également à $V_g > 0$ dans la direction k_y .

Cependant, on peut remarquer que dans la direction k_y , l'amplitude des courbures, en valeur absolue, est atténuée pour les deux modes. On peut même aller plus loin en remarquant que cette atténuation est plus importante pour le mode à $V_g > 0$.

On doit donc s'attendre, d'après notre modèle, à ce que la courbure résultante du miroir α_{CP} , à une longueur d'onde donnée, soit plus faible dans la direction k_y que dans la direction k_x . Cette chute de α_{CP} dans la direction k_y devrait même être plus importante pour les grandes longueurs d'onde (poids du mode à $V_g > 0$ plus forte) que pour les faibles longueurs d'onde.

Cette prédiction a été confirmée par RCWA. En effet, nous avons reporté sur la figure 23, pour les deux longueurs d'onde principales d'étude $\lambda_0 \cong 1,4\mu m$ et $\lambda_0 \cong 1,6\mu m$, les courbes de dispersions du mode hybride dans la direction k_y , comparées à celles qui avaient été calculées auparavant dans la direction k_x .

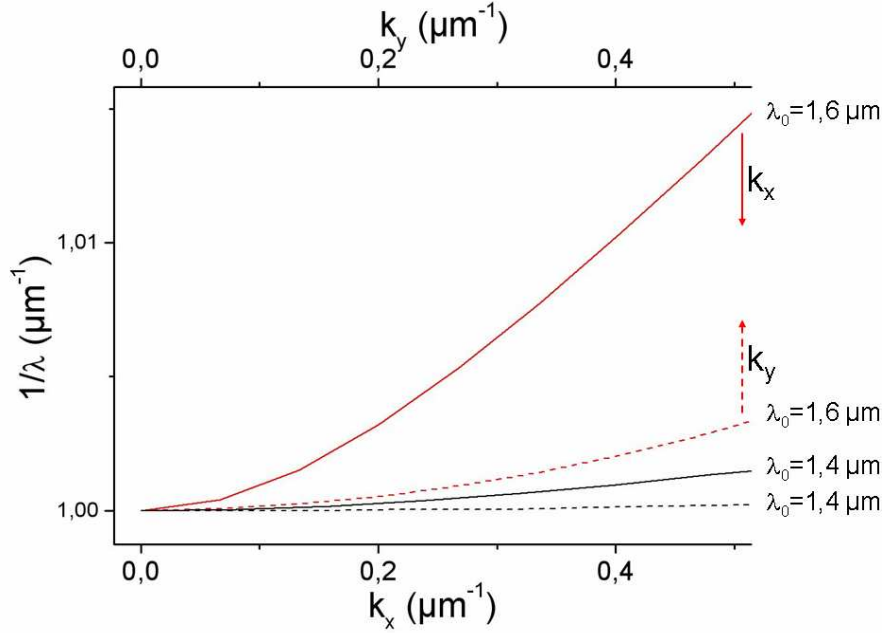


Figure 23 : courbes de dispersion RCWA du mode hybride d'une cavité d'air à CP, dans les directions k_x et k_y de l'espace réciproque, dans le cas où l'on exploite le premier maximum de réflectivité des miroirs ($\lambda_0 \cong 1,4 \mu\text{m}$), et le cas où l'on exploite le deuxième maximum de réflectivité des miroirs ($\lambda_0 \cong 1,6 \mu\text{m}$). Ces courbes ont été translatées artificiellement à la même ordonnée à l'origine, afin de pouvoir comparer aisément leurs courbures.

On s'aperçoit que les courbures du mode hybride sont diminuées dans la direction k_y . De plus, cette diminution de courbure concerne plus les grandes longueurs d'ondes de résonances hybride ($\lambda_0 \cong 1,6 \mu\text{m}$).

On peut noter, en outre, un résultat intéressant, à savoir qu'à la longueur d'onde de résonance hybride $\lambda_0 \cong 1,4 \mu\text{m}$, correspondant au premier maximum de réflectivité des miroirs, le mode hybride est parfaitement stable dans la direction y (courbure nulle). Il est également très bien confiné dans la x .

On peut donc obtenir, à partir d'une cavité verticale à miroirs à CP « 1D », un confinement 3D de la lumière. En effet, à la longueur d'onde $\lambda_0 \cong 1,4 \mu\text{m}$, on est à un maximum de réflectivité des miroirs, et les pertes latérales du résonateur sont quasiment annihilées. On peut donc réaliser des cavités verticales, de taille latérale limitée, ultra-résonantes, où la quasi-totalité de la lumière est émise verticalement (les pertes verticales étant faibles, mais supérieures aux pertes latérales). Nous avons vu que les pertes latérales étaient annihilées à partir d'une taille latérale de cavité de $10 \mu\text{m}$, correspondant à la gamme $[0; 0,5]$ de vecteurs d'onde. Si on augmente la taille latérale de cavité au-delà, les pertes latérales de la cavité resteront nulles (on restreint davantage la gamme de vecteurs d'ondes autour de

Γ), tandis que la réflectivité des miroirs augmentera. On peut ainsi augmenter à souhait la sélectivité de la cavité, tout en conservant une émission verticale.

III. Premiers résultats expérimentaux

Nous allons présenter dans cette partie les premières analyses expérimentales sur le confinement latéral de la lumière dans les cavités à CPs.

Les résultats expérimentaux du résonateur passif à CPs, présentés en chapitre 4, ont montré, pour un dispositif de $30\mu\text{m}$ de large, un facteur de qualité de résonance de 3000, inférieur d'un ordre de grandeur au facteur de qualité théorique, en raison de la mauvaise anisotropie de gravure lors du transfert du cristal photonique dans les membranes d'InP, qui limite la réflectivité des miroirs à la longueur d'onde de résonance.

La « faible » sélectivité de la cavité fabriquée ne nous permet donc pas de démontrer un quelconque avantage en terme de confinement latéral, puisqu'elle reste inférieure à la sélectivité maximale que présenterait un résonateur de même taille latérale ($30\mu\text{m}$) à cavité d'air et miroirs de Bragg ($Q_{\text{max}} \cong 10\,000$).

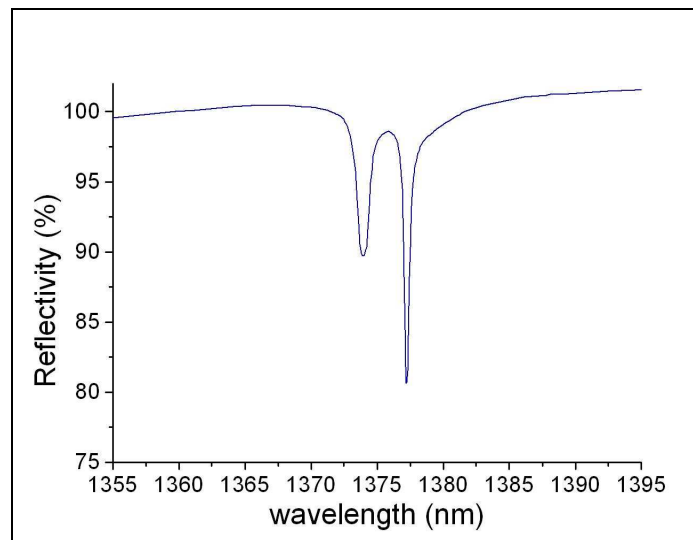


Figure 24 : rappel du spectre de réflectivité expérimental de la cavité d'air à CP (chapitre IV) ; On a deux modes FP latéraux, dus à la taille latérale finie de la structure

Il existe cependant un indice, qui trahit la présence du confinement latéral. Il s'agit de l'écart spectral entre les deux modes FP latéraux (figure 24).

Nous avons vu que pour un résonateur FP de taille latérale limitée, et dont la réflectivité des miroirs est importante, les photons du mode résonant peuvent être amenés à atteindre les bords de la structure. Ces bords peuvent être assimilés à des miroirs (de faible efficacité), en raison du contraste d'indice latéral avec le milieu environnant (dans le cas d'une cavité d'air à CP, on a un changement d'indice effectif induit par la fin de corrugation des membranes). Ces miroirs latéraux sont responsables de mode FP latéraux d'ordres différents, c'est-à-dire de la discrétisation des vecteurs d'onde k_x permis. A chaque vecteur d'onde k_x est associé un mode FP latéral. L'écart entre les différents vecteurs d'onde discrets k_x est inversement proportionnel à la largeur de la cavité. Chaque k_x vérifie en effet la condition d'interférences constructives latérales :

$$(k_x)_p \cdot 2\sqrt{A} + 2\varphi = p \cdot 2\pi \quad (38)$$

Où p est l'ordre du mode FP latéral, \sqrt{A} est la largeur de la cavité, et φ le déphasage à la réflexion sur l'interface latérale.

L'écart entre deux vecteurs d'ondes d'ordres consécutifs est donc égal à :

$$(k_x)_{p+1} - (k_x)_p = \frac{\pi}{\sqrt{A}} \quad (39)$$

Remarquons que les modes FP ayant une extension latérale finie (la cavité étant de taille latérale finie), chaque mode d'ordre p n'est en fait pas associé à un $(k_x)_p$ discret, mais à une distribution de vecteurs d'onde autour de $(k_x)_p$. En définitive, lorsque la taille latérale A du dispositif diminue, l'écart entre les $(k_x)_p$ augmente, de même que la distribution de vecteurs d'ondes autour de chaque $(k_x)_p$.

La répartition de l'énergie du faisceau excitateur entre les différents modes FP latéraux est alors simplement déterminée par les conditions d'excitation, c'est-à-dire la distribution de vecteurs d'ondes k_x «disponibles» apportée par le faisceau incident. Le nombre de modes latéraux pouvant être excités sera d'autant plus nombreux que le faisceau excitateur est de petite taille (grande divergence angulaire). De plus, pour un faisceau excitateur gaussien en incidence normale, les modes latéraux de plus faibles ordres seront les plus favorisés (modes associés à un vecteur d'onde k_x proche de Γ).

En pratique, nous avons utilisé des faisceaux excitateurs en incidence normale, gaussiens, de taille latérale d'une dizaine de μm , et des cavités de largeur $30\mu\text{m}$. Dans ces conditions, on ne voit apparaître que deux ordres latéraux, le mode fondamental étant de plus forte amplitude. Ces deux

modes, d'ordre 1 et 2, sont situés aux longueurs d'onde $\lambda_a = 1377,2nm$ et $\lambda_b = 1374nm$ (figure 24). Les longueurs d'onde de résonance des modes latéraux sont reliées aux vecteurs d'ondes k_x via la relation de dispersion de la cavité FP verticale.

La cavité étant relativement large, les vecteur d'onde d'ordres 1 et 2 sont relativement proches de Γ . L'approximation parabolique d'ordre 2 pour la fonction de dispersion du mode hybride peut donc être appliquée dans ce cas, et l'écart spectral entre les deux résonances va nous donner une information sur la courbure du mode hybride en Γ :

$$\omega_1 = \omega_0 + \frac{1}{2} \alpha_{Hybride} (k_x)_1^2 \quad (40)$$

$$\omega_2 = \omega_0 + \frac{1}{2} \alpha_{Hybride} (k_x)_2^2 \quad (41)$$

d'où :

$$(\omega_2 - \omega_1) = \frac{1}{2} \alpha_{Hybride} [(k_x)_2^2 - (k_x)_1^2] = \frac{1}{2} \alpha_{Hybride} [(k_x)_2 - (k_x)_1] \cdot [(k_x)_2 + (k_x)_1] \quad (42)$$

soit :

$$\boxed{(\omega_2 - \omega_1) = \alpha_{Hybride} \frac{3\pi^2 - 2\varphi\pi}{A}} \quad (43)$$

Pour une taille latérale de dispositif donné, l'écart spectral entre les deux modes FP latéraux est donc proportionnel à la courbure de dispersion du mode hybride autour de Γ .

Nous allons alors comparer les écarts $(\omega_1 - \omega_0)$ pour différents cas de figure:

- La figure 25 est un rappel de la figure 14 du chapitre 4, représentant la simulation spectrale d'une cavité FP à CP exploitant le premier maximum de réflectivité, correspondant à un confinement latéral favorable.

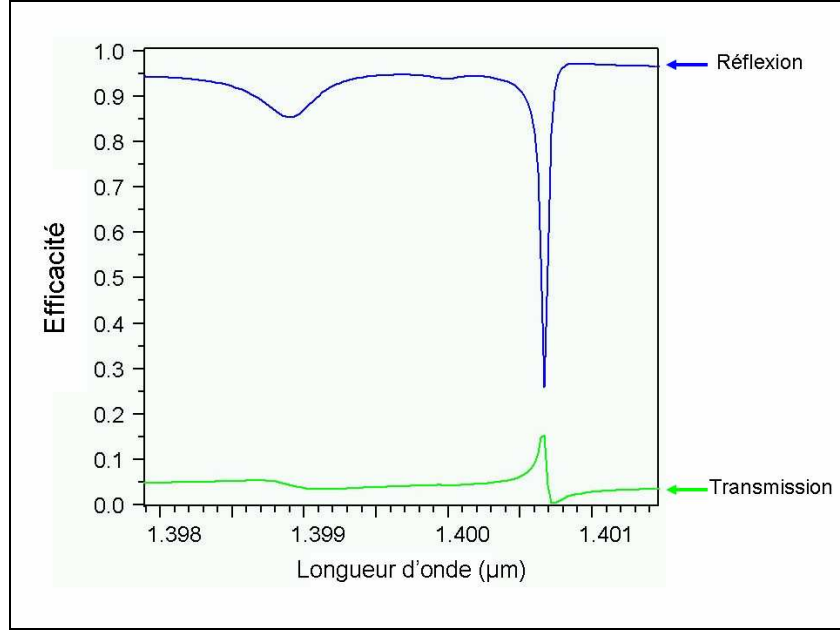


Figure 25 : rappel du spectre FDTD de la cavité d'air à CP de 30μm de large (chapitre 4) exploitant le premier maximum de réflectivité des miroirs ($\lambda_0 \cong 1,4\mu m$) ; $(\omega_1 - \omega_0) = 1,63.10^{12} s^{-1}$

On avait alors :

$$(\omega_1 - \omega_0) = 2\pi c \left(\frac{1}{\lambda_1} - \frac{1}{\lambda_0} \right)$$

$$(\omega_1 - \omega_0) = 2\pi c \left(\frac{1}{1,3989} - \frac{1}{1,4007} \right)$$

$$\boxed{(\omega_1 - \omega_0) = 1,63.10^{12} s^{-1}}$$

- La figure 26 représente la simulation spectrale d'une cavité de 30 μm de large conventionnelle à miroirs de Bragg, dont la réflectivité de ces derniers est suffisante pour pouvoir observer le mode latéral d'ordre 1.

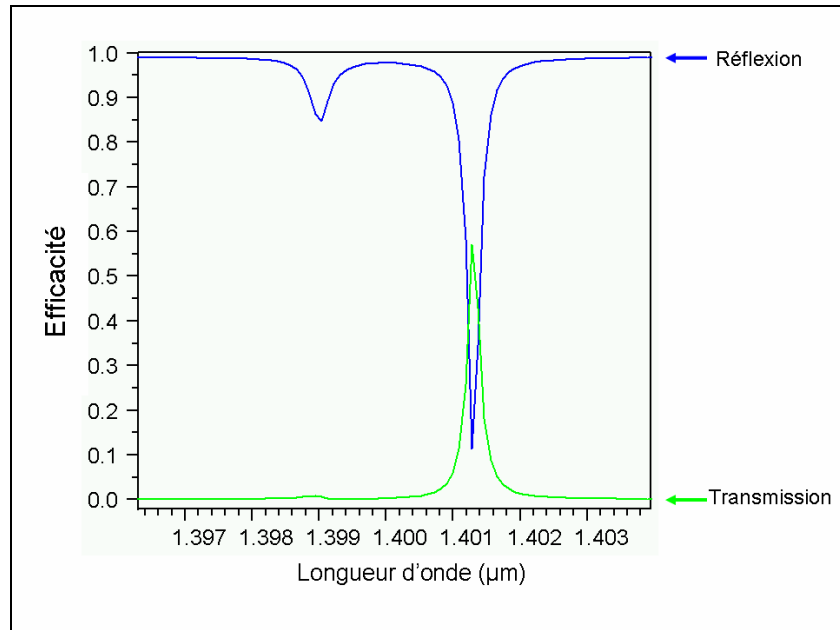


Figure 26 : spectre FDTD d'une cavité d'air à miroirs de Bragg InP/air $\lambda/4$ -4alternances de $30\mu\text{m}$ de large;

$$(\omega_1 - \omega_0) = 2,4 \cdot 10^{12} \text{ s}^{-1}$$

On calcule alors dans ce cas :

$$(\omega_1 - \omega_0) = 2,4 \cdot 10^{12} \text{ s}^{-1}$$

- La figure 27 est un rappel de la figure 15 du chapitre 4, qui représente la simulation spectrale d'une cavité à CP de $30\mu\text{m}$ de large, exploitant le deuxième maximum de réflectivité des miroirs (cas de mauvais confinement latéral).

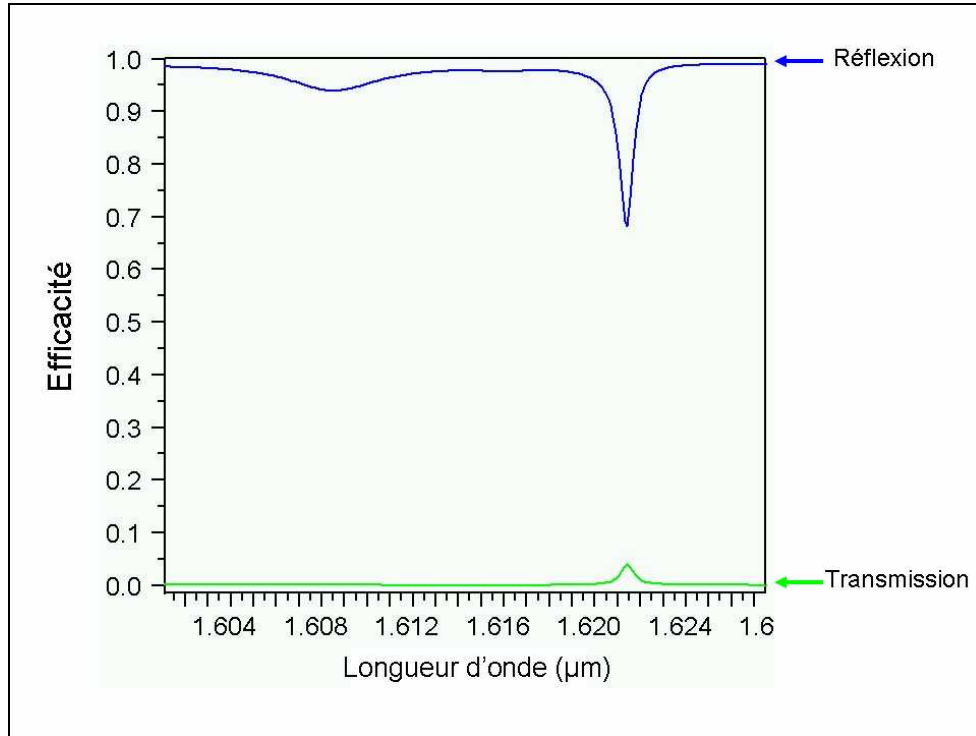


Figure 27 : rappel du spectre FDTD de la cavité d'air à CP de 30μm de large (chapitre 4) exploitant le deuxième maximum de réflectivité des miroirs ($\lambda_0 \cong 1,6\mu m$) ; $(\omega_1 - \omega_0) = 9,38.10^{12} s^{-1}$

On calcule alors :

$$(\omega_1 - \omega_0) = 9,38.10^{12} s^{-1}$$

Les évolutions de $(\omega_1 - \omega_0)$ sont jusqu'à maintenant conformes aux évolutions de courbures données par RCWA (Figure 4).

- Enfin, dans la simulation FDTD du cas expérimental (facteurs de remplissage des miroirs à CP de 70% et 60%, cavité de 700nm), rappelée figure 28, nous avons calculé un écart spectral de :

$$(\omega_1 - \omega_0) = 2,29.10^{12} s^{-1}$$

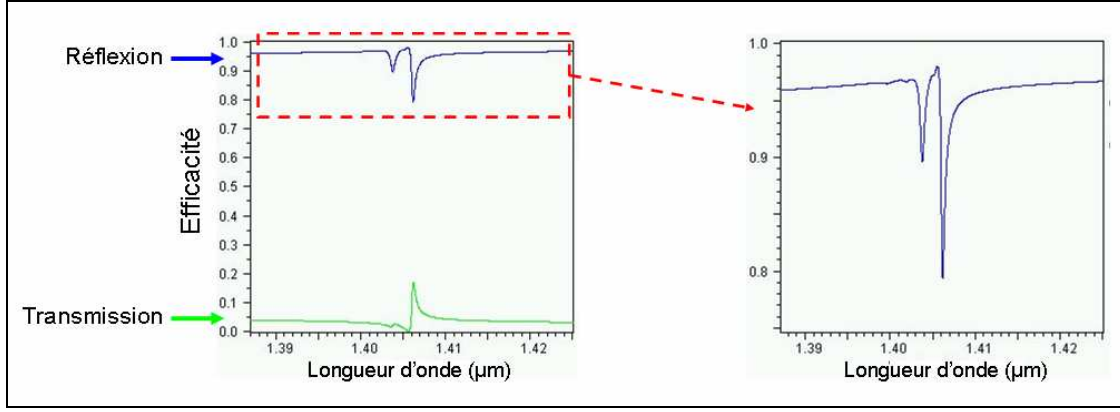


Figure 28 : rappel du spectre FDTD de la cavité d'air à CP de $30\mu\text{m}$ de large (chapitre 4) présentant les paramètres géométriques du démonstrateur expérimental fabriqué. $(\omega_1 - \omega_0) = 2,29.10^{12} \text{ s}^{-1}$

Le confinement est moins bon que dans le cas de CP identiques à $f=65\%$, car pour le miroir à $f=70\%$, le mode de Bloch à $V_g < 0$ subit un décalage vers le bleu important, qui résulte en une augmentation de α_{CP} à la longueur d'onde $\lambda_0 \cong 1,4\mu\text{m}$ (poids du mode à $V_g > 0$ plus important).

- On peut alors confronter ces cas à notre cas expérimental. Expérimentalement (figure 24), on mesure sur la courbe un écart spectral entre les deux modes latéraux:

$$(\omega_1 - \omega_0) = 3,19.10^{12} \text{ s}^{-1}$$

Cette valeur est légèrement supérieure à ce qui était prévu en simulations pour une cavité avec dérive du facteur de remplissage^v. Cependant, la courbure physique des membranes dans le dispositif expérimental pourrait très bien expliquer cette légère différence (accroissement de la vitesse d'expansion latérale du mode hybride par accroissement de la composante horizontale $k_{//}$ du vecteur d'onde après chaque réflexion sur les miroirs).

Le confinement dans la cavité expérimentale est donc légèrement moins bon que dans une cavité théorique à miroirs de Bragg. Néanmoins, une cavité à miroirs de Bragg expérimentale, soumise au même phénomène de courbure physique des membranes, présenterait également une dégradation du confinement latéral.

^v Dans le cas réel (expérimental), les fréquences ω_1 et ω_2 sont définies à partir de couples de vecteurs d'ondes (k_{x1}, k_{y1}) et (k_{x2}, k_{y2}) .

Nous avons cependant démontré expérimentalement que le confinement latéral était meilleur que pour le cas théorique où l'on exploite le deuxième maximum de réflectivité des miroirs, c'est-à-dire où l'on met plutôt à contribution le mode de Bloch à $V_g > 0$.

Conclusion du chapitre

Nous avons donc montré que les modes de Bloch des miroirs à CP permettaient un contrôle latéral de la lumière beaucoup plus puissant que les miroirs de Bragg, dans des configurations Fabry-Pérot. Les paramètres déterminants sont le signe et l'amplitude de courbure du mode de Bloch excité. On peut alors, soit obtenir une expansion rapide du mode hybride, soit un confinement important. ***On peut ainsi imaginer, suivant les applications, des cavités FP à faible résonance et à émission latérale, ou bien des cavités FP à très fort Q et émission verticale.***

Il faut bien distinguer le principe de confinement des miroirs à CP, de celui des miroirs classiques (miroirs de Bragg) déformés concaves [10-11]. En effet, dans le cas des miroirs concaves, le confinement est obtenu par la modification de la composante du vecteur d'onde $k_{//}$ après chaque réflexion sur le miroir (les lois de Snell-Descartes restent bien sûr vérifiées en considérant la normale au miroir concave). Dans le cas des miroirs à CP, au cours des multiples allers-retours du photon dans la cavité, la composante $k_{//}$ du vecteur d'onde reste inchangée.

Le modèle géométrique corpusculaire développé, basé sur des considérations géométriques et de temps de vie du photon dans la cavité et dans les CP, a montré un très bon accord avec les calculs exacts RCWA et FDTD. Il semble bien expliquer le comportement des cavités FP à CP. Nous pourrions d'ailleurs, à ce stade de réflexion sur les miroirs à CP, réétudier à la lumière de ce modèle tous les dispositifs du chapitre 3, consistant en des cavités FP associant un miroir de Bragg et un miroir CP. Le modèle resterait valable, à condition de remplacer la durée de vie $2\tau_c$ dans les CP pour un aller-retour du photon dans la cavité, par la durée τ_c . On trouverait alors que le pouvoir de confinement des miroirs à CP serait réduit, ce qui explique que seules les cavités à double CP aient attiré notre attention sur le pouvoir de contrôle latéral de la lumière par les miroirs à CP.

Qui plus est, nous avons démontré rigoureusement que le confinement latéral dans les cavités à CP 1D étudiées avait lieu dans les deux directions horizontales de l'espace. Les miroirs à CP 1D étudiés permettent donc un contrôle 3D de la lumière. Le concept de confinement latéral pourrait également être étendu à des CP 2D. Il faudrait alors étudier la courbure du mode de Bloch suivant toutes les directions de haute symétrie du cristal.

Notons enfin que, la condition de cavité parfaitement stable, qui est de loin l'application la plus alléchante découlant du concept développé, demande un travail d'ingénierie de courbures. Dans le cas étudié d'une cavité demi-onde à base de réflecteur 1D InP/air bimode, la courbure du mode hybride s'est trouvée être quasi-nulle pour une longueur d'onde de résonance hybride située vers le premier maximum de réflectivité des miroirs. De plus, cela s'est vérifié pour les deux directions horizontales de l'espace. Il nous a donc été possible de combiner le contrôle vertical 1D de la lumière (via la forte réflectivité des miroirs) au contrôle horizontal 2D (via la faible courbure du mode hybride), résultant en un contrôle quasi-3D des photons. Comme nous l'avons vu dans ce chapitre, plusieurs paramètres ont joué en cette faveur, incluant les constantes de temps de couplage de chacun des modes de Bloch, leur positions spectrales, leur signe et intensité de courbures en Γ , et la longueur de la cavité. L'équilibre global a fort heureusement pu être trouvé sur le plateau de réflectivité des miroirs.

Dans le cas où l'on utilise un autre miroir à CP, on peut se retrouver face à plusieurs situations. Si la courbure du mode hybride est positive sur tout le plateau de réflectivité des miroirs, la cavité étant par ailleurs de longueur demi-onde, on ne peut rien faire pour améliorer le confinement latéral. Si par contre, la courbure est négative (divergence du mode en sens contraire), on peut alors tenter d'augmenter la taille de la cavité, de sorte à faire passer le mode hybride à un ordre supplémentaire, et ainsi augmenter la courbure du mode hybride (la courbure du mode hybride tend vers celle d'un mode FP purement rayonné lorsqu'on augmente l'ordre du mode). On peut ainsi espérer amener la condition de stabilité à une longueur d'onde située sur le plateau de réflectivité des miroirs.

En conclusion, il faut procéder à une véritable ingénierie de modes de Bloch (courbures, positions spectrales, et durées de vie), et une ingénierie de cavité, pour aboutir à la fonction de confinement souhaitée.

En définitive, les miroirs à CP sont donc des objets très intéressants pour le contrôle latéral de la lumière, pour les raisons suivantes :

- Ils sont préférables aux miroirs de Bragg planaires, puisqu'ils permettent, contrairement à ces derniers, d'atteindre le régime de cavité stable, sans avoir recours à une augmentation de l'indice optique du résonateur. En effet, nous avons pu démontrer ce régime pour une cavité d'air. D'autre part, ils permettent de démontrer d'autres régimes de confinement inaccessibles aux miroirs de Bragg, telle la divergence en sens contraire, ou bien une vitesse d'expansion latérale supérieure à celle d'une cavité d'air à miroirs plans parfaits, qui constitue la limite des cavités à miroirs de Bragg planaires.
- Ils sont de même préférables aux miroirs (de Bragg) concaves et convexes, que ce soit pour le confinement latéral de la lumière ou bien l'expansion latérale rapide de la lumière. En effet, en raison de leur configuration planaire, les miroirs à CP permettent de passer outre les problèmes technologiques liés à la formation de miroirs courbes, notamment le manque de

reproductibilité technologique [10]. Les miroirs à CP peuvent être réalisés par les procédés classiques standards planaires de la microélectronique. Ils peuvent également être très facilement incorporés dans tous types de substrats (air, silice, polymère,...), contrairement aux miroirs convexes et concaves.

Enfin, à titre d'anecdote, nous pouvons faire remarquer que, finalement, la notion de fort contraste d'indice qui a été prônée depuis l'avènement des cristaux photoniques [12], n'est pas toujours un gage de fort confinement de la lumière dans des structures complexes. En effet, pour les cavités à CP, la condition de stabilité est obtenue lorsque la courbure du mode de Bloch est négative, avec une amplitude conséquente (ou courbure résultante conséquente, si miroir bi-mode). Cette courbure négative doit être d'autant plus importante en valeur absolue que la longueur de cavité est grande. *L'utilisation de matériaux à faible contraste d'indice s'avère donc préférable pour le confinement latéral de la lumière.*

Cependant, il reste vrai que l'efficacité de réflexion des miroirs pour une taille latérale donnée est une fonction croissante du contraste d'indice. En effet, si l'on imagine que l'on excite le CP par un dipôle émettant à la longueur d'onde du mode de Bloch, la surface intrinsèque du mode de Bloch sera déterminée par la valeur absolue des vitesses de groupe dans les directions de haute symétrie du cristal (peu importe le sens de propagation des photons, cela ne change rien à la surface du mode finale), et bien sûr également à la constante de temps de couplage aux modes rayonnés (temps de fuite vertical des photons). Pour un faisceau incident de taille latérale donnée, l'efficacité de réflexion sera alors donnée par l'intégrale de recouvrement spatiale entre le faisceau incident et le mode de Bloch, qui ne dépend donc pas du signe des vitesses de groupe dans les directions de haute symétrie du cristal. Pour avoir une forte efficacité de réflectivité des miroirs, c'est-à-dire un fort confinement vertical de la lumière dans la cavité, il faut donc privilégier des faibles valeurs absolues de courbure des modes de Bloch, obtenues pour de forts contrastes d'indice des matériaux composant le cristal. En bref, pour un contrôle 3D optimal des photons dans les cavités à CP, c'est-à-dire un contrôle latéral et vertical optimal (faible volume spatial du mode hybride, et forte durée de vie des photons – fort rapport Q/V), il y a un compromis à trouver dans le choix du contraste d'indice des matériaux constituant les CPs.

References

- [1]. M. Garrigues, J. Danglot, J.-L. Leclercq, and O. Parillaud, “Tunable High-Finesse InP/Air MOEMS Filter”, *IEEE Photonics Technology Letters* **17**, 1471 (2005).
- [2] Z.Y. Li and L.L. Lin, “Evaluation of lensing in photonic crystal slabs exhibiting negative refraction”, *Phys. Rev. B* **68**, 245110 ~2003
- [3] W. Belhadj, D. Gamra, F. Abdelmalek and H. Bouchriha, “Design of photonic crystal superlens with improved image resolution”, *Optical and Quantum Electronics* **37**, 575 (2005).
- [4] R. Gajić, R. Meisels, F. Kuchar, and K. Hingerl, “All-angle left-handed negative refraction in Kagomé and honeycomb lattice photonic crystals”, *Phys. Rev. B* **73**, 165310 (2006).
- [5] R. Moussa, S. Foteinopoulou, L. Zhang, G. Tuttle, K. Guven, E. Ozbay and C. M. Soukoulis, “Negative refraction and superlens behavior in a two-dimensional photonic crystal”, *Phys. Rev. B* **71**, 085106 (2005).
- [6] P.V. Parimi, W.T. Lu, P. Vodo, J. Sokoloff, J. S. Derov and S. Sridhar, « Negative Refraction and Left-Handed Electromagnetism in Microwave Photonic Crystals”, *Phys. Rev. Lett.* **92**, 127401 (2004).
- [7] E. Cubukcu, K. Aydin, E. Ozbay, S. Foteinopolou1 and C.M. Soukoulis, “Subwavelength Resolution in a Two-Dimensional Photonic-Crystal-Based Superlens”, *Phys. Rev. Lett.* **91**, 207401 (2003).
- [8] M. Notomi, “Negative refraction in Photonic crystals”, *Optical and Quantum Electronics* **34**, 133 (2002).
- [9] H. Gersen, T. J. Karle, R. J. P. Engelen, W. Bogaerts, J. P. Korterik, N. F. van Hulst, T. F. Krauss, and L. Kuipers, “Direct Observation of Bloch Harmonics and Negative Phase Velocity in Photonic Crystal Waveguides”, *PRL* **94**, 123901 (2005).
- [10] P. Tayebati, P. Wang, M. Azimi, L. Maflah, and D. Vakhshoori, “Microelectromechanical tunable filter with stable half symmetric cavity”, *Electron. Lett.* **34**, 1967 (1998).

[11] M. Aziz, J. Pfeiffer, J. Peerlings, P. Meissner, M. Taghizadeh, H. Thienpont, G. Jabbour, "Micromachined two-chip WDM filters with stable half symmetric cavity", *SPIE proceedings* **4455**, 189 (1988).

[12] E. Yablonovitch, "Photonic band-gap structures," *J. Opt. Soc. Am. B* **10**, 283 (1993).

CONCLUSIONS ET PERSPECTIVES

L'intérêt du développement de la microphotonique est de pouvoir agir sur les photons. Il s'agit principalement de contrôler leur densité dans des volumes les plus petits possibles et pour des durées les plus grandes possibles. Dans le cadre des développements de la microphotonique à l'INL, nous avons démontré tout l'intérêt d'une telle approche déclinée à partir de membranes « haut indice » de type InP/air ou InP sur Silice sur Silicium.

L'objectif est alors d'associer ces propriétés dans des microstructures afin de réaliser une intégration photonique permettant le traitement de l'information dans des systèmes de faible encombrement en utilisant de faibles puissances optiques. Les cristaux photoniques réalisés au laboratoire ont largement démontré ces dernières années leur capacité à atteindre ces objectifs.

Au cours de ce travail de thèse, on a donc pu montrer tout l'intérêt que pouvait susciter les miroirs à cristaux photoniques et les nombreux avantages qu'ils apportent par rapport aux miroirs de Bragg classiquement utilisés dans les composants optoélectroniques. Ces avantages peuvent être résumés par :

- une compacité verticale ultime
- une efficacité importante pour des tailles latérales raisonnables
- un contrôle de la polarisation
- un contrôle accru du confinement latéral de la lumière pour des configurations de type Fabry-Pérot

Les caractéristiques avantageuses de ces miroirs à base de cristaux photoniques nous ont permis de concevoir dans un premier temps des miroirs 1D et 2D large-bande et ultra large-bande vers $1.55\mu\text{m}$, extrêmement compacts et sensibles à la polarisation. Notons que le redimensionnement des CP pour un fonctionnement à une longueur d'onde différente est très aisé, puisqu'il suffit d'appliquer un facteur d'échelle aux trois paramètres géométriques du cristal que sont l'épaisseur, la période, et le facteur de remplissage (linéarité des équations de Maxwell). Ces miroirs constituent une brique technologique élémentaire essentielle à la réalisation de composants photoniques dans notre approche « membrane » et plus particulièrement dans le cadre de structures « mobiles » de type MOEMS. Ces derniers permettent en effet de répondre aux problèmes de reconfigurabilité et d'agilité en longueur d'onde tant recherchés aujourd'hui..C'est dans cette optique que nous avons intégré cette brique élémentaire dans des composants en réalisant, dans un deuxième temps :

- des résonateurs Fabry-Pérot, passif (accordable) et actif, compacts et polarisés, associant un miroir de Bragg et un miroir à CP
- des résonateurs Fabry-Pérot polarisés, et à compacité ultime, composés uniquement de deux miroirs à CP

Tout au long de ce travail, notre approche théorique s'est affinée, nos concepts ont évolué (faible $V_g > 0$ et $V_g < 0$). L'ensemble de nos dispositifs ont montré un fort confinement latéral et vertical de la lumière abaissant du coup le bilan énergétique nécessaire à leur fonctionnement et améliorant leurs performances intrinsèques.

Dans une approche monolithique, notre travail trouve son intérêt avec la conception et la réalisation de composants photoniques passifs et actifs adressables par la surface, compacts, accordables en longueur d'onde et à polarisation contrôlée.

En outre, de part la nature même du processus de réflexion dans les miroirs à CP, qui fait intervenir des modes de Bloch guidés, nous avons proposé la potentialité de réaliser des fonctions supplémentaires d'insertion de la lumière dans le plan. Cette propriété trouve tout son intérêt dans le développement de l'optique intégrée sur silicium. Les miroirs à CP sont des miroirs multifonctionnels. Il faut voir dans leur multifonctionnalité un gain en compacité supplémentaire.

L'ouverture délibérée des cristaux photoniques vers la troisième dimension de l'espace constitue indubitablement une nouvelle étape clé pour les circuits optiques intégrés du futur. Ils permettent un véritable contrôle 3D et fin de la lumière (résolution spectrale et spatiale), tout en ne nécessitant pour leur fabrication que les technologies planaires classiques de la micro-électronique.

La loi de Moore, qui a régi jusqu'à présent les performances de la microélectronique, va en effet bientôt atteindre sa limite. La densité d'intégration sera limitée, tôt ou tard, par les goulots d'étranglement suivants :

- i) La consommation et l'échauffement.
- ii) Les délais dans les interconnexions ; la densité d'intégration augmentant, il faudra multiplier les niveaux d'interconnexions, ce qui créera des éléments parasites, résistifs et capacitifs, qui augmenteront les délais de transmission dans les lignes (constante de temps RC)
- iii) L'intégrité des signaux transmis.

Ainsi, les interconnexions et les circuits intégrés optiques peuvent fournir une solution à ces limitations. Ces systèmes optiques sont plus avantageux que leurs analogues électroniques: ils sont immunisés contre l'interférence électromagnétique, ils minimiseront la perte d'information et fourniront une grande bande passante. Le marché de la technologie à semi-conducteur est conscient de

la situation, et l'investissement dans ce sens est devenu primordial pour s'affranchir des problèmes de limitation de débit et de surchauffe qu'impose l'électronique, qui arrive à ses capacités extrêmes sur ces points.

C'est dans ce cadre, et suite au travail réalisé dans cette thèse, qu'a été proposé, en collaboration avec le CEA-LETI, le programme ANR HEVICAL, qui consiste à réaliser des cavités froides et chaudes sur Silicium, couplées à des guides d'ondes, les matériaux III-V étant alliées au silicium (collage moléculaire SiO₂-SiO₂) pour leurs propriétés actives (puits quantiques, boîtes quantiques) (Figure 1). Ce projet a débuté en Janvier 2007.

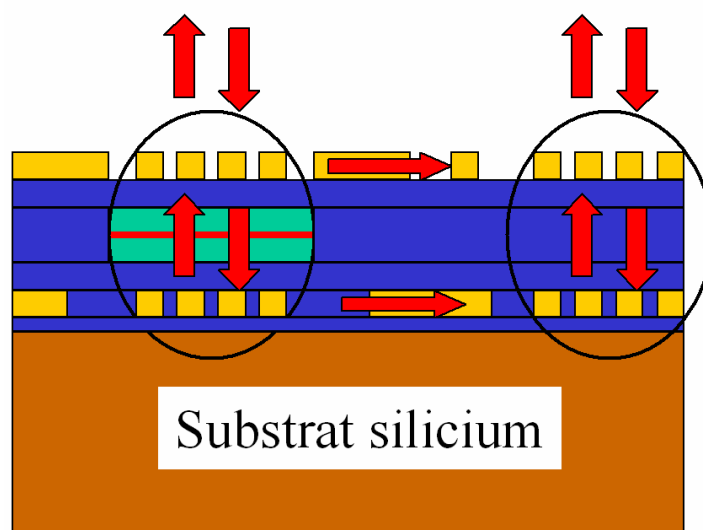


Figure 1 : Représentation schématique du dispositif visé dans le cadre du programme ANR HEVICAL.

Nous avons conçu, dans le cadre de ce projet, des miroirs membranaires Silicium enterrés dans la Silice, large-bandes fonctionnant autour de 1.55µm (figure 2), suivant les principes de conceptions énoncés dans ce manuscrit (miroir bi-mode).

...

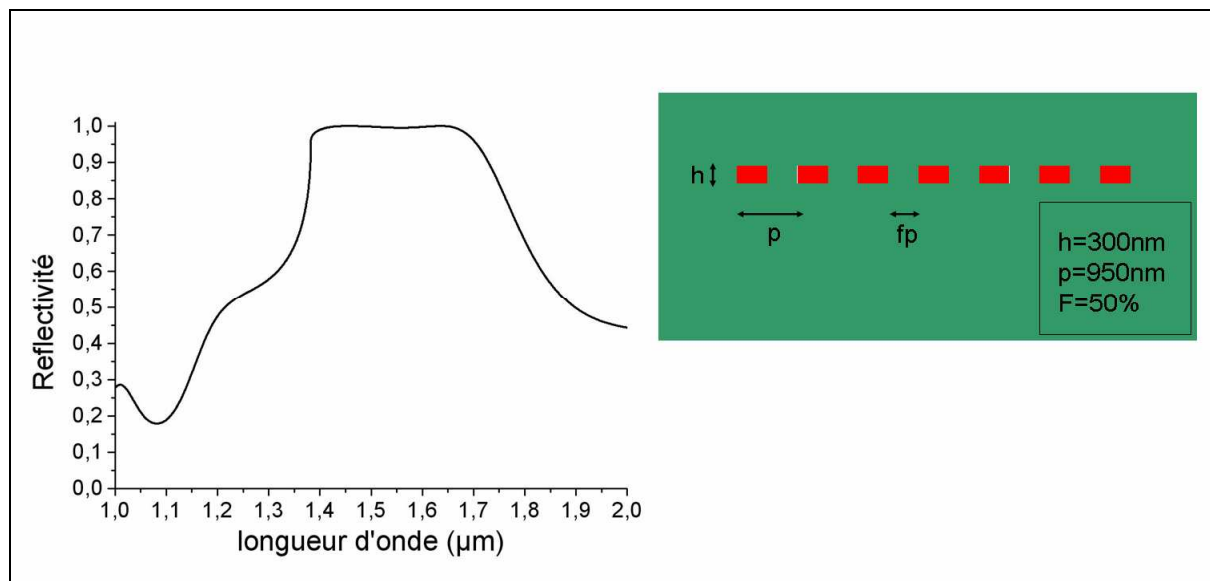


Figure 2 : Spectre de réflectivité RCWA des miroirs conçus Silicium/Silice (épaisseur nominale 300nm, période 950nm, et facteur de remplissage 50%)

Ces miroirs, fabriqués au CEA-Léti par Deep-UV, ont été caractérisés avec succès.

Des cavités froides et chaudes sont actuellement en cours de réalisation à partir de ces miroirs.

LISTE DES PUBLICATIONS PENDANT LA THESE:

Publications dans des revues internationales :

[1] Broadband and compact 2D photonic crystal reflectors with controllable polarization dependence

S. BOUTAMI, B. BENBAKIR, H. HATTORI, X. LETARTRE, J.-L. LECLERCQ, P. ROJO-ROMEO, M. GARRIGUES, C. SEASSAL, and P. VIKTOROVITCH
IEEE Photonics Technology Letters **18**, 835 (2006).

[2] Highly selective and compact tunable MOEMS photonic crystal Fabry-Perot filter

S. BOUTAMI, B. BENBAKIR, J.-L. LECLERCQ, X. LETARTRE, P. ROJO-ROMEO, M. GARRIGUES, P. VIKTOROVITCH, I. SAGNES, L. LEGRATIET, and M. STRASSNER
Optics Express **14**, 3129 (2006)

[3] Compact photonic devices based on 1D and 2D photonic crystal broadband reflectors

S. BOUTAMI, B. BENBAKIR, J.-L. LECLERCQ, X. LETARTRE, P. ROJO-ROMEO, M. GARRIGUES, C. SEASSAL, P. VIKTOROVITCH, M. STRASSNER, L. LEGRATIET, K. MERGHEM, and I. SAGNES
Proceedings of SPIE **6182** (2006).

[4] Photonic crystal slab reflectors for compact passive and active optical devices

S. BOUTAMI, B. BENBAKIR, J.-L. LECLERCQ, X. LETARTRE, P. REGRENY, M. GARRIGUES, P. VIKTOROVITCH, L. LEGRATIET, G. BEAUDOIN, and I. SAGNES
Proceedings of SPIE **6475** (2007)

[5] Compact 1.55 μm room-temperature optically pumped VCSEL using Photonic crystal mirror

S. BOUTAMI, B. BENBAKIR, P. REGRENY, J.-L. LECLERCQ and P. VIKTOROVITCH
IEEE Electronics Letters **43**, 37 (2007).

[6] Photonic Crystal based MOEMS devices

S. BOUTAMI, B. BENBAKIR, J.-L. LECLERCQ, X. LETARTRE, C. SEASSAL, P. ROJO-ROMEO, P. REGRENY, M. GARRIGUES, and P. VIKTOROVITCH
Journal on Selected Topics in Quantum Electronics **13**, 244 (2007).

[7] Ultimate Vertical Fabry-Perot Cavity based on single-layer Photonic Crystal Mirrors

S. BOUTAMI, B. BENBAKIR, X. LETARTRE, J.-L. LECLERCQ and P. VIKTOROVITCH
Optics Express **15**, 12443 (2007).

[8] Compact and polarization-controlled 1.55 μm VCSEL using One-Dimensional Photonic Crystal Mirror

S. BOUTAMI, B. BENBAKIR, P. REGRENY, J.-L. LECLERCQ and P. VIKTOROVITCH
Applied Physics Letters **91**, 071105 (2007).

[9] Nanostructured MOEMS for spatial and spectral control of light

S. BOUTAMI, B. BENBAKIR, M. GARRIGUES, J.-L. LECLERCQ, X. LETARTRE and P. VIKTOROVITCH
International Journal of Materials and Product Technology, article accepté, à paraître

[10] 3D control of light in vertical Fabry-Perot cavities based on planar photonic crystal slab mirrors

S. BOUTAMI, B. BENBAKIR, X. LETARTRE, J.-L. LECLERCQ and P. VIKTOROVITCH
Soumission prévue courant octobre dans Optics Express

Conférences internationales :

[1] Compact and polarization controlled VCSEL using photonic crystal slab mirror

Liste des publications

S. Boutami, B. Ben Bakir, J. L. Leclercq, X. Letartre, P. Regreny, C. Seassal, P. Rojo-Romeo, M. Garrigues, P. Viktorovitch
CLEO_EUROPE, Munich, 17-22 June (2007)

[2] Photonic crystal slab reflectors for compact passive and active optical devices

S. BOUTAMI, B. BENBAKIR, J.-L. LECLERCQ, X. LETARTRE, P. REGRENY, M. GARRIGUES, P. VIKTOROVITCH, L. LEGRATIET, G. BEAUDOIN, and I. SAGNES
Photonics West, San Jose, California, USA, January 20-25, 2007.

[3] Compact photonic devices based on 1D and 2D photonic crystal broadband reflectors

S. BOUTAMI, B. BENBAKIR, J.-L. LECLERCQ, X. LETARTRE, P. ROJO-ROMEIO, M. GARRIGUES, C. SEASSAL, P. VIKTOROVITCH, M. STRASSNER, L. LEGRATIET, K. MERGHEM, and I. SAGNES
Photonics Europe (SPIE Europe), Strasbourg, France, April 3-7, 2006.

[3] Optical tunable filters associating photonic crystals and MOEMS

S. BOUTAMI, B. BENBAKIR, H. T. HATTORI, X. LETARTRE, J. L. LECLERCQ, P. ROJO-ROMEIO, C. SEASSAL, and P. VIKTOROVITCH
13th International workshop on Optical Waveguide Theory and Numerical Modeling 2005, Grenoble, France, April 8-9, 2005.

[4] Association of photonic crystal and MOEMS structures : towards ‘2.5 dimensional’ micro-nano-photonics

B. BENBAKIR, S. BOUTAMI, H. T. HATTORI, J. L. LECLERCQ, X. LETARTRE, C. SEASSAL, P. ROJO-ROMEIO, P. REGRENY, P. VIKTOROVITCH, M. STRASSNER, L. LEGRATIET, K. MERGHEM, and I. SAGNES
12th European Conference on Integrated Optics (IEEE co-sponsored conference), Grenoble, France, April 6-8, 2005.

[5] “2.5” dimensional Photonic Crystal Laser μ -source

B. BENBAKIR, S. BOUTAMI, H. T. HATTORI, X. LETARTRE, C. SEASSAL, J. L. LECLERCQ, P. ROJO-ROMEIO, and P. VIKTOROVITCH
13th International Workshop on Optical Waveguide Theory and Numerical Modelling (OWTNM 2005), Grenoble, France, April 8-9, 2005

[6] Spectrally and spatially tunable microphotonic devices associating MOEMS and Photonic Crystal structures

X. LETARTRE, S. BOUTAMI, J. L. LECLERCQ, P. VIKTOROVITCH
15th International workshop on Optical Waveguide Theory and Numerical Modeling 2006, Varese, Italy, April 20-21

[7] New class of optical devices based on association of Photonic crystals and vertical stack: towards “2.5 D” Micro-Nano-Photonics

B. BENBAKIR, H. T. HATTORI, S. BOUTAMI, C. SEASSAL, X. LETARTRE, J. L. LECLERCQ, P. ROJO-ROMEIO, P. REGRENY, and P. VIKTOROVITCH
PECS-VI: International Symposium on Photonic and Electromagnetic Crystal Structures, Aghia Pelaghia, Crete, Greece, June 19-24, 2005.

[8] Hybrid photonic crystal surface-emitting lasers (PCSELs)

H. T. HATTORI, B. BENBAKIR, S. BOUTAMI, C. SEASSAL, X. LETARTRE, P. ROJO-ROMEIO, J. L. LECLERCQ, and P. VIKTOROVITCH
13th International workshop on Optical Waveguide Theory and Numerical Modeling 2005, Grenoble, France, April 8-9, 2005

Conférences nationales & régionales :

[1] Réflecteurs membranaires à base de cristaux photoniques pour la réalisation de filtres accordables en longueur d'onde

S. BOUTAMI, B. BENBAKIR, H. T. HATTORI, J.L. LECLERCQ, P. ROJO-ROMEIO, , X.LETARTRE, M. GARRIGUES, C. SEASSAL, and P. VIKTOROVITCH
GDR ONDES CNRS, Marseille, 23-24 juin 2005

[2] Dispositifs Photoniques Compacts basés sur des réflecteurs membranaires large-bande à cristaux photoniques 1D et 2D

S. BOUTAMI, B. BENBAKIR, J.L. LECLERCQ, X.LETARTRE, P. ROJO-ROMEIO, M. GARRIGUES, C. SEASSAL, et P. VIKTOROVITCH
Journées desNnanosciences et Nanotechnologies en Rhône-Alpes (JNNRA), 24-25novembre 2005

[3] MOEMS prospectifs associant microstructuration verticale et horizontale

S. BOUTAMI, J. PRADELLES, B. BENBAKIR, E. DROUARD, X. LETARTRE, P. ROJO-ROMEIO, C. SEASSAL, P. VIKTOROVITCH, M. GARRIGUES, and J. L. LECLERCQ
GDR Micro-nano systemes CNRS, Lille, octobre 2006

[4] Micro/Nano Photonique 2.5 D: Association de Cristaux Photoniques et structures MOEMs: CPMOEMs

S. BOUTAMI, B. BENBAKIR, H. T. HATTORI, J.L. LECLERCQ, C. SEASSAL, , X.LETARTRE, P. ROJO-ROMEIO, P.REGRENY, P. VIKTOROVITCH
Séminaire Transalpin de physique 2005, Dolomieu, 28 février au 4 mars 2005.

[5] Microphotonique 2.5D: association d'un cristal photonique planaire avec une structure multicouche

B. BENBAKIR, S. BOUTAMI, H. T. HATTORI, J.L. LECLERCQ, C. SEASSAL, X.LETARTRE, P. ROJO-ROMEIO, P. VIKTOROVITCH
Journée Thematique du Club EEA, Optique Intégrée et photonique, Grenoble, 3 Mars 2005.

[6] Micro/Nano-Photonique 2.5 D: Association de MOEMs et de cristaux photoniques CP MOEMs

B. BENBAKIR, S. BOUTAMI, H. T. HATTORI, J.L. LECLERCQ, C. SEASSAL, X.LETARTRE, P. ROJO-ROMEIO, P. REGRENY, P. VIKTOROVITCH
Journées Nationales de Microélectronique et Optoélectronique, La Grande Motte, 8-11 juin 2004.

[7] Association de MOEMS et de cristaux photoniques

B. BENBAKIR, S. BOUTAMI, H. T. HATTORI, J.L. LECLERCQ, C. SEASSAL, X.LETARTRE, P. ROJO-ROMEIO, P. REGRENY, P. VIKTOROVITCH
Journées Nanosciences et Nanotechnologies en Rhone-Alpes (JNNRA), Grenoble, 18-19 novembre 2004.