HAL
open science

Interaction en champ proche entre une sonde nanométrique et le champ de composants à cristal photonique:- interaction faible, microscopie spatialement hautement résolue- interaction forte, contrôle des propriétés du composant.

Loïc Lalouat

To cite this version:

Loïc Lalouat. Interaction en champ proche entre une sonde nanométrique et le champ de composants à cristal photonique:- interaction faible, microscopie spatialement hautement résolue- interaction forte, contrôle des propriétés du composant.. Physique [physics]. Université de Bourgogne, 2008. Français. NNT : . tel-00347757

HAL Id: tel-00347757

https://theses.hal.science/tel-00347757

Submitted on 16 Dec 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.

THÈSE

présentée

devant l'université de Bourgogne

pour obtenir

le grade de : DOCTEUR DE L'UNIVERSITÉ DE BOURGOGNE
Spécialié PHYSIQUE

par

Loic LALOUAT

Équipe d'accueil : Optique de champ proche
École doctorale : CARNOT
Composante universitaire : CNRS UMR/ICB

Titre de la thèse :

Interaction en champ proche entre une sonde nanométrique et le champ de composants à cristal photonique :

- interaction faible, microscopie spatialement hautement résolue.

- interaction forte, contrôle des propriétés du composant.

Soutenue le 4 Avril 2008 devant la commission d'examen

M. :	Philippe	LALANNE	Président du jury
MM. :	Richard M.	DE LA RUE	Rapporteurs
	Christian	SEASSAL	
MM. :	Hans R.	JAUSLIN	Examinateurs
	David	PEYRADE	
M. :	Emmanuel	HADJI	Membre invité
Mme. :	Frédérique	DE FORNEL	Directeur de thèse

Remerciements

Je tiens, tout d'abord, à remercier les différentes personnes qui ont accepté de faire partie du jury :

- *M. Philippe Lalanne, qui a assuré le rôle de président.*
- *MM. Richard De La Rue et Christian Seassal, qui ont accepté de rapporter ce travail. Je les remercie pour l'intérêt qu'ils y ont porté et pour les différentes remarques qu'ils ont pu faire afin d'améliorer la qualité de ce manuscrit.*
- *MM. David Peyrade, Hans Rudolph Jauslin et Emmanuel Hadji, qui ont accepté d'examiner ce travail.*

Je tiens aussi à remercier toutes les personnes et tous les laboratoires qui ont collaboré aux différents travaux réalisés au cours de ma thèse. Parmi tous ces gens, certains n'apparaissent pas dans ce manuscrit comme Virginie Gaillard et Cyril Lupi de l'IREENA qui m'ont permis d'étudier des fibres à cristaux photoniques. Mais il y a aussi les personnes de l'IEMN à Lille à savoir Nathalie Fabre, Xavier Mélique, Didier Lippens et Oliver Vanbésien avec qui j'ai eu l'opportunité d'étudier la focalisation de la lumière par une lentille à cristal photonique.

Je remercie Nicolas Louvion, Christian Seassal, Ségolène Callard et Gaëlle Le Gac, de l'Ecole Centrale de Lyon, qui m'ont permis d'étudier des cristaux photoniques à base d'InP et avec qui j'ai eu plaisir à travailler.

Je remercie Emmanuel Hadji et Emmanuel Picard du CEA ainsi que Benoît Cluzel (à l'époque où il était encore jeune ...) avec qui j'ai eu la joie de tester les runs de manip de nuits sur les premières structures en SOI que j'ai étudiées. Dans le cadre de cette collaboration, il ne faut pas oublier les deux autres laboratoires qui ont permis de réaliser de très beaux travaux, à savoir, le LTM avec David Peyrade et le LCFIO avec Philippe Lalanne et Philippe Vehla qui a lui aussi participé à certaines de nos plus folles expérimentations de nuits.

Je tiens aussi à remercier les différentes personnes de Dijon. Parmi tous ces gens, je pense à M. Sinardet du service d'électronqiue et à MM. André Javelle et Jean Marc Muller de l'atelier de mécanique. Il y a aussi les permanents de l'équipe, à savoir Laurent Salomon (le nounours au bout du couloir) avec qui j'ai pu discuté de la méthode des ondes planes et que j'ai même pu conduire en salle de manip (sans qu'il s'énerve...) et Collette Dumas notre chimiste qui fait le travail le plus ingrat (à savoir la fabrication des sondes). Il y a aussi le Ben, travailleur acharné en salle de manip et pro de l'apéro après le boulot. Il ne faut pas oublier aussi deux anciens thèsards du chef, Lotfi Berguiga dont la thèse sur notre montage reste le bible du néophyte et Davy Gérard qui a montré certaines possibilités d'étude de composant à cristal photonique. Enfin, je remercie mes anciens (Maher, Youssef,...) et mes collègues de bureau acutels (Damien, Zoheir, Habib, Houssein, Ryad,...) au cours de la thèse pour la bonne ambiance au travail. A ceux qui vont soutenir une thèse ou autre, je leur souhaite une bonne réussite. Pensez juste à m'inviter pour fêter l'événement.

Il me reste maintenant à remercier les différentes personnes qui ont du me supporter en dehors du travail, en particulier à Dijon, l'endroit où il ne fait pas bon être le week end. J'espère que la petite madame avec son petit alien (faut pas qu'il ressemble trop à son papa quand même) apprendra à embrasser les barbus. Malgré tous mes efforts, je n'ai jamais réussi à t'énerver. Il y a aussi les partenaires de la comédie (Pauline, Alain, Seb...) avec qui les soirées ont toujours été bonnes. Continuez les épisodes de Dallas et tenez moi courant ; même si je ne suis pas là. A tous ceux que j'ai pu oublié : merci.

Merci à ma famille d'avoir toujours été derrière moi.

Il ne me reste maintenant plus qu'une dernière personne à remercier. C'est le chef. Je ne suis pas sûr de devoir vous remercier de m'avoir embêter jusqu'au bout de la thèse (et même la veille pour la dernière répétition de l'orale). Mais en tout cas vous êtes quelqu'un de formidable que j'ai été heureux de rencontrer. J'ai eu un immense plaisir à travailler avec vous pendant toute ma thèse (surtout le samedi soir avec l'époisse, le rouge et le gateau).

Le SNOM, il y a une vraie difficulté expérimentale.

Frédérique de Fornel, *ABC du SNOM*, 2005

Table des matières

Introduction **1**

1 La microscopie en champ proche optique **3**
1.1 Intérêt de la microscopie en champ proche optique 5
1.1.1 Intérêt de l'onde évanescente : critère de résolution 5
1.1.2 Diffraction par une ouverture 7
1.2 Historique de la microscopie en champ proche optique 8
1.2.1 L'idée fondatrice 8
1.2.2 Aux longueurs d'onde optiques 9
1.3 Les différents types de microscopies en champ proche optique 9
1.3.1 Le SNOM[1] à sonde sans ouverture ou apertureless-SNOM 9
1.3.2 Le SNOM à sonde avec ouverture 11
1.4 Configuration expérimentale avec interférométrie 12
1.4.1 Présentation de l'expérience 12
1.4.2 Montage à détection hétérodyne 13
1.4.3 Montage à détection hétérodyne pulsé 14
1.4.4 Discussion de l'expérience mentale 15
1.5 Conclusion 16

2 Les cristaux photoniques **17**
2.1 La méthode des ondes planes 19
2.1.1 Détermination des équations d'onde 19
2.1.2 Expansion en modes de Bloch 20
2.2 Quelques propriétés des cristaux photoniques 21
2.2.1 Bande interdite photonique d'un cristal photonique à 1 dimension . . 22
2.2.2 Réseau direct, réseau réciproque, diagramme de bande et courbe iso-fréquence 24
2.2.3 Effet superprisme d'un cristal bi-dimensionel 26
2.3 Les cristaux photoniques bi-dimensionnels 27
2.3.1 Hauteur finie de la structure 28
2.3.2 Mode de défaut 30

[1] Scanning Near Field Optical Microscopy

2.4 Méthodes de caractérisation en champ lointain 32
2.4.1 Mesures de la source interne 33
2.4.2 Spectre en transmission 33
2.5 Conclusion 35

3 Les cristaux photoniques en microscopie de champ proche optique 37
3.1 Visualisation de la distribution du champ électromagnétique 39
3.1.1 Visualisation d'une bande interdite photonique 39
3.1.2 Etude de l'organisation de la lumière dans le domaine spectral 41
3.2 Les différents couplages de modes en microscopie de champ proche optique . 43
3.2.1 Couplage entre mode de parités opposées 43
3.2.2 Couplage de modes dans la sonde 44
3.2.3 Couplage dans l'espace réciproque d'un mode dans la sonde 46
3.3 Conclusion 48

4 Les techniques expérimentales utilisées 49
4.1 Microscope en champ proche optique sous asservissement shear-force 51
4.1.1 Intérêts d'une régulation 51
4.1.2 Principe de la régulation shear-force 52
4.1.3 Présentation de la configuration expérimentale 53
4.1.4 Conditions expérimentales générales 54
4.2 Montages expérimentaux optiques 55
4.2.1 Cristaux photoniques actifs 55
4.2.2 Cristaux photoniques passifs 57
4.3 Conclusion 60

5 Etude de structures actives à cristal photonique 61
5.1 Cadre de travail, exemple de la cavité H1 69
5.1.1 Résultats expérimentaux 69
5.1.2 Simulation et traitement numérique 71
5.1.3 Comparaison des résultats expérimentaux et théorique 75
5.2 Spectrographie locale d'une cavité, cas de la cavité H2 76
5.2.1 Etude spectrale localisée 77
5.2.2 Visualisation des modes de la cavité 78
5.2.3 Comparaison entre expérience et théorie 79
5.3 Visualisation de l'influence des défauts sur les cartographies de modes, application à la cavité H2 81
5.4 Influence de la hauteur de balayage sur les images optiques, cas de la cavité H3 83
5.4.1 Spectre de photoluminescence sans pic de résonance 84
5.4.2 Spectre de photoluminescence avec des pics de résonance 86
5.5 Etude générale d'un mode particulier, cas de la cavité H4 87
5.5.1 Visualisation du mode de cavité 87
5.5.2 Influence des ondes évanescentes sur la formation de l'image optique . 89
5.5.3 Influence du taux de couplage relatif entre ondes évanescentes et radiatives 89
5.5.4 Influence de la sonde sur la longueur d'onde de résonance 91

5.6 Visualisation de la levée de dégénérescence de modes propres, cas de la cavité H5 . . . 93
5.7 Conclusion . . . 95

6 Etude des bandes permises d'un composant actif à cristal photonique parfait 97
6.1 Présentation des propriétés des différentes structures . . . 99
6.1.1 Description des structures . . . 99
6.1.2 Diagramme de bande des structures . . . 100
6.2 Analyse en champ proche optique des modes lents en centre de zone . . . 101
6.2.1 Spectroscopie en champ lointain . . . 101
6.2.2 Spectroscopie en champ proche optique . . . 102
6.2.3 Imagerie en champ proche optique du centre de zone . . . 104
6.3 Interférences entre les harmoniques des modes de Bloch en champ proche optique 107
6.3.1 Modélisation de la formation des images . . . 107
6.3.2 Les limites physiques . . . 109
6.3.3 Mise en évidence des interférences entre harmoniques . . . 110
6.4 Imagerie en champ proche optique des bandes permises à indice effectif negatif 112
6.4.1 Analyse des cartographies dans l'espace direct . . . 113
6.4.2 Analyse des cartographies dans l'espace réciproque . . . 116
6.4.3 Augmentation de l'intervalle spectral mesurable . . . 119
6.4.4 Visualisation de l'influence de défauts . . . 122
6.5 Conclusion . . . 122

7 Contrôle des propriétés de structures passives à cristal photonique 125
7.1 Description générale des expériences . . . 127
7.1.1 Principe des cavités à cristal photonique étudiées . . . 127
7.1.2 Réduction des pertes et adaptation d'impédance . . . 128
7.1.3 Les cavités sur guide d'onde monomode . . . 130
7.1.4 Expériences préliminaires à l'étude des cavités en champ proche optique 131
7.2 Interaction sonde-cavité, régime perturbatif à sonde diffusante . . . 133
7.2.1 Théorie des perturbations . . . 134
7.2.2 Modèle de la sonde diffusante . . . 135
7.2.3 Formation de la cartographie en mode interaction . . . 136
7.2.4 Etude en mode interaction de la cavité . . . 137
7.2.5 Conclusion partielle . . . 145
7.3 Interaction sonde-cavité, hors régime perturbatif à sonde diffusante . . . 145
7.3.1 Influence de la taille de l'extrémité de la sonde sur la cartographie en mode interaction . . . 146
7.3.2 Le régime déphaseur . . . 147
7.3.3 Symétrisation verticale de la cavité . . . 151
7.3.4 Conclusion partielle . . . 154
7.4 Comparaison des cartographies en mode collection et en mode interaction . . . 155
7.4.1 Cartographies expérimentales de la perturbation en mode collection . . . 155
7.4.2 Analyse de la formation des images en mode collection . . . 157
7.4.3 Conclusion sur le mode collection . . . 164

7.5 Conclusion générale 165

Conclusion **167**

Bibliographie **171**

Introduction

La science ne cherche pas à énoncer des vérités éternelles ou des dogmes immuables ; loin de prétendre que chaque étape est définitive et qu'elle a dit son dernier mot, elle cherche à cerner la vérité par approximations successives.

Bertrand Russel, *ABC de la relativité*, 1925

En 1987, Yablonovitch [Yablonovitch 87] et John [John 87] ont proposé d'adapter le concept des structures de bande électronique liées à la périodicité des atomes au sein d'un cristal aux photons. Pour ce faire, le potentiel périodique vu par les électrons est remplacé par un arrangement périodique de la constante diélectrique, créant ainsi les cristaux photoniques.

Depuis cette idée originelle, les cristaux photoniques se sont développés, essentiellement, dans une géométrie à deux dimensions ; ceci à cause de la difficulté technique de réaliser un arrangement périodique de la constante diélectrique dans les trois directions de l'espace. Pour un cristal photonique à deux dimensions, la lumière est généralement confinée dans la troisième direction par un guidage réfractif. Enfin, notons que pour contrôler correctement la propagation de la lumière, il faut pouvoir réaliser l'arrangement périodique de la constante diélectrique avec une précision de l'ordre de la dizaine de nanomètres.

Certaines des possibilités offertes par les cristaux photoniques déjà démontrées sont basées sur les modes de défauts. En utilisant des modes de défaut pour les photons, dont le principe est le même que celui des impuretés pour les électrons, les cristaux photoniques ont permis de guider la lumière avec peu de pertes (pour un guide W1 intégré dans une membrane de GaAs $0,76dB/mm$ [Sugimoto *et al.* 04] et dans le cas d'un guide SOI (silicon on insulator) $1,5dB/mm$ [Gerace et Andreani 05]). En couplant un mode de défaut et un émetteur, des sources laser à très faible seuil ont aussi été réalisées.

Mais le principal intérêt scientifique des cristaux photoniques est bien de pouvoir confiner la lumière à une échelle sub-longueur d'onde. Il est ainsi possible d'obtenir des résonateurs avec de très grand facteur de qualité Q (de l'ordre du million [Kuramochi *et al.* 06]) ou présentant un faible volume modal V (inférieur à $0.3\,(\lambda/n)^3$ [Nozaki et Baba 06]). On voit tout de suite l'attrait d'obtenir un résonateur à la fois de grand facteur de qualité et de faible volume modal, i.e. avec un rapport Q/V le plus grand possible. En effet, un tel résonateur permet, d'une part d'amplifier le taux d'émission de source placée au sein de la cavité, mais surtout il ouvre la voie à des applications de traitement quantique de l'information.

Cependant, la taille sub-longueur d'onde (qui est sub-micronique dans le cas des longueurs d'onde du visible et de l'infrarouge proche) peut devenir aussi un problème pour l'étude de

composants à cristal photonique. En effet, à l'aide de certaines mesures de transmission en champ lointain, il est possible de connaître la position des bandes interdites et des modes de défauts mais c'est tout. Pour pouvoir étudier les cristaux photoniques de l'intérieur, des mesures réalisées en microscopie classique (limitée par le critère de résolution) ne suffisent plus, il faut alors recourir à des mesures réalisées par microscopie en champ proche optique qui permettent de passer outre le critère de Rayleigh.

Ce manuscrit de thèse est consacré à l'étude de composants, actif ou bien passif, à cristal photonique en microscopie de champ proche optique. Dans les deux premiers chapitres, nous donnons les bases de la microscopie en champ proche optique et celles des cristaux photoniques. Le troisième chapitre recense quelques possibilités d'études de composants à cristal photonique déjà réalisées en microscopie en champ proche optique. Dans le quatrième chapitre, nous présentons les différents montages expérimentaux que nous avons utilisés.

Les deux chapitres suivants peuvent se considérer ensemble. En effet, l'étude des composants à cristal photonique, réalisés à l'Institut des Nanotechnologies de Lyon et plus particulièrement, au LEOM à l'Ecole Centrale de Lyon, est essentiellement une caractérisation passive de cavités hexagonales actives à cristal photonique. Cette étude est orientée d'une part sur l'études des modes de cavité liés à l'existence de bande interdite photonique : visualisation de la répartition de la lumière, spectrographie locale des cavités et étude de la levée de dégénérescence des modes de cavités (chapitre 5). D'autre part, nous étudions aussi les bandes permises de composant à cristal photonique de façon novatrice dans le chapitre 6.

Dans le dernier chapitre, l'étude des composants à cristal photonique, réalisés au CEA de Grenoble grâce à une collaboration avec le laboratoire SiNaPS, est quelque peu différente. En effet, ces composants dont le rapport Q/V est elevé ne peuvent plus être étudiés de façon passive en champ proche optique. En effet, la sonde locale utilisée devient un véritable élément perturbateur qu'il faut prendre en compte. L'étude dans ce dernier chapitre est une étude en champ proche optique actif de composants à cristal photonique. Cette étude est mise à profit pour mettre en évidence l'influence de la taille de la sonde sur l'interaction présente entre la sonde locale et le résonateur à cristal photonique.

Chapitre 1

La microscopie en champ proche optique

Dans le cadre de l'optique classique, les techniques de microscopie sont limitées par le phénomène de diffraction. Depuis la fin du XIXième siècle, de nouvelles techniques d'éclairage (diminution de la longueur d'onde utilisée, microscope à fond noir,...) ont permis d'augmenter la résolution des microscopes tout en restant limité par le critère de Rayleigh. Au cours des années 50, la microscopie électronique à balayage (MEB) a permis de franchir un nouveau pallier. Les dimensions atteintes par cette technique sont de l'échelle nanométrique. Toutefois, il faut alors réaliser l'observation de l'échantillon dans le vide, et pour avoir un maximum de résolution, un échantillon non-conducteur doit être métalisé.

Depuis une trentaine d'années, de nouvelles microscopies se sont développées : la microscopie à sonde locale ou microscopie de champ proche. Toutes ces microscopies sont basées sur une même idée fondatrice datant de 1928, un objet de petite taille est amené au voisinage de l'échantillon. Cependant, la distance entre la sonde et l'échantillon devant être inférieure à la centaine de nanomètres, il a fallu attendre que les verrous technologiques soient levés pour pouvoir développer ces microscopies.

Après avoir présenté l'intérêt d'utiliser un microscope en champ proche optique à une époque où la miniaturisation bat son plein, nous passons en revue les différents types de microscopes en champ proche optique existant. Enfin, nous présentons certaines des évolutions possibles pour ces microscopies.

1.1 Intérêt de la microscopie en champ proche optique

De par sa nature, la microscopie en champ proche optique n'est pas limitée comme dans le cas des microscopies classiques par un principe physique. Après avoir présenté le critère de Rayleigh de la microscopie classique, nous étudions le cas de la diffraction par une ouverture.

1.1.1 Intérêt de l'onde évanescente : critère de résolution

Durant de longues années, toutes les améliorations réalisées en microscopie se sont heurtées à l'existence d'un "mur" de résolution exprimé par le critère de Rayleigh : la diffraction interdit à l'image d'un point d'être ponctuelle. L'image d'un point au travers d'un objectif est une tache d'Airy [Born et Wolf 80]. Celle-ci est constituée d'une tache centrale entourée d'anneaux concentriques, dont un exemple dans le cas d'un point source unique est présenté en figure 1.1.

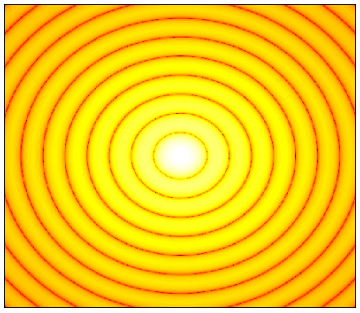

FIG. 1.1: *Représentation d'une tache d'Airy pour un point source unique. Le tracé de la tache est effectué en échelle logarithmique afin d'accentuer le contraste entre les anneaux.*

Le critère de Rayleigh peut s'énoncer de la manière suivante : deux sources ponctuelles de lumière monochromatique A et A' distantes de d, observées à l'aide d'une lentille de rayon R peuvent être distinguées à condition que le maximum principal de la tache d'Airy de A corresponde au premier minimum de la tache d'Airy de A' (figure 1.2).

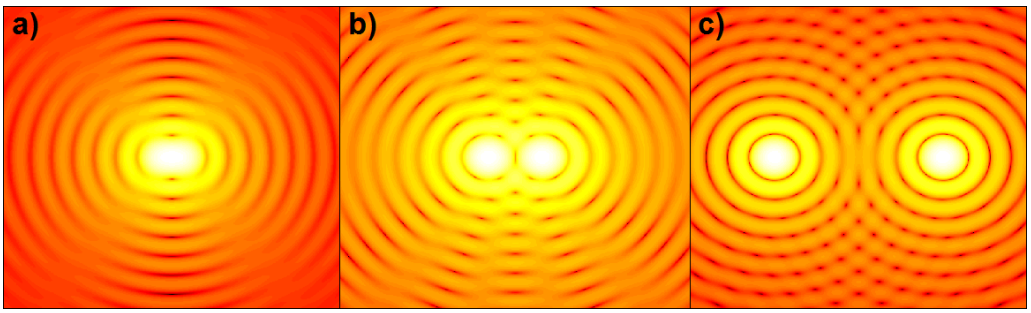

FIG. 1.2: *Visualisation des taches d'Airy de deux sources ponctuelles séparées d'une distance inférieure (a), égale (b) ou supérieure (c) au critère de Rayleigh.*

En microscopie classique, ce critère stipule que dans le cas d'un microscope ayant une pupille circulaire, un angle d'ouverture θ et baignant dans un milieu d'indice n, la résolution maximale Δx pouvant être atteinte est alors :

$$\Delta x \geq \frac{0.61\lambda}{n\sin(\theta)} \tag{1.1}$$

Ainsi, pour avoir une résolution élevée, on peut utliser soit un milieu d'indice optique élevé (principe du microscope à immersion), soit diminuer la longueur d'onde en quittant la microscopie optique pour passer aux microscopies UV,X et électronique.

Le critère de Rayleigh peut également être déterminé à l'aide des relations d'incertitude d'Heisenberg [Vigoureux et Courjon 92] qui rend impossible de connaître à la fois la position et la quantité de mouvement d'un objet. Pour ce faire il faut considérer le photon comme une particule et en transposant cette relation au couple position-vecteur d'onde, cette limite peut se mettre sous la forme :

$$\Delta x.\Delta k_x > 2\pi \tag{1.2}$$

Pour avoir une grande résolution (Δx petit), il faut que l'intervalle Δk_x des valeurs de k_x captées soit le plus grand possible. Si on se limite uniquement aux ondes progressives, l'intervalle des valeurs de k_x est limité à $[-2\pi/\lambda, +2\pi/\lambda]$. En insérant cet intervalle maximal dans la relation 1.2, on en déduit que la résolution maximale obtenue dans le vide en ne considérant que les ondes radiatives est de $\lambda/2$.

Il apparaît ici qu'un autre moyen pour augmenter la résolution optique d'un microscope réside dans la possibilité de capter en plus des ondes radiatives, des ondes n'existant qu'au voisinage direct d'objet : les ondes évanescentes qui possèdent des vecteurs d'onde dont la norme est supérieure à $2\pi/\lambda$.

Nous allons voir une autre façon d'appréhender l'importance des ondes évanescentes dans l'expression du champ diffracté par une ouverture réalisée à travers un film opaque.

1.1.2 Diffraction par une ouverture

Nous nous intéressons maintenant à la diffraction de Fraunhofer. Soit une onde plane monochromatique incidente sur une ouverture sub-longueur d'onde percée dans un film opaque, situé dans le plan Oxy et placé dans le vide. On suppose, par ailleurs, qu'on connaît exactement la valeur du champ électrique en $z = 0$. L'équation de la propagation (équation de Helmholtz) pour le champ électrique s'écrit :

$$\Delta E(x, y, z) + k^2 E(x, y, z) = 0 \text{ avec } k = \frac{2\pi}{\lambda} = \frac{\omega}{c} \tag{1.3}$$

En passant dans l'espace de Fourier suivant les axes x et y , le champ électrique s'écrit :

$$E(x, y, z) = \int\int \widetilde{E}(u, v, z)\, e^{i(ux+vy)} dudv \tag{1.4}$$

avec u et v les fréquences spatiales associées respectivement à x et y. En utilisant les équations (1.3) et (1.4), on obtient :

$$\frac{\partial^2 \widetilde{E}(u, v, z)}{\partial z^2} + \left(\frac{\omega^2}{c^2} - u^2 - v^2\right) \widetilde{E}(u, v, z) = 0 \tag{1.5}$$

En considérant que le champ électrique se propage dans le sens des z positifs et en supposant qu'en $z = 0$ celui-ci s'écrit $\widetilde{E}(u, v, 0)$, l'équation (1.5) a deux types de solutions :

$$\widetilde{E}(u, v, z) = \widetilde{E}(u, v, 0)\, e^{i\left(\sqrt{\frac{\omega^2}{c^2} - u^2 - v^2}\right) z} \text{ si } u^2 + v^2 < \frac{\omega^2}{c^2} \tag{1.6}$$

$$\widetilde{E}(u, v, z) = \widetilde{E}(u, v, 0)\, e^{-\left(\sqrt{\frac{\omega^2}{c^2} - u^2 - v^2}\right) z} \text{ si } u^2 + v^2 > \frac{\omega^2}{c^2} \tag{1.7}$$

L'équation (1.6) porte sur les basses fréquences spatiales. L'argument de l'exponentielle est imaginaire ; les ondes sont donc des ondes radiatives qui se propagent dans le sens des z positifs. L'équation (1.7) contient les hautes fréquences spatiales. L'argument de l'exponentielle est réel ; les ondes sont des ondes dont l'amplitude diminue en s'éloignant selon l'axe z, on parle alors d'ondes évanescentes. Le champ électrique s'écrit donc dans l'espace direct sous la forme :

$$\begin{aligned} E(x, y, z > 0) = & \int\int_{u^2+v^2<\frac{\omega^2}{c^2}} \widetilde{E}(u, v, 0)\, e^{i\left(\sqrt{\frac{\omega^2}{c^2} - u^2 - v^2}\right) z} e^{i(ux+vy)} dudv \\ & + \int\int_{u^2+v^2>\frac{\omega^2}{c^2}} \widetilde{E}(u, v, 0)\, e^{-\left(\sqrt{\frac{\omega^2}{c^2} - u^2 - v^2}\right) z} e^{i(ux+vy)} dudv \end{aligned} \tag{1.8}$$

En s'éloignant de l'ouverture (i.e. en cours de propagation), les termes de la deuxième intégrale diminuent et tendent à disparaître : la propragation agit comme un filtre passe-bas vis-à-vis des fréquences spatiales. C'est pourquoi en microscopie en champ lointain, on ne peut pas discerner les détails les plus fins d'objet, détails qui sont liés aux hautes fréquences spatiales.

Les microscopies en champ proche, par l'utilisation d'une sonde locale, permettent d'accéder aux champs évanescents d'un échantillon. L'accès à ces champs électromagnétiques confinés permet d'obtenir de plus amples informations sur cet échantillon que les microscopies classiques. Dans les prochains paragraphes, nous nous intéressons aux premières expériences de microscope à sonde locale.

1.2 Historique de la microscopie en champ proche optique

L'idée conceptuelle de la microscopie en champ proche fut proposée dès 1928, nous commencons donc par en reprendre briévement le principe. Ensuite nous nous attardons sur la première réalisation expérimentale dans le domaine des longueurs d'onde de l'optique.

1.2.1 L'idée fondatrice

En 1928, E. Synge proposa une expérience permettant de passer outre le critère de Rayleigh en utilisant le champ proche [Synge 28]. En illuminant localement un échantillon à travers un écran parfaitement opaque percé d'un trou sub-longueur d'onde, et en positionnant le trou suffisamment près de l'échantillon (à une distance inférieure à la longueur d'onde), l'échantillon sera baigné dans un champ électromagnétique confiné. L'échantillon diffractera alors les ondes évanescentes et ce signal diffusé sera détecté en champ lointain par un photodétecteur. Le signal reçu sera donc affranchi de la limite de diffraction (figure 1.3).

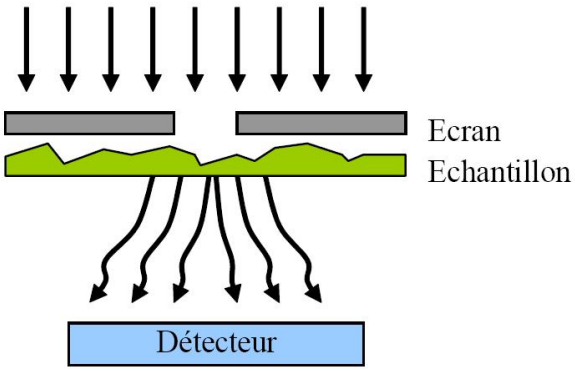

FIG. 1.3: *Principe de l'expérience de Synge. L'échantillon est éclairé au travers d'un film opaque percé d'un trou sub-longueur d'onde.*

On appelle champ proche la région où l'amplitude des ondes évanescentes n'est pas négligeable devant celle des ondes propagatives. Cette région est limitée aux distances inférieures à $\lambda/2\pi$. La région située au-delà de cette limite est appelée le champ lointain. Dans cette région, les ondes propagatives sont prépondérantes devant les ondes radiatives.

Afin d'accéder au champ proche d'un objet, il faut appliquer le principe de retour inverse de la lumière à l'expérience de Synge. Si un trou sub-longueur d'onde permet de transformer une partie des ondes radiatives en onde évanescentes, un trou sub-longueur d'onde permet aussi de transformer une partie des ondes évanescentes en ondes radiatives. En 1972, E.A. Ash et G. Nicholls [Ash et Nicholls 72] réalisent la première expérience en utilisant des ondes centimétriques ; les premiers travaux expérimentaux aux longueurs d'onde optiques devant encore attendre quelques années.

1.2.2 Aux longueurs d'onde optiques

C'est seulement en 1984 que D. W. Pohl présenta les premiers travaux aux longueurs d'onde optiques [Pohl *et al.* 84]. En microscopie de champ proche optique, le trou de Synge est remplacé par une sonde locale de taille très petite par rapport à la longueur d'onde qui est maintenue à une distance encore plus petite de l'échantillon (voir la figure 1.4). Cette sonde va jouer le rôle de convertisseur d'ondes évanescentes en ondes radiatives.

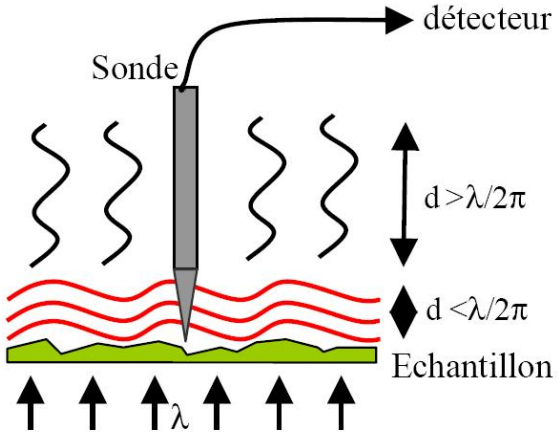

FIG. 1.4: *Principe d'un microscope à champ proche optique. Une sonde est placée au voisinage proche de l'échantillon étudié.*

Grâce au développement des déplacements piézoélectriques et des systèmes d'asservissement, ces travaux furent suivis par de nombreux autres ([Fischer 85], [Betzig *et al.* 86]). La microscopie en champ proche optique ayant prouvé sa capacité de fonctionner, son développement n'en fut que plus rapide. A la vue du grand nombre de configurations expérimentales possibles, il convient donc d'essayer de les classer selon certains critères.

1.3 Les différents types de microscopies en champ proche optique

Même si le but premier d'un microscope est de pouvoir imager le plus finement un champ confiné, il est possible de classer en deux grandes catégories les diverses expériences de microscopie à sonde locale, à partir du rôle de la sonde. Nous commencons par traiter des microscopes à sonde sans ouverture, puis nous nous intéressons à ceux à sonde avec ouverture. La figure 1.5 recense les différentes configurations de microscopes à sonde locales présentées dans cette partie.

1.3.1 Le SNOM[1] à sonde sans ouverture ou apertureless-SNOM

La microscopie à sonde sans ouverture exploite les propriétés de convertisseur d'ondes évanescentes en ondes radiatives d'une sonde opaque. La sonde perturbe le champ évanescent

[1]Scanning Near Field Optical Microscopy

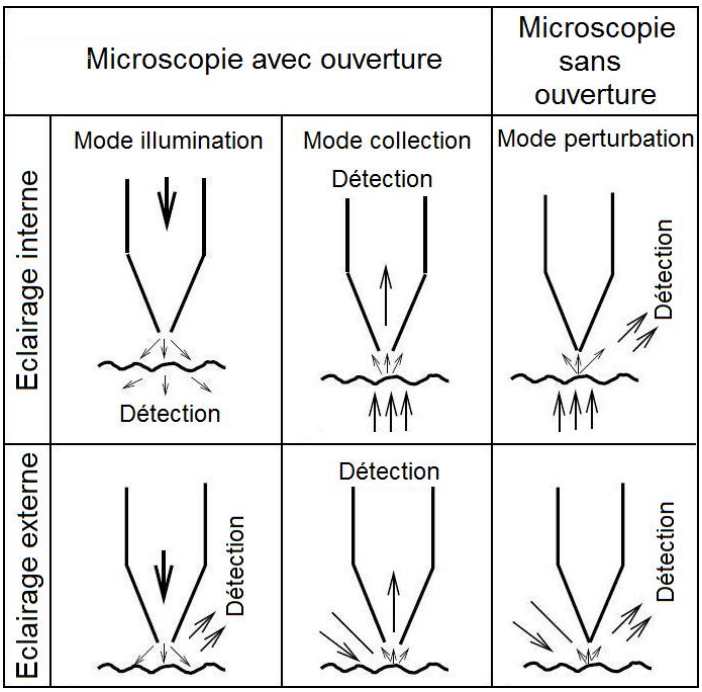

FIG. 1.5: *Les différents types de fonctionnement d'un microscope à champ proche optique.*

et en transforme une partie en ondes radiatives qui sont collectées en champ lointain par un objectif de microscope. En général, la sonde oscille perpendiculairement à la surface de l'échantillon à une fréquence donnée. Le signal total recueilli en champ lointain est alors analysé à travers une détection synchrone dont la fréquence de travail est judicieusement choisie afin de pouvoir extraire au maximum le signal optique du fond lumineux non modulé.

Les premières sondes utilisées sont des sondes à pointes diffusantes, pouvant être diélectriques ou semi-conductrices ([Hamann *et al.* 98], [van Hulst *et al.* 93], [Zenhausern *et al.* 94], [Zenhausern *et al.* 95]), métalliques (en tungstène [Bachelot *et al.* 95] et [Specht *et al.* 92], en acier inoxydable [Inouye et Kawata 94], ou bien en or [Knoll et Keilmann 99]). Dernièrement des sondes formées d'un nanotube de carbone déposé en bout d'une sonde en silicium ([Hillenbrand *et al.* 03]) furent même utilisées.

Une sonde métallique convertissant plus de signal évanescent en signal radiatif qu'une sonde diélectrique, de nombreuses configurations expérimentales utilisent des sondes métalliques. Cependant une telle sonde risque de perturber beaucoup plus les distributions des champs électromagnétiques de la structure seule, i.e. en l'absence de la sonde, qu'une sonde diélectrique.

Une autre possibilité, représentant un compromis entre quantité de champ propagatif diffusé et perturbation de la distribution de champ initiale consiste à utiliser une sonde à particule diffusante. En utilisant une particule diffusante collée en bout de pointe plutôt qu'une sonde à pointe diffusante, seule l'extrémité de la sonde va perturber les champs électromagnétiques initiaux ; ce qui permet une meilleure localisation de la perturbation. Par ailleurs, il est tout à fait possible de mettre une particule d'or en bout d'une fibre optique en silice étirée, ou d'une pointe silicium, voire même d'une pointe tungstène. Ce sont essentiellement des particules d'or de forme sphérique ([Kalkbrenner *et al.* 01], [Kawata *et al.* 03])

ou elliptique ([Wessel 85]) qui sont déposées.

Le principal avantage de ce type de microscopie, puisque la sonde n'est pas obligatoirement transparente, réside dans la possibilité d'utiliser des sondes de grande qualité développées pour la microscopie à force atomique et la microscopie tunnel électronique.

1.3.2 Le SNOM à sonde avec ouverture

Ce type de microscopie peut encore se diviser en deux sous-familles (figure 1.5). La première sous famille est consituée des microscopes fonctionnant en mode illumination qui sont purement et simplement les héritiers directs de l'idée de Synge. La source sub-longueur d'onde la plus utilisée est une fibre optique dont l'extremité a été amincie puis recouverte d'une couche de métal de façon à obtenir une ouverture sub-longueur d'onde en bout de fibre. La source est ensuite déplacée au-dessus de la surface de l'objet soit à une hauteur constante soit à une distante constante. La collection de la lumière s'effectue par un objectif à grand ouverture numérique situé en champ lointain.

La deuxième famille de SNOM est formée des microscopes fonctionnant en mode collection (figure 1.5). Une source située en champ lointain éclaire un objet (éclairage à travers l'objet ou en réflexion), une sonde sub-longueur d'onde vient alors collecter le champ proche de l'objet formé des ondes évanescentes et des ondes radiatives. En général, la sonde est une fibre optique amincie recouverte ou non de métal. Par ailleurs, il existe un cas particulier du mode collection où l'échantillon est éclairé en réflexion totale interne. L'échantillon est alors plongé dans un champ quasiment entièrement composé d'ondes évanescentes. Ce mode de fonctionnement porte le nom de Photon Scanning Tunneling Microscope (PSTM) par analogie avec l'effet tunnel électronique ([Salomon 91]).

Les sondes à ouvertures sont généralement formées à partir de fibre optique et fabriquées par deux méthodes différentes : l'étirage à chaud ou l'attaque acide. L'étirage de la fibre a pour but de réduire son diamètre jusqu'à la rupture ; la réduction du diamètre de la fibre se fait en conservant toujours le même ratio entre la taille du coeur et la taille de la gaine de la fibre. Cette opération se fait par chauffage à l'aide d'un laser CO_2 et d'une traction mécanique qui assure un étirement à l'endroit du point chaud. La forme de l'extrémité de la fibre dépend fortement des conditions de chauffage et d'étirage ([Lazarev *et al.* 03], [Valaskovic *et al.* 95]).

En ce qui concerne l'attaque acide, pour une fibre optique à base de silice, la solution d'attaque est composée d'acide fluoridrique. Les paramètres influençant la forme de l'extrémité de la fibre sont, dans ce cas, la concentration en acide, la température, la durée de l'attaque... L'attaque acide de la fibre peut se faire soit en ayant, au préalable, dégainé la fibre, ou en ayant laissé la gaine mécanique ; on parle dans le deuxième cas de technique de *tube-etching* ([Lambelet *et al.* 98],[Stockle *et al.* 99]). Par ailleurs, toutes les sondes utilisées en mode illumination peuvent l'être en mode collection ; l'inverse n'est en revanche pas possible.

Les principes de bases des différentes configurations expérimentales en microscopie à sonde locale étant posés, nous nous intéressons aux informations pouvant être obtenues à partir d'un microscope à sonde locale. Avec une configuration expérimentale relativement simple, l'information obtenue s'apparente à une distribution de l'intensité du champ électrique (hormis pour quelques expériences) dans un régime stationnaire. Dans les prochains paragraphes, nous présentons quelles sont les autres informations pouvant être obtenues en

utilisant un microscope à sonde locale.

1.4 Configuration expérimentale avec interférométrie

La microscopie de champ proche optique se trouve particulièrement bien adaptée à l'étude de composants optiques en géométrie guide d'onde pour lesquels les champs électromagnétiques sont confinés. Les techniques de microscopie à sonde locale ne se limitent pas à mesurer une intensité. En utilisant des montages plus complexes (comme ceux réalisés en Suisse [Nesci 01] ou aux Pays-Bas [Gersen 04]), il est possible d'obtenir en plus de la mesure de l'intensité des champs électromagnétiques des mesures de leur phase (par exemple).

En s'appuyant sur une expérience "mentale", nous montrons, dans les prochains paragraphes, les informations complémentaires qu'il est possible d'obtenir par une mesure en champ proche optique. De plus, l'expérience mentale qui va être présentée sera la plus simple possible afin de mettre en évidence l'intérêt des montages hétérodynés ; la validité de certaines des hypothèses sera rediscutée à la fin de ce chapitre.

1.4.1 Présentation de l'expérience

Considérons un guide ruban monomode enterré dans un substrat, comme celui présenté sur la figure 1.6. Nous admettons que les faces d'entrée et de sortie du guide sont traitées pour être complétement transparentes. La conséquence directe de cette hypothèse est la présence d'un unique mode se propageant le long du guide (qui est l'axe z) suivant une seule direction, sans mode se contre-propageant. Nous supposons aussi que le champ électrique du mode fondamental ne possède qu'une composante $E_y(x, y, z)$, tout comme le champ magnétique $H_x(x, y, z)$. Un faisceau laser continu monochromatique de fréquence ν est injecté dans ce guide.

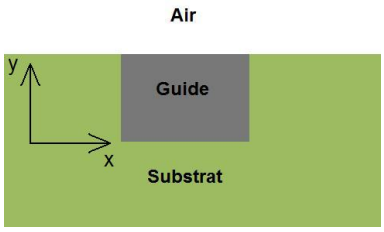

FIG. 1.6: *Exemple d'un guide enterré dans un substrat dans le plan Oxy.*

Ce guide va être étudié en champ proche optique à l'aide d'un microscope à sonde avec ouverture. Voici les différentes hypothèses concernant la sonde que nous faisons :

- la présence de la sonde ne perturbe pas le système étudié, i.e. la distribution des champs électromagnétiques en présence de la sonde est la même que si la sonde n'était pas là.
- la zone de collection de la fibre est supposée suffisament petite pour pouvoir admettre que l'information obtenue par la sonde est purement locale.
- quelle que soit la position de la sonde, le ratio entre le champ électrique présent à l'extrémité de la sonde et le champ électrique collecté est toujours le même.

D'autres hypothèses doivent aussi être faites. La lumière étant injectée au début du guide, ce dernier doit être suffisamment long pour que la sonde locale soit positionnée loin de la zone d'injection, i.e. que le mode guidé soit établi et les différents modes à pertes ne soient pas excités. Le signal reçu par le détecteur est proportionnel à l'intensité du champ électrique. Nous supposons qu'un système de régulation permet de déplacer la sonde au-dessus du guide à une altitude constante.

Avec l'aide de toutes ces hypothèses, nous allons donc pouvoir déplacer la sonde du microscope au-dessus de l'échantillon. En faisant une coupe perpendiculaire à l'axe de propagation du guide, le signal détecté par la sonde présenterait une variation proche d'une gaussienne ; cette variation traduisant le confinement latéral dans le guide (voir la figure 1.7-a). Maintenant en faisant une coupe parallèle à l'axe du guide, le signal détecté par la sonde serait simplement une constante. La figure 1.7-b présente l'image théorique obtenue en champ proche dans les conditions expérimentales présentées.

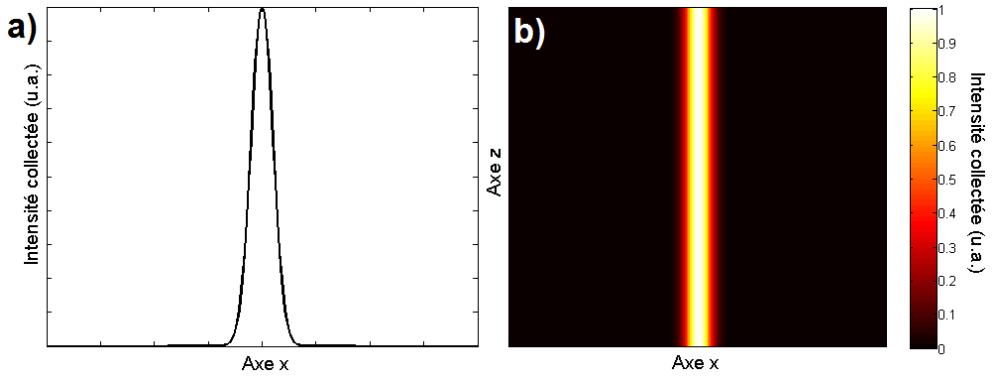

FIG. 1.7: *Visualisation de l'intensité collectée par la sonde. Une coupe perpendiculaire (a) à l'axe du guide est réalisée à partir d'une image (b) obtenue dans le plan Oxz.*

Dans notre expérience, l'information recuillie est proportionnelle à l'intensité du champ électrique. Il manque cependant une donnée essentielle qu'est la phase. Dans les prochains paragraphes, nous complexifions le montage expérimental afin de l'obtenir.

1.4.2 Montage à détection hétérodyne

Nous gardons toujours le même échantillon et le même microscope qui maintenant va étre intégré dans un nouveau montage (voir la figure 1.8).

Prenons un interféromètre Mach-Zender et mettons le laser à son entrée. Un des bras de l'interféromètre va directement sur le détecteur et sert de bras de référence. Sur le deuxième bras, nous plaçons deux modulateurs accousto-optique de fréquences f_1 et f_2 proches. Les modulateurs accousto-optiques sont placés de façon à produire un changement de fréquence sur le deuxième bras de l'interféromètre, dont la fréquence devient $\upsilon + f_1 - f_2$. Le guide est alors intégré dans un des bras de l'interféromètre.

Après la collection du signal par la fibre optique, les deux bras de l'interféromètre sont reliés par le biais d'un coupleur à fibre. Le signal de sortie du détecteur est envoyé sur une détection synchrone fonctionnant à la fréquence $f_1 - f_2$. La détection synchrone pouvant

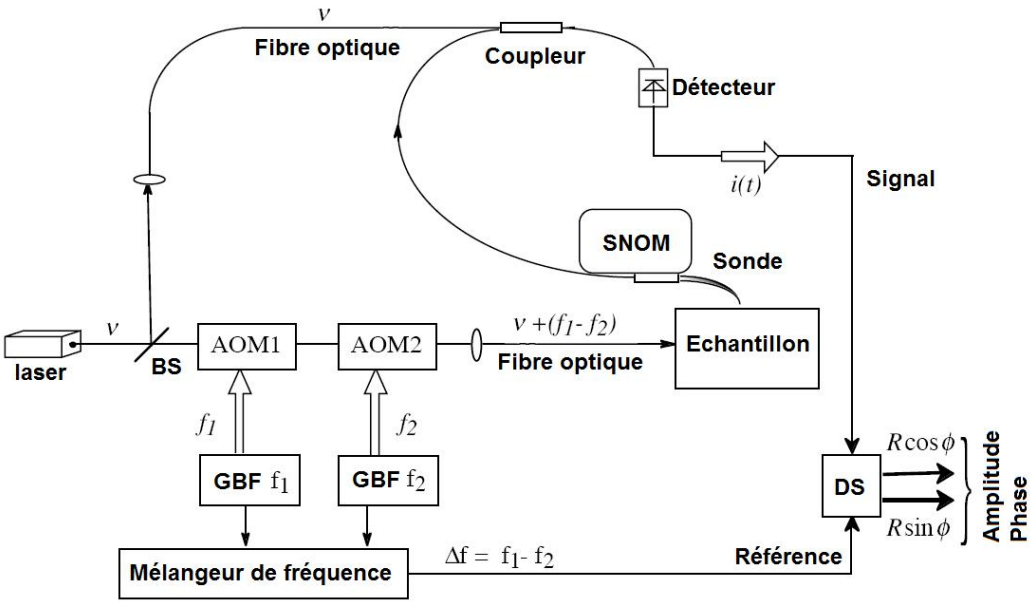

FIG. 1.8: *Schéma de principe d'un montage hétérodyne.*

travailler dans différents régimes (amplitude/phase et $A\cos\varphi/A\sin\varphi$), nous choisissons de travailler dans le deuxième en nous intéressant ici uniquement au signal de type $A\cos\varphi$.

Dans ce mode de fonctionnement, le signal mesuré en sortie de la détection synchrone correspond à l'amplitude du champ électrique présent à l'extremité de la sonde modulé par le déphasage entre le mode guidé se propageant et une référence fixée (par la longueur du premier bras de l'interféromètre). Toutefois, la modulation du signal à la pulsation $\omega = 2\pi c/\lambda$ étant très rapide, elle ne sera pas visible sur le signal recueilli.

En considérant une coupe perpendiculaire à l'axe du guide, le signal présente une variation proche d'une gaussienne ; cette évolution traduisant toujours le confinement latéral dans le guide. Cependant, le signal maintenant est fonction de l'amplitude du mode guidé et non plus de son intensité. En faisant une coupe parallèle à l'axe du guide passant par son milieu, le signal présente une variation sinusoïdale traduisant la propagation du mode guidé. L'image théorique obtenue par la sonde est visible en figure 1.9.

Un des intérêts de la mesure est d'obtenir en plus de la distribution de champ du mode guidé, sa constante de propagation. Cependant, il serait intéressant, par exemple, de pouvoir mesurer la dispersion de ce mode. Nous allons maintenant voir comment y parvenir.

1.4.3 Montage à détection hétérodyne pulsé

Nous conservons le même montage que précédemment (voir la figure 1.8). Le seul élément qui change est le laser. Nous utilisons maintenant un laser à impulsion. En ajustant correctement les divers paramètres de l'expérience, et en particulier la longueur du bras de référence, par l'intermédiaire de la mesure en champ proche optique, il va être possible de capturer une image, à un temps t_0 choisi, de l'impulsion se propageant à l'intérieur du guide (en amplitude et en phase). Il suffit de ralonger ou de racourcir le bras de référence pour changer le temps t_1 de capture de l'image. Un exemple d'images pouvant être obtenues à

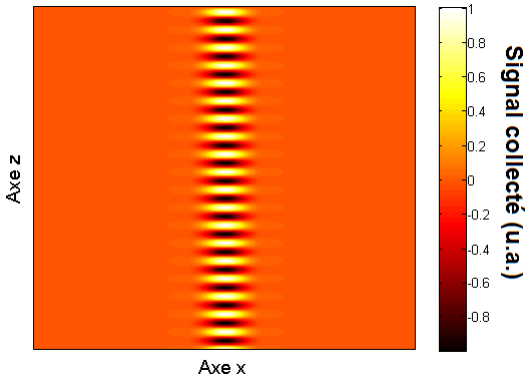

FIG. 1.9: *Image du signal collecté par la sonde dans le plan Oxz avec les mêmes paramètres que pour la figure 1.7-b. Le signal correspond à une mesure reliant l'amplitude et la phase du mode guidé.*

deux temps différents est présenté en figure 1.10.

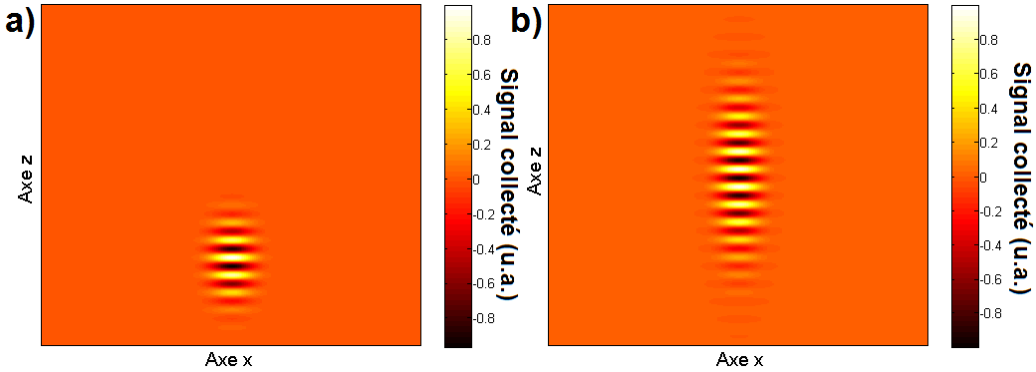

FIG. 1.10: *Image du signal collecté par la sonde dans le plan Oxz avec les mêmes paramètres que pour la figure 1.9 à un temps t0 (a) et à un temps t1>t0 (b).*

A partir de telles images, la première mesure possible est celle de la position du centre de l'impulsion en fonction du temps ; on obtient alors la vitesse de groupe du mode guidé. Mais on peut aussi remonter à la dispersion du mode guidé grâce à la visualisation de l'élargissement de l'impulsion. Grâce à cette expérience mentale, nous venons de voir qu'il est possible de remonter à d'autres mesures que celles d'une distribution de l'intensité du champ électrique d'un échantillon [Balistreri *et al.* 00],[Balistreri *et al.* 01]. Nous rediscutons des différentes hypothèses utilisées pour ce modèle dans les prochains paragraphes.

1.4.4 Discussion de l'expérience mentale

L'exemple que nous avons utilisé est un peu trop simpliste pour pouvoir représenter correctement la réalité. En effet, beaucoup des hypothèses présentées sont irréalisables ; nous allons donc rapidement les passer en revue.

Une des premières hypothèses, celle qui consiste à négliger la réflexion du mode guidé en sortie du guide d'onde est fausse. Cette reflexion implique la présence d'un mode contre-propagatif dans le guide qui va pouvoir interagir avec le premier. L'interaction de ces deux modes crée ainsi une modulation, dans l'axe du guide, du signal obtenu en champ proche et ce même sans avoir de montage hétérodyne. La période de la modulation est reliée à la constante de propagation du mode guidé. Il est en de même si on considère un guide multimode.

Nous avons considéré que le champ électrique posséde une seule composante. Hors les guides, qui sont des structures tri-dimensionnelles, présentent toujours des rugosités sur les côtés et en surface ; une des conséquences directes est d'avoir un champ électrique avec trois composantes dont certaines présentent des discontinuités. Les variations de l'intensité du champ électrique ne peuvent donc pas être proches d'une gaussienne.

En ce qui concerne la sonde, il est impensable d'avoir une zone de collection suffisamment faible pour pouvoir dire que la collection de la lumière se fait de manière purement locale. Le couplage des différentes composantes du champ électrique dans la sonde est aussi à prendre en compte. En effet, même si la sonde présente une symétrie de révolution, les composantes E_x et E_z (qui sont orientées perpendiculairement à l'axe de symétrie de la sonde) auront un même coefficient de couplage dans la fibre, mais la composante E_y (qui est orientée parallèlement à l'axe de symétrie de la sonde) présentera un coefficient de couplage nettement plus faible. Il apparaît donc impensable l'idée d'avoir une "simple photographie" de l'intensité ou de l'amplitude du champ électrique.

Dans la suite de ce mémoire, nous nous limitons à la détection de l'intensité. En effet, pour certaines des structures étudiées un montage hétérodyné est tout simplement impossible à prendre en compte (chapitres 5 et 6) ; tandis que pour les autres, qui sont complexes, l'information en phase aurait été très complexe à utiliser (chapitre 7).

1.5 Conclusion

Dans ce chapitre, nous avons montré l'intérêt de la microscopie en champ proche optique, à savoir obtenir les informations sub-longueurs d'onde associées au champ évanescent. Ces informations sont visibles principalement sur les détails les plus fins des images optiques. La microscopie de champ proche optique permet ainsi de passer outre le critère de Rayleigh contrairement aux techniques usuelles de microscopie.

De plus, nous avons présenté les principales configurations expérimentales de microscopie à sonde locale.

Enfin, nous avons présenté un exemple assez simple permettant de mettre en avant les différentes informations pouvant être obtenues en champ proche optique. Suivant les montages expérimentaux considérés, nous avons montré qu'il est possible d'imager la distribution de l'intensité ou de l'amplitude du champ électrique, mais aussi de connaître les vitesses de propagation d'un mode guidé et sa dispersion.

L'étude que nous présentons, ici, porte sur le champ proche optique de composants à cristal photonique. Nous présentons, dans la suite du manuscrit, quelques principes physiques des cristaux photoniques.

Chapitre 2

Les cristaux photoniques

C'est en 1987 que E. Yablonovitch [Yablonovitch 87] et S. John [John 87] ont présenté pour la première fois l'idée des cristaux photoniques (CP). Ces structures, formées par une variation périodique de l'indice de réfraction de l'ordre de la longueur d'onde, interdisent la propagation des ondes électromagnétiques dans certaines gammes de longueurs d'onde : c'est la bande interdite photonique (BIP). Les cristaux photoniques peuvent être classés selon la dimension de la périodicité qu'ils présentent (voir la figure 2.1), dont l'exemple le plus connu et le plus simple est le miroir de Bragg à une dimension.

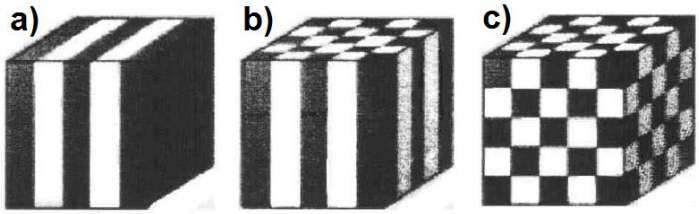

FIG. 2.1: *Schéma de principe de cristaux photoniques. Le cristal photonique peut être à une dimension (a), à deux dimensions (b) ou à trois dimensions (c).*

Après avoir présenté les équations générales régissants les phénomènes physiques des cristaux photoniques et une des premières méthodes de simulations numériques utilisées, nous présentons quelques exemples de leurs propriétés. Enfin, nous nous intéressons plus particulièrement aux structures étudiées dans ce travail, à savoir les cristaux photoniques bi-dimensionels.

2.1 La méthode des ondes planes

Les équations de Maxwell régissent l'ensemble des phénomènes électromagnétiques, de l'échelle macroscopique à l'échelle microscopique. Nous commençons donc par présenter ces équations pour aboutir aux équations d'onde dans les cristaux photoniques. Ensuite, nous nous attardons sur la première méthode de simulation utilisée pour de telles structures, la méthode des ondes planes.

2.1.1 Détermination des équations d'onde

Dans le cas d'un milieu linéaire, isotrope, sans pertes, de permittivité relative $\varepsilon_r(\overrightarrow{r})$ telle que $\varepsilon(\overrightarrow{r}) = \varepsilon_0\varepsilon_r(\overrightarrow{r})$, non magnétique, en l'absence de charge et de courant, les équations de Maxwell s'écrivent :

$$\overrightarrow{\nabla}.\left[\varepsilon_r(\overrightarrow{r}).\overrightarrow{E}(\overrightarrow{r},t)\right] = 0 \tag{2.1}$$

$$\overrightarrow{\nabla}.\overrightarrow{H}(\overrightarrow{r},t) = 0 \tag{2.2}$$

$$\overrightarrow{\nabla} \times \overrightarrow{E}(\overrightarrow{r},t) = -\mu_0 \frac{\partial \overrightarrow{H}(\overrightarrow{r},t)}{\partial t} \tag{2.3}$$

$$\overrightarrow{\nabla} \times \overrightarrow{H}(\overrightarrow{r},t) = -\varepsilon_0\varepsilon_r(\overrightarrow{r}) \frac{\partial \overrightarrow{E}(\overrightarrow{r},t)}{\partial t} \tag{2.4}$$

où $\overrightarrow{E}(\overrightarrow{r},t)$ et $\overrightarrow{H}(\overrightarrow{r},t)$ désignent respectivement les champs électrique et magnétique, ε_0 et μ_0 la permittivité électrique et la perméabilité magnétique du vide, $\overrightarrow{r}$ et t les variables spatiale et temporelle. En supposant des champs harmoniques $\overrightarrow{E}(\overrightarrow{r},t) = \overrightarrow{E}(\overrightarrow{r})e^{i\omega t}$ et $\overrightarrow{H}(\overrightarrow{r},t) = \overrightarrow{H}(\overrightarrow{r})e^{i\omega t}$, il est alors possible d'obtenir les équations d'onde [Sakoda 01] :

$$\overrightarrow{\nabla} \times \left(\overrightarrow{\nabla} \times \overrightarrow{E}(\overrightarrow{r})\right) - \frac{\omega^2}{c^2}\varepsilon_r\left(\overrightarrow{r}\right)\overrightarrow{E}(\overrightarrow{r}) = \overrightarrow{0} \tag{2.5}$$

$$\overrightarrow{\nabla} \times \left(\frac{1}{\varepsilon_r(\overrightarrow{r})}\overrightarrow{\nabla} \times \overrightarrow{H}(\overrightarrow{r})\right) - \frac{\omega^2}{c^2}\overrightarrow{H}(\overrightarrow{r}) = \overrightarrow{0} \tag{2.6}$$

Pour comprendre le fonctionnement des cristaux photoniques, il faut résoudre les équations (2.5 et 2.6). La première méthode utilisée pour la simulation des cristaux est la méthode des ondes planes, que nous allons voir dans le prochain paragraphe [Ho *et al.* 90].

2.1.2 Expansion en modes de Bloch

Considérons un cristal photonique périodique à trois dimensions. Comme la constante diélectrique $\varepsilon_r(\overrightarrow{r})$ est périodique, les champs électrique et magnétique doivent satisfaire le théorème de Bloch.

Ce théorème stipule que les valeurs propres du système (les énergies) sont périodiques de périodes égales à celles du cristal et que les vecteurs propres (champs électrique et magnétique) sont pseudo-périodiques de même périodes que les valeurs propres, i.e. les vecteurs propres sont périodiques à un terme de phase près.

Le théorème de Bloch permet donc de décomposer les champs électrique $\overrightarrow{E}(\overrightarrow{r})$ et magnétique $\overrightarrow{H}(\overrightarrow{r})$ sont la forme : $\overrightarrow{E}(\overrightarrow{r}) = \overrightarrow{u}_k(\overrightarrow{r}).e^{i\overrightarrow{k}.\overrightarrow{r}}$ et $\overrightarrow{H}(\overrightarrow{r}) = \overrightarrow{v}_k(\overrightarrow{r}).e^{i\overrightarrow{k}.\overrightarrow{r}}$, où les fonctions $\overrightarrow{u}_k(\overrightarrow{r})$ et $\overrightarrow{v}_k(\overrightarrow{r})$ possèdent les périodicités du cristal. Il est possible alors de développer en série de Fourier $\varepsilon_r(\overrightarrow{r})$, $\overrightarrow{u}_k(\overrightarrow{r})$ et $\overrightarrow{v}_k(\overrightarrow{r})$:

$$\varepsilon_r(\overrightarrow{r}) = \sum_{\overrightarrow{G}} \varepsilon_r(\overrightarrow{G}).e^{i\overrightarrow{G}.\overrightarrow{r}} \tag{2.7}$$

$$\overrightarrow{E}(\overrightarrow{r}) = \sum_{\overrightarrow{G}} \overrightarrow{u}_k(\overrightarrow{G}).e^{i(\overrightarrow{G}+\overrightarrow{k}).\overrightarrow{r}} \tag{2.8}$$

$$\overrightarrow{H}(\overrightarrow{r}) = \sum_{\overrightarrow{G}} \overrightarrow{v}_k(\overrightarrow{G}).e^{i(\overrightarrow{G}+\overrightarrow{k}).\overrightarrow{r}} \tag{2.9}$$

où $\overrightarrow{G}$ est un vecteur du réseau réciproque, $\varepsilon_r(\overrightarrow{G})$, $\overrightarrow{u}_k(\overrightarrow{G})$, $\overrightarrow{v}_k(\overrightarrow{G})$ sont les composantes du mode de Bloch dans l'espace réciproque. Les équations d'onde à résoudre deviennent donc pour le champ électrique et pour le champ magnétique :

$$-\sum_{\overrightarrow{G'}} \varepsilon_r(\overrightarrow{G}-\overrightarrow{G'}).\left(\overrightarrow{G'}+\overrightarrow{k}\right) \times \left\{\left(\overrightarrow{G'}+\overrightarrow{k}\right) \times \overrightarrow{u}_k(\overrightarrow{G'})\right\} = \frac{\omega^2}{c^2}\overrightarrow{u}_k(\overrightarrow{G}) \tag{2.10}$$

$$-\sum_{\overrightarrow{G'}} \varepsilon_r(\overrightarrow{G}-\overrightarrow{G'}).\left(\overrightarrow{G}+\overrightarrow{k}\right) \times \left\{\left(\overrightarrow{G'}+\overrightarrow{k}\right) \times \overrightarrow{v}_k(\overrightarrow{G'})\right\} = \frac{\omega^2}{c^2}\overrightarrow{v}_k(\overrightarrow{G}) \tag{2.11}$$

Chacune des équations est un système linéaire, de dimension infinie puisque le nombre de vecteurs du réseau réciproque à prendre en compte est infini. Cependant, en considérant un assez grand nombre de vecteurs dans le réseau réciproque, la solution tend vers une solution limite ; en effet les vecteurs du réseau réciproque ayant les plus grandes normes ont un poids faible dans le calcul. On peut donc se limiter à N ondes planes, ce qui pour un cristal photonique à trois dimensions, nous conduit à avoir au total $3N$ ondes planes.

Les solutions de l'équation sont alors obtenues par diagonalisation du système linéaire où chaque solution dépend de $\overrightarrow{k}$. Si les valeurs de $\overrightarrow{k}$ sont limitées au contour de la zone de Brillouin réduite, il est alors possible d'obtenir obtenir un diagramme de bande ; tandis que si ces valeurs sont définies pour mailler l'ensemble de la zone de Brillouin réduite, il est possible d'obtenir les courbes iso-fréquences.

En pratique, les valeurs propres et les vecteurs propres issus de la diagonalisation de la matrice sont respectivement les fréquences pour lesquelles la propagation est permise dans le cristal photonique et la distribution du champ associée à l'intérieur du cristal.

Les diagrammes de bandes réalisés dans ce travail sont tous calculés à partir de cette méthode, dont plus de détails sont disponibles dans [Johnson et Joannopoulos 01], [Sakoda 01].

Le principal problème de cette méthode réside dans les phénomènes de Gibbs pouvant apparaître aux niveaux des discontinuités de la permittivité. La première méthode mise en avant pour limiter l'effet des discontinuités a été proposée empiriquement dès 1993 [Meade *et al.* 93] et consiste à effectuer un moyennage de la permittivité au voisinage des discontinuités. Une méthode, plus mathématique, appliquée d'abord pour la méthode des matrices de transfert, a été proposée en 1996 [Li 96] et propose une règle pour effectuer le produit de transformées de Fourier tronquées suivant la continuité ou la discontinuité des transformées de Fourier et de leur produit.

Beaucoup d'autres méthodes de simulation existent. On peut citer, par exemple, la FDTD (finite difference time domain) [Taflove et Hagness 00], la méthode des matrices de transfert et la théorie des modes couplés [Nevière et Popov 03] et des méthodes basées sur les élements finis. Chaque méthode présente ses avantages et ses inconvénients pour l'étude des cristaux photoniques.

Dans les prochains paragraphes nous nous intéressons à quelques unes de leurs propriétés.

2.2 Quelques propriétés des cristaux photoniques

Avant de présenter les propriétés des cristaux photoniques, il semble judicieux de s'attarder un peu sur les définitions nécessaires à la compréhension des phénomènes mis en jeu au sein de telles structures. Nous commençons donc par présenter une propriété essentielle des cristaux photoniques, la bande interdite photonique, dans un cas quasi-analytique. Ensuite nous apportons quelques notions de cristallographie permettant de mieux appréhender les propriétés de guidage des ondes électromagnétiques des cristaux photoniques. Enfin nous présentons l'effet superprisme basé sur ces propriétés de dispersion contrôlée.

2.2.1 Bande interdite photonique d'un cristal photonique à 1 dimension

Considérons un empilement périodique de couches de matériaux d'indices de réfraction différents. Une onde plane se propage suivant l'axe x en incidence normale, et avec son champ électrique $\overrightarrow{E} = E\overrightarrow{e_y}$ selon l'axe Oy (figure 2.2). Un développement analogue à ce qui va être présenté se trouve dans [Sakoda 01].

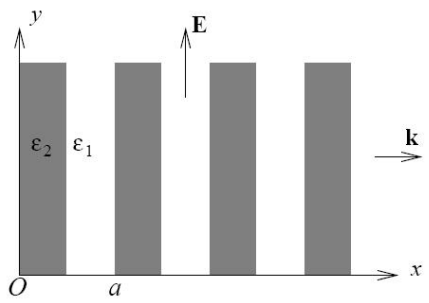

FIG. 2.2: *Géométrie du cristal photonique 1D de période a. Le cristal photonique est formé par un empilement alternant un matériau de permitivité ε_1 et un autre de permitivité ε_2.*

L'équation d'onde pour le champ électrique dans ce cas simple s'écrit :

$$\frac{c^2}{\varepsilon(x)}\frac{\partial^2 E}{\partial x^2} = \frac{\partial^2 E}{\partial t^2} \tag{2.12}$$

comme la permittivité diélectrique ε du cristal dépend uniquement de x, et est périodique de période a, il est possible de développer son inverse en séries de Fourier :

$$\frac{1}{\varepsilon(x)} = \sum_{m=-\infty}^{\infty} A_m e^{\left(i\frac{2\pi m}{a}x\right)} \text{ avec } m\epsilon\mathbb{Z} \tag{2.13}$$

où A_m sont les coefficients de Fourier. De plus, la périodicité des matériaux impose aux modes propres du champ électrique d'être des modes de Bloch :

$$E_k(x,t) = \sum_{n=-\infty}^{\infty} E_n e^{i\left(\left(\frac{2\pi m}{a}+k\right)x - i\omega_k t\right)} \text{ avec } m\epsilon\mathbb{Z} \tag{2.14}$$

où E_n sont les coefficients de Fourier associés à E et ω_k sont les fréquences des modes propres du cristal. En supposant que seuls les trois termes centraux dans le développement en série de Fourier de l'inverse de la permittivité sont prédominants dans l'équation (2.13), et en substituant l'équation (2.14) dans l'équation (2.12), on arrive à :

$$\sum_{m=-\infty}^{\infty} e^{i\left(\frac{2\pi m}{a}+k\right)x}.\left\{\begin{array}{c} c^2 A_1 E_{m-1}\left(\frac{2\pi(m-1)}{a}+k\right)^2 + c^2 A_0 E_m\left(\frac{2\pi m}{a}+k\right)^2 \\ -\omega_k^2 E_m + c^2 A_{-1} E_{m+1}\left(\frac{2\pi(m+1)}{a}+k\right)^2 \end{array}\right\} = 0 \tag{2.15}$$

Cette équation étant vraie pour tout m, pour vérifier l'égalité, il faut que le terme en facteur de l'exponentielle s'annule. D'où pour $m = 0$:

$$E_0 \approx \frac{c^2}{\omega_k^2 - A_0 c^2 k^2} \left(A_1 (k - \frac{2\pi}{a})^2 E_{-1} + A_{-1} (k + \frac{2\pi}{a})^2 E_1 \right) \tag{2.16}$$

et pour $m = -1$:

$$E_{-1} \approx \frac{c^2}{\omega_k^2 - A_0 c^2 (k - 2\pi/a)^2} \left(A_1 (k - \frac{4\pi}{a})^2 E_{-2} + A_{-1} k^2 E_0 \right) \tag{2.17}$$

Si on considère que la courbe de dispersion est proche de celle qu'aurait un matériau homogène de permittivité diélectrique égale à la permittivité moyenne de la structure (i.e. $\omega_k^2 \approx A_0 c^2 k^2$), et si l'on se place en bord de la première zone de Brillouin ($k \approx \pi/a$), les modes E_0 et E_{-1} dominent le développement du champ électrique. Dans ce cas, en négligeant les autres termes du développement on aboutit à deux équations couplées, linéaires et possédant une solution non triviale si et seulement si le déterminant formé des coefficients s'annule :

$$\begin{vmatrix} \omega_k^2 - A_0 c^2 k^2 & -A_1 c^2 \left(k - \frac{2\pi}{a}\right)^2 \\ -A_1 c^2 \left(k - \frac{2\pi}{a}\right)^2 & \omega_k^2 - A_0 c^2 \left(k - \frac{2\pi}{a}\right)^2 \end{vmatrix} = 0 \tag{2.18}$$

En s'intéressant à ce qui se passe exactement au bord de zone ($k \approx \pi/a$), le calcul du déterminant devient relativement simple et possède deux solutions, qui sont les extremités de la courbe de dispersion. Ainsi, aucun mode propre n'existe dans l'intervalle de fréquence :

$$\frac{\pi c}{a} \sqrt{A_0 - |A_1|} < \omega < \frac{\pi c}{a} \sqrt{A_0 + |A_1|} \tag{2.19}$$

Il apparait clairement que l'intervalle de la bande interdite photonique est d'autant plus grand que la modulation de la constante diélectrique A_1 est importante. Plus le contraste d'indice entre les deux matériaux de l'empilement est faible, plus la bande interdite photonique tend à diminuer, pour devenir nulle si la différence d'indice de réfraction est nulle (matériau homogène).

On peut interpréter ces résultats de la façon suivante (voir figure 2.3). Loin des bords de zone, la courbe de dispersion est proche de la courbe de dispersion d'un matériau homogène avec l'indice moyen de la structure : la perturbation provoquée par la modulation reste négligeable. En s'approchant des bords de zone, les modes de vecteur d'onde $k \approx \pi/a$ et $k \approx -\pi/a$ commencent à se mélanger sous l'effet de la modulation de la constante diélectrique. Ce mélange conduit à une levée de dégénérescence et à l'apparition de la bande interdite photonique. En effet, deux courbes de dispersion ne peuvent se croiser. A l'emplacement de l'intersection prévue, il se produit un anti-croisement et une bande interdite photonique apparaît. A l'intérieur de la bande interdite photonique, aucun mode n'est disponible pour permettre la propagation.

Une autre façon de voir les choses et de considérer la distribution de champ associée aux deux modes présents en extremum de la bande interdite photonique. Le mode de haute fréquence possède des maxima de champ électrique localisés dans le matériau de bas indice, tandis que le mode de basse fréquence présente des maxima de champ électrique là où la constante diélectrique est la plus importante. Ces deux distributions de champ de symétries

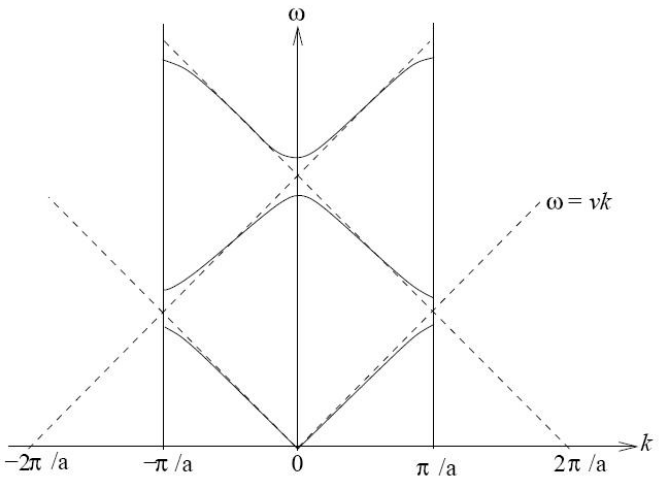

FIG. 2.3: *Relation de dispersion pour un cristal photonique unidimensionel. Les limites de la première zone de Brillouin sont indiquées par les deux traits verticaux, et les droites de dispersion d'un matériau homogène sont en pointillés*

opposées ne peuvent donc pas exister simultanément à la même fréquence, elles sont séparées par une bande interdite photonique [Joannopoulos *et al.* 95].

Les propriétés des cristaux photoniques ne sont pas uniquement basées sur l'interdiction de la propagation d'onde. Il est aussi intéressant de savoir contrôler les directions de propagations des ondes à l'intérieur d'un cristal photonique. Nous allons voir qu'en dehors de la bande interdite photonique, la propagation de la lumière s'effectue sur les modes disponibles du cristal.

2.2.2 Réseau direct, réseau réciproque, diagramme de bande et courbe iso-fréquence

Considérons la figure 2.4.

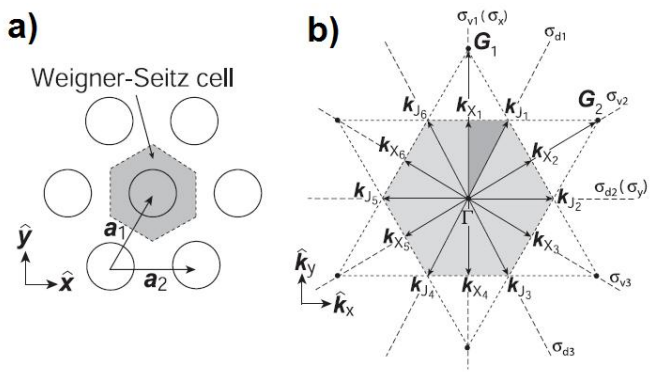

FIG. 2.4: *Schéma des espaces direct (a) et réciproque (b) d'un cristal photonique en maille hexagonale.*

Des trous circulaires sont percés dans un matériau de constante diélectrique ε suivant un motif défini par l'ensemble des combinaisons linéaires des vecteurs $\overrightarrow{a_1}$ et $\overrightarrow{a_2}$. Le motif élémentaire correspondant à ce réseau, dans l'espace direct, s'appelle la cellule de Weigner-Seitz. Positionnons nous au centre d'un des trous d'air. La cellule de Weigner-Seitz (représentée en gris sur la figure 2.4-a) autour de ce point est définie comme l'ensemble des points dans l'espace, qui sont plus près de ce trou d'air que de n'importe lequel des autres trous d'air. L'espace dual de l'espace direct est l'espace réciproque. Comme pour l'espace direct, l'espace réciproque possède une cellule de Weigner-Seitz, mais cette cellule s'appelle zone de Brillouin (représentée en gris sur la figure 2.4-b). Pour étudier les propriétés d'un cristal dans l'espace réciproque, il suffit de s'intéresser à la zone de Brillouin réduite (représentée en gris foncé sur la figure 2.4-b). Il faut aussi noter que les points de la figure 2.4-b nommés ici X et J peuvent s'appeler M et K respectivement, tandis que les droites σ_d et σ_v représentent les plans de symétrie du réseau réciproque permettant de se limiter à l'étude de la zone de Brillouin réduite.

Considérons une onde plane incidente sur le cristal défini précédemment. En considérant l'ensemble des vecteurs d'onde permettant de décrire le contour de la zone de Brillouin, il faut tracer l'évolution des fréquences propres du cristal en fonction de ce vecteur d'onde pour obtenir le diagramme de bande du cristal ; dont un des intérêts est de pouvoir déterminer rapidement s'il existe ou non des bandes interdites photoniques pour un domaine de fréquence. Un exemple de diagramme de bande est donné sur la figure 2.5-a.

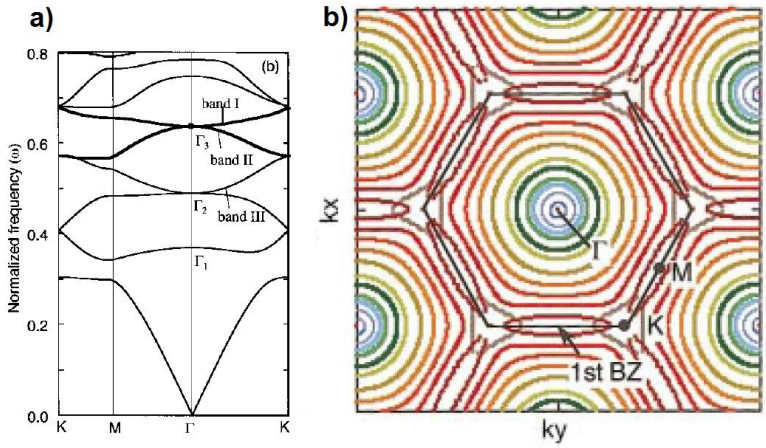

FIG. 2.5: *Exemple de visualisation des relations de dispersion normalisées par la période des trous a pour un cristal photonique de maille hexagonale. L'indice de réfraction du matériau percé est de 3,6, le diamètre des trous est de 0,7×a. Au diagramme de bande (a) où seules les bandes TE sont présentées, des courbes iso-fréquences (b) pour des fréquences réduites allant de 0,56 à 0,635 (de l'extérieur à l'intérieur) peuvent être associées. [Notomi 00]*

Afin de mieux appréhender les propriétés d'un cristal photonique, la connaissance des relations de dispersion sur le contour de la zone de Brillouin réduite ne suffit pas ; il faut déterminer ces relations sur l'ensemble de la zone de Brillouin réduite. En représentant ces relations par des surfaces à deux dimensions, il est alors possible d'appréhender plus de propriétés des cristaux photoniques tels que l'effet superprisme ou la réfraction négative. Un exemple, issu de [Notomi 00], de courbes iso-fréquences est donné sur la figure 2.5-b.

Avec l'aide de ces notions, nous pouvons nous intéresser au contrôle de la dispersion réalisé par un cristal photonique.

2.2.3 Effet superprisme d'un cristal bi-dimensionel

Considérons l'interface entre un milieu homogène isotrope et un cristal photonique. Soit un faisceau collimaté monochromatique incident sur le cristal photonique. Dans le matériau homogène, les courbes iso-fréquences sont représentées par des cercles dont le rayon dépend de la longueur d'onde et de l'indice de réfraction du matériau. Tandis que dans le cristal photonique les courbes iso-fréquences sont nettement plus compliquées, essentiellement vers les bords de la zone de Brillouin. Choisissons donc une longueur d'onde qui soit proche d'un bord de zone.

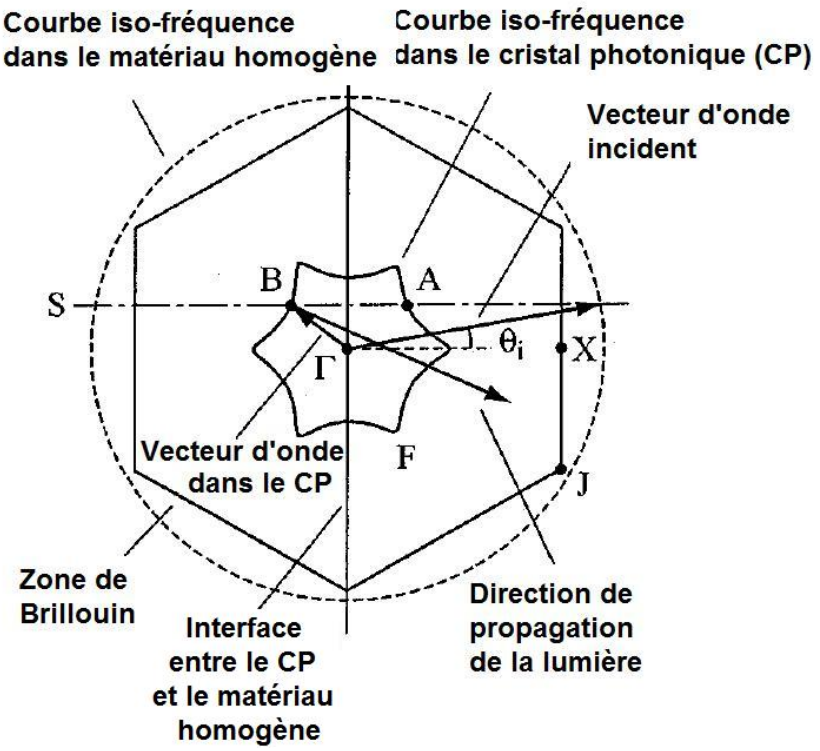

FIG. 2.6: *Schéma d'analyse de l'angle de déflexion à l'interface entre un milieu homogène et un cristal photonique d'un faisceau collimaté. [Baba et Nakamura 02]*

Pour déterminer la direction de propagation de la lumière dans le cristal photonique, il suffit de suivre la démarche suivante. A l'aide de la figure 2.6, la courbe de dispersion du cristal photonique associée à la longueur d'onde du faisceau est représentée par la courbe F.

1. il faut tracer la condition de conservation de la composante parallèle du vecteur d'onde incident sur la face d'entrée du cristal photonique (ligne S).
2. il faut déterminer les points A et B qui sont les intersections entre la courbe de dispersion du cristal photonique et la condition de conservation de la composante parallèle du vecteur d'onde.

3. pour déterminer la direction de propagation de la lumière dans le cristal photonique, il faut se servir du gradient à la courbe iso-fréquence F.
4. en A, la lumière se réfléchit sur le cristal, tandis qu'en B, la lumière se propage dans le cristal photonique.

Le vecteur $\overrightarrow{\Gamma B}$, allant du centre de zone au point d'intersection B, est donc le vecteur d'onde dans le cristal photonique.

L'effet superprisme peut être séparé en deux classes. D'une part, on peut disperser angulairement un faisceau présentant une légère divergence ; il faut alors travailler sur une iso-fréquence la plus complexe possible, i.e. présentant des changements de courbure telle celle de la figure 2.7-b. D'autre part, on peut démultiplexer en longueur d'onde un faisceau collimaté non monochromatique en se servant de courbe iso-fréquence proche en longueur d'onde mais dont les formes sont différentes (voir la figure 2.7-a).

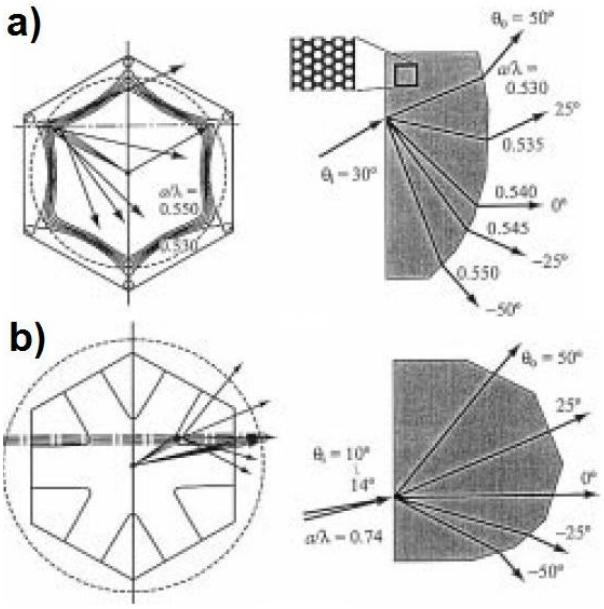

FIG. 2.7: *Visualisation de l'effet superprisme. La colonne de gauche présente les courbes iso-fréquences calculées pour les conditions expérimentales. La colonne de droite présente les directions de propagation de la lumière après avoir traversé le cristal photonique. Il est possible d'utiliser l'effet superprisme pour séparer différentes longueurs d'onde (a) ou pour séparer différents angles incidents proches (b). [Baba et Nakamura 02]*

Nous venons de voir des propriétés des cristaux photoniques, à savoir contrôler la propagation des ondes. Dans les prochains paragraphes, nous présentons les cristaux photoniques bi-dimensionnels.

2.3 Les cristaux photoniques bi-dimensionnels

Pour obtenir une bande interdite photonique complète (i.e. interdisant la propagation dans toutes les directions de l'espace), il faut avoir un cristal photonique tri-dimensionnel.

Cependant, les structures bi-dimensionnelles restent les plus réalisées et les plus étudiées ; ceci est principalement dû à la grande difficulté technique de réaliser les structures à trois dimensions.

Considérons un cristal photonique bi-dimensionnel, formé par des cylindres d'air percés dans un matériau quelconque. Le cristal possède, en plus de ses symétries dans le plan, une symétrie translationnelle dans la troisième direction.

Dans ce cas, on peut décomposer le champ électrique dans deux polarisations : en Transverse Electrique (champ électrique perpendiculaire aux cylindres d'air) et en Transverse Magnétique (champ électrique parallèle aux cylindres d'air). Ceci conduit à l'existence de deux types de solutions différentes pour l'équation d'onde.

D'un point de vue pratique, ce cas de figure n'est jamais rencontré. En effet, les cristaux photoniques 2D ont toujours une limitation de leur hauteur. Nous commençons par voir les principes permettant de rendre compte de ce problème. Ensuite, nous introduisons les cristaux photoniques à modes de défaut puis nous terminons ce chapitre en présentant les premières méthodes de caractérisation des cristaux photoniques bi-dimensionnels.

2.3.1 Hauteur finie de la structure

Après avoir présenté le principe du guidage refractif utilisé pour les cristaux photoniques bi-dimensionnels, nous nous attardons sur la polarisation des modes guidés. Enfin, nous introduisons le cône de lumière pour les diagrammes de bande de conposants à cristal photonique.

2.3.1.1 Guide d'onde réfractif

Même si un cristal photonique bi-dimensionnel ne permet pas de confiner la lumière dans le plan du cristal. Une solution est d'utiliser une géométrie de type guide d'onde, dans laquelle la lumière est confinée dans le plan du cristal photonique par guidage réfractif (voir la figure 2.8).

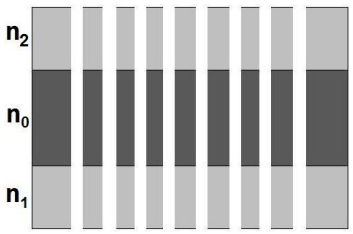

FIG. 2.8: *Géométrie des deux grandes approches pour réaliser le confinement vertical. Les indices optiques sont tels que $n_1, n_2 < n_0$. Si les différents indices optiques sont proches, le confinement est dit faible. Tandis que si la différence d'indice optique est élevée, le confinement est dit fort.*

Deux approches dans le confinement vertical peuvent être distinguées. D'une part, le confinement peut être réalisé par des matériaux dont les indices optiques sont proches, le confinement est dit faible, c'est l'approche substrat. Dans cette approche, le mode guidé dans la couche de haut indice possède une extension verticale importante, il faut donc graver

profondément les trous d'air. D'autre part, le confinement peut être réalisé par des matériaux dont la différence d'indice est élevée, le confinement est dit fort, c'est l'approche membrane. Chacune des deux méthodes de confinement présente des avantages et des inconvénients [Bogaerts *et al.* 01]. Le choix de l'approche du confinement vertical pour l'étude en champ proche optique est suggérée par l'extension verticale du mode guidé ; c'est l'approche membrane qui est choisie de préférence.

Dans les prochains paragraphes, nous nous intéressons à la polarisation du champ électrique pour de telles structures.

2.3.1.2 Polarisation des modes guidés

Notons que même dans le cas de cristaux photoniques bi-dimensionnels à hauteur finie, nous continuons de décomposer le champ électrique dans les deux polarisations vues auparavant. De plus, nous continuons à parler de polarisation TE et TM par abus de langage. En fait, nous devrions appeler ces polarisations les polarisations quasi-TE et quasi-TM [Johnson *et al.* 99] ; le cristal photonique constituant une structure tri-dimensionnelle sans invariance translationnelle, il n'est plus possible de séparer expérimentalement les deux polarisations.

Dans les prochains paragraphes, nous introduisons le cône de lumière pour les diagrammes de bande.

2.3.1.3 Cône de lumière

Pour prendre en compte le confinement vertical, le diagramme de bande d'un cristal bi-dimensionnel de hauteur infinie doit être modifié. La principale modification est l'apparition sur le diagramme de bande du cône de lumière (représenté en tiret sur la figure 2.9).

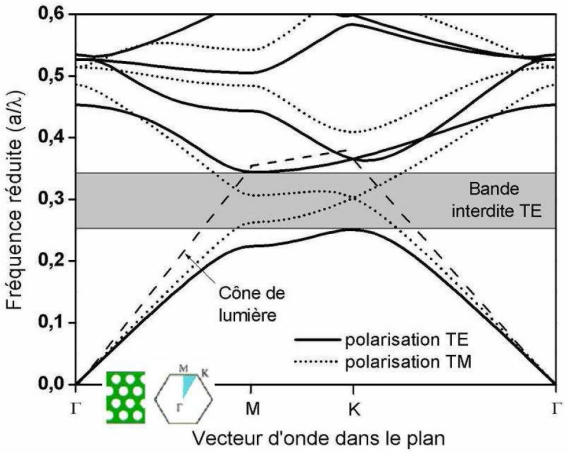

FIG. 2.9: *Structure de bandes pour un cristal bi-dimensionnel en géométrie guide d'onde. Le cristal est constitué d'un réseau triangulaire de trous d'air dans une matrice diélectrique ($\varepsilon = 12$) avec un facteur de remplissage en air de 0,63. λ est la longueur d'onde dans le vide et a le paramètre de maille du réseau. Le cône de lumière est indiqué en pointillés. [Zelsmann 03]*

Les modes situés sous le cône de lumière sont les modes guidés, donc confinés dans le guide d'onde ; tandis que les modes situés au-dessus du cône de lumière sont des modes à pertes, fortement localisés dans le guide d'onde mais possédant une composante radiative non nulle dans la direction verticale.

Dans les prochains paragraphes, nous introduisons le concept de mode de défaut.

2.3.2 Mode de défaut

Jusqu'à présent, nous avons considéré uniquement des cristaux photoniques où la maille élémentaire est répétée à l'infini. Nous nous intéressons maintenant à ce qui se produit si l'on omet certains trous dans le cristal photonique.

En physique du solide, lorsqu'on dope un semiconducteur, on fait apparaître des modes de défaut qui se manifestent au sein du diagramme de bandes par l'apparition de modes au sein de la bande interdite. Là où aucun électron ne pouvait exister, des modes sont désormais permis. L'analogie formelle qui existe entre les cristaux de la physique du solide et les structures à bande interdite photonique, nous permet de prévoir qu'un phénomène analogue va se produire pour les cristaux photoniques.

Tout d'abord, nous nous intéressons à des défauts ponctuels formant des microcavités, puis nous présentons des défauts "étendus" formant des guides.

2.3.2.1 Cavités à cristaux photoniques

Le défaut (un ou plusieurs trous omis dans le cristal photonique) doit permettre, dans certaines conditions, le confinement de la lumière dans la cavité. En effet, en utilisant la bande interdite photonique d'un cristal, la lumière reste piégée dans la cavité. Un cliché de microscopie électronique d'une microcavité formée par un trou manquant dans un cristal photonique bi-dimensionel de hauteur limitée est présenté en figure 2.10-a.

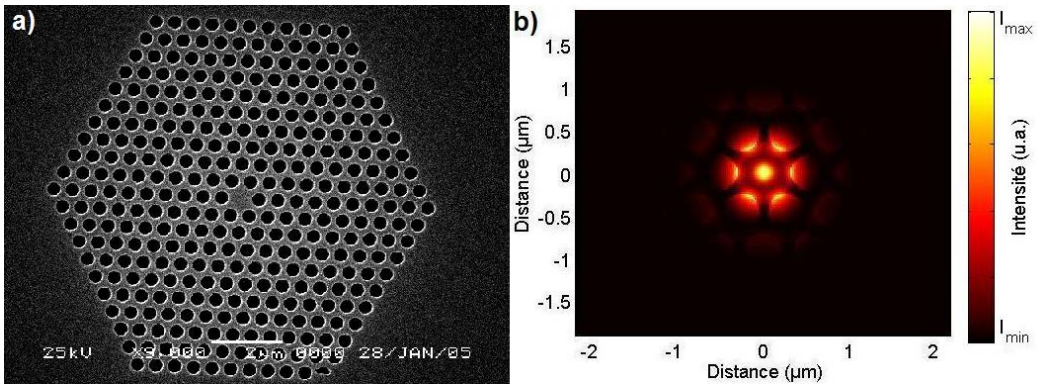

FIG. 2.10: *Exemple d'une cavité hexagonale dans un cristal photonique. La cavité de type H1 (a) possède un mode de cavité (b) dont la distribution de l'intensité du champ électrique présente une symétrie hexapolaire. Cette cavité a été réalisée au LEOM à Lyon.*

Une cavité à cristal photonique peut présenter un ou plusieurs modes de cavité ayant chacun un facteur de qualité $Q = \omega_0 \tau$ associé, où ω_0 est la pulsation du mode considéré et

τ le temps où les photons restent piégés dans la cavité. Plus le facteur de qualité du mode de la cavité est grand, plus les photons restent longtemps dans la cavité.

En utilisant la méthode des ondes planes, la distribution de l'intensité du champ électrique associée au mode propre de la cavité a été calculée (figure 2.10-b). Les premiers calculs réalisés sur de telles structures en 2D prévoyaient des facteurs de qualité théoriques plus importants que ceux obtenus expérimentalement. Les calculs, qui supposaient des cristaux infinis dans la troisième dimension et donc sans pertes par diffraction, ont dû être modifiés pour prendre en compte ces pertes.

Pour une cavité H1 telle que celle de la figure 2.10-a, le facteur de qualité est très faible environ 100 [Monat *et al.* 03]. Les modes confinés dans des cavités de petite taille ont des extensions spatiales relativement grandes, ce qui conduit en général à une diffraction importante sur les premiers trous en bord de cavité.

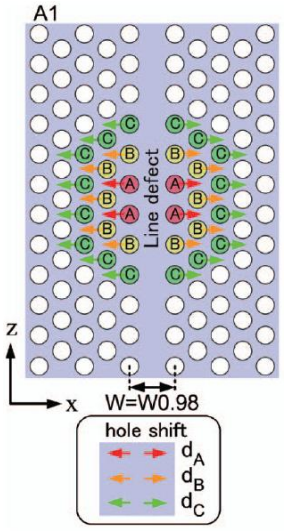

FIG. 2.11: *Exemple d'une cavité dont les paramètres géométriques ont été optimisés. La cavité est intégrée entre deux miroirs à cristal photonique séparés d'une distance W différente du double de la distance entre deux rangées de trous. De plus, différents trous du cristal photonique, indiqués par A,B ou C sont respectivement déplacés d'une distance d_A,d_B ou d_C. [Kuramochi et al. 06]*

Pour pouvoir obtenir des facteurs de qualité importants, il est alors nécessaire d'optimiser les paramètres géométriques des cavités afin de limiter les pertes. Un exemple d'une cavité adaptée est présentée en figure 2.11. Cette cavité a été utilisée en 2006 pour obtenir un facteur de qualité de l'ordre du million [Kuramochi *et al.* 06].

La première idée d'utilisation de ces cavités est le laser. En effet, il suffit en théorie d'insérer un matériau actif à l'intérieur de la cavité pour obtenir un microlaser [Painter *et al.* 99]. Notons qu'il existe une autre approche basée sur l'utilisation des bandes plates de la courbe de dispersion d'un cristal photonique parfait. Dans ce cas, la cavité est formée par l'ensemble du cristal. D'une part, les densités des modes optiques associées à de telles branches sont grandes. D'autre part, les bandes plates, souvent situées au centre de la zone de Brillouin, permettent d'avoir une émission quasi-verticale. Ce type de composant est appelé laser à mode de Bloch [Monat *et al.* 02], par opposition aux lasers à modes de défaut [Monat *et al.* 03].

Si au lieu de créer un défaut local, pour former une cavité résonante, une ligne de trou est omise au sein d'un cristal photonique, la lumière, ne pouvant se propager dans le cristal, est obligée de se propager le long de la ligne de défaut. On parle alors de guide à cristal photonique que nous allons voir dans les prochains paragraphes.

2.3.2.2 Guides à cristaux photoniques

Le guidage dans le cadre d'un cristal photonique est totalement différent de celui d'un guide optique classique. En effet, ce n'est pas la reflexion totale due à la différence d'indice de réfraction qui assure la guidage, mais l'existence d'une bande interdite photonique. On peut donc envisager de fabriquer des guides optiques présentant de fortes courbures [Chow *et al.* 01]. Un cliché de microscopie électronique d'un guide formé par une rangée de trous manquants dans un cristal photonique bi-dimensionnel est présenté en figure 2.12.

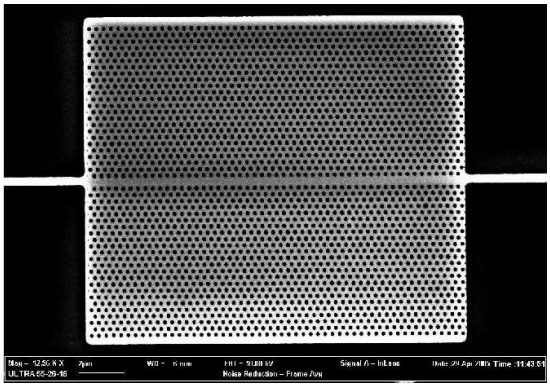

FIG. 2.12: *Exemple d'un guide à cristal photonique. Le guide, réalisé au laboratoire Sinaps du CEA de Grenoble est un guide W1.*

La principale limitation pour de telles structures provient de la difficulté d'adresser de tels guides. Si l'adressage du guide à cristal photonique se fait par un guide ruban, il faut alors utiliser un "taper" entre les deux guides réalisant une adaptation modale adiabatique [Talneau *et al.* 02].

Nous avons vu en quoi consistaient les cristaux photoniques à défaut et plus particulièrement leur but. Nous allons maintenant nous intéresser aux premières méthodes de caractérisation utilisées.

2.4 Méthodes de caractérisation en champ lointain

Les premières méthodes utilisées pour caractériser des structures à base de cristaux photoniques sont des méthodes basées sur la mesure du champ lointain de ces structures, i.e. seules les propriétés globales des structures sont étudiées. Dans les prochains paragraphes, nous allons voir deux exemples de méthodes de caractérisation possibles suivant le type de structure étudiée.

2.4.1 Mesures de la source interne

Cette approche, proposée par [Labilloy *et al.* 97], ne peut s'appliquer qu'à des structures actives, i.e. à des cristaux photoniques comprenant une source interne telle que boites, fils ou puits quantiques.

Dans un premier temps, la mesure de la source interne (dont un schéma de principe est visible en 2.13-a) a été utilisée pour caractériser en champ lointain des structures guidantes. En réalisant l'excitation du cristal photonique et la collection de la lumière réémise en utilisant le même objectif, il est possible de caractériser des microcavités insérées dans des cristaux photoniques bi-dimensionnels [Lee *et al.* 99].

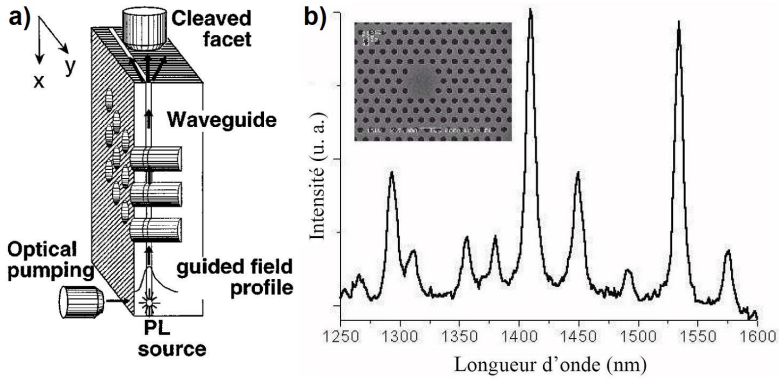

FIG. 2.13: *Mesure de la source interne. En utilisant le principe de la mesure (a) réalisée par [Labilloy et al. 97], il est possible de réaliser un spectre de photoluminescence (b) d'une microcavité à cristal photonique [Monat et al. 03]. Le spot d'excitation est focalisé à l'intérieur de la cavité, dont un cliché de microscopie électronique est visible en insert.*

Le faisceau émis par une diode laser d'excitation est focalisé à l'intérieur de la cavité à l'aide d'un objectif de microscope. La lumière générée par la photoluminescence est couplée aux modes optiques de la structure. La lumière rayonnée en champ lointain est ensuite collectée puis analysée par un monochromateur. On obtient alors un spectre qui correspond au spectre des modes de la cavité modulé par le spectre de la couche active seule, dont un exemple sur une microcavité inscrite dans un cristal bi-dimensionel est présenté sur la figure 2.13-b. Plusieurs pics spectralement bien séparés sont visibles. Chacun de ces pics correspond à un mode confiné avec un facteur de qualité $Q = \lambda_r/\Delta\lambda$ qui peut être calculé via la largeur du pic $\Delta\lambda$ et la longueur d'onde de résonance du pic λ_r.

Si la structure est non active, la méthode de caractérisation que nous venons de voir ne peut s'appliquer. Nous allons donc nous intéresser à une autre méthode de caractérisation pouvant s'appliquer à certaines structures passives.

2.4.2 Spectre en transmission

En utilisant un montage expérimental similaire à celui décrit en figure 2.14-a, il est possible d'obtenir un spectre de transmission d'un composant à cristal photonique intégré sur guide d'onde.

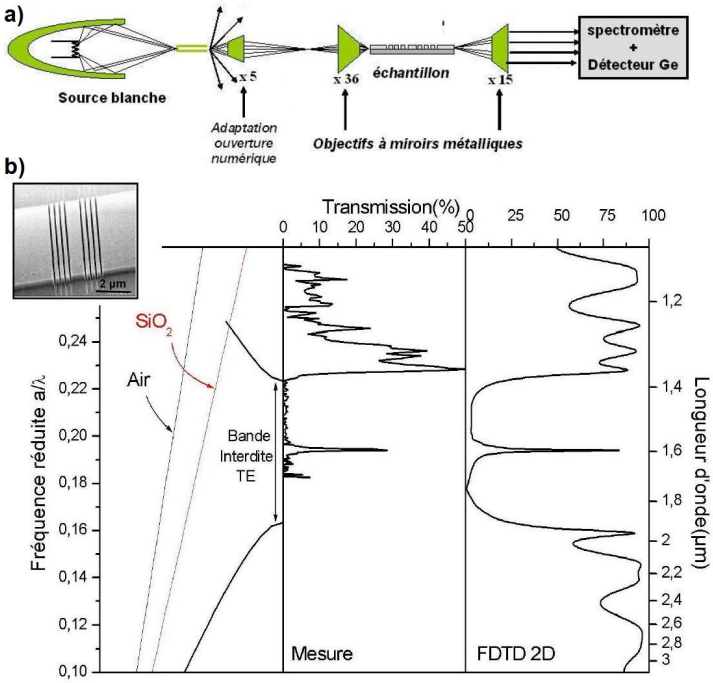

FIG. 2.14: *Etude en transmission d'un cristal photonique 1D sur membrane reportée. Une lumière blanche est injectée en entrée des guides d'onde (a). Une comparaison entre les résultats expérimentaux et théoriques est conduite (b). Au diagramme de bande de la cavité, calculé par la méthode des ondes planes en polarisation TE (à gauche) est associé un spectre de transmission calculé par la FDTD 2D (à droite). Le spectre obtenu expérimentalement est visible au milieu. [Cluzel 05]*

L'idée est d'éclairer l'échantillon et de collecter la lumière transmise. Un monochromateur permet d'obtenir un spectre de transmission [Zelsmann *et al.* 02]. Un exemple est présenté sur la figure 2.14-b.

L'échantillon consiste en une microcavité insérée dans un cristal photonique unidimensionel formé en gravant des tranchées d'air dans un guide ruban. La cavité est formée par deux miroirs de Bragg séparés d'une distance fixée correspondant à la longueur de la cavité (voir l'insert de la figure 2.14).

Le diagramme de bande (à gauche sur la figure 2.14) prévoit l'apparition d'une bande interdite photonique entre 1,4 et 1,9μm. Après avoir injecté une source blanche en entrée du guide ruban, un spectre expérimental de transmission (au milieu de la figure 2.14) est obtenu en recueillant la lumière transmise à travers la structure et en l'analysant par un monochromateur. On peut observer que la transmission entre 1,4μm et la limite de détection expérimentale (imposée par le détecteur germanium, située vers 1,7μm) est très faible : c'est la bande interdite photonique.

Au centre de cette bande interdite photonique, un pic isolé correspond au mode de défaut. Le spectre calculé (à droite sur la figure 2.14) présente un bon accord avec le spectre expérimental. La principale différence est la transmission pour la longueur d'onde du mode de défaut ; cette différence s'explique par les pertes non prises en compte dans le calcul FDTD bi-dimensionnel qui est fait.

Un spectre de transmission permet de situer les bandes interdites et les modes de défaut, donc de remonter indirectement au diagramme de bande d'une structure.

2.5 Conclusion

Dans ce chapitre, nous avons défini les cristaux photoniques et quelques unes de leurs propriétés.

Nous nous sommes particulièrement intéressés à une des méthodes de simulation numérique des champs électromagnétiques dans le cristal photonique, à savoir la méthode des ondes planes. Même si l'intérêt principal de cette méthode est de pouvoir calculer les modes propres et valeurs propres afin de tracer les diagrammes de bande et les courbes de dispersion, cette méthode permet aussi de décomposer dans des bases adaptées à tout cristal photonique les distributions de champ au sein de ces mêmes structures.

Nous avons pu voir que, même si une des propriétés la plus exploitée des cristaux photoniques est la bande interdite photonique, il en existe beaucoup d'autres basées sur le contrôle de la dispersion, telle que l'effet superprisme, l'ultraréfraction et la réfraction négative.

La présentation des cristaux photoniques qui a été faite ne s'est pas limitée uniquement aux cas de cristaux photoniques parfaits, mais une présentation des cristaux photoniques à défaut, de leurs propriétés, de leurs applications et des méthodes de caractérisation a été conduite.

Dans ce chapitre, les méthodes de caractérisation présentées ont été volontairement limitées à des méthodes en champ lointain. Ces méthodes de caractérisation ne permettent que d'avoir des informations globales sur les composants à cristal photonique ; il est très difficile d'avoir accès à des informations sur les mécanismes physiques mis en jeu, notamment sur la distribution des champs électromagnétiques. Un moyen expérimental possible pour la connaître est le champ proche optique.

Nous allons donc voir, dans le prochain chapitre, les différents apports de la microscopie en champ proche optique à la compréhension de la physique des cristaux photoniques.

Chapitre 3

Les cristaux photoniques en microscopie de champ proche optique

Depuis quelques années, l'étude des cristaux photoniques en microscopie de champ proche optique n'a pas cessé de se développer. Cette expansion est principalement liée à la possibilité de cartographier en champ proche optique dans l'espace direct la distribution des champs électromagnétiques au voisinage proche d'un composant à cristal photonique. En effet, les méthodes de caractérisation, que nous avons présentées au chapitre précédent, se limitent à une étude dans l'espace réciproque (détermination d'un diagramme de bande ou de la position des modes de défaut) et ne permettent pas d'étudier entièrement la physique des cristaux photoniques.

Les premiers travaux expérimentaux réalisés en champ proche optique l'ont été sur des cristaux photoniques fonctionnant dans le visible [Phillips *et al.* 99], [Mulin *et al.* 00]. Dès 2002, des cristaux photoniques fonctionnant dans le proche infra-rouge ont été étudiés [Bozhevolnyi *et al.* 02], [Gérard *et al.* 02]. Tout au long de ce travail de thèse, des publications concernant l'étude des cristaux photoniques en champ proche optique n'ont cessé de paraître.

Dans ce chapitre, nous présentons donc certains de ces travaux se trouvant en rapport direct avec le sujet de cette thèse, tout en essayant de mettre en avant les difficultés expérimentales pouvant être rencontrées.

Nous commencons par présenter des travaux expérimentaux permettant de connaître la distribution des champs électromagnétiques au sein de cristaux photoniques bi-dimensionels. Ensuite nous nous intéressons à divers phénomènes de couplages rencontrés en microscopie de champ proche optique en mode collection, en se focalisant, d'une part sur le couplage entre différents modes et d'autre part sur le couplage des modes dans la sonde locale.

3.1 Visualisation de la distribution du champ électromagnétique

Dans le cas d'un microscope à sonde avec ouverture, la distribution du champ électromagnétique, et plus particulièrement celle de l'intensité du champ électrique, peut être obtenue dans l'espace direct en imageant le signal recueilli en champ proche optique en fonction de la position de la sonde. Nous commencons par présenter une des premières expériences permettant la visualisation de l'effet d'une bande interdite photonique. Nous montrons, ensuite, qu'il est possible d'utiliser la sonde du microscope comme un détecteur local pour effectuer des mesures spectroscopiques.

3.1.1 Visualisation d'une bande interdite photonique

Les différents travaux réalisés par D. Gérard [Gérard *et al.* 02] [Gérard 04] sont particulièrement intéressants pour plusieurs raisons. D'une part, son article est un des premiers visualisant la répartition de la lumière au sein d'un cristal photonique ; d'autre part, des structures similaires ont été étudiées dans ce travail.

Le cristal photonique est gravé dans une membrane d'InP, suspendue dans l'air qui ne possède qu'un mode TE (deux composantes de champ électrique orthogonales à l'axe des trous) à 1,55μm, possédant un puit quantique en son milieu. Seuls les bords de la membrane reposent sur le substrat (voir la figure 3.1). La structure est une microcavité en anneaux formée par l'omission de certains trous d'un cristal photonique bi-dimensionnel (de maille

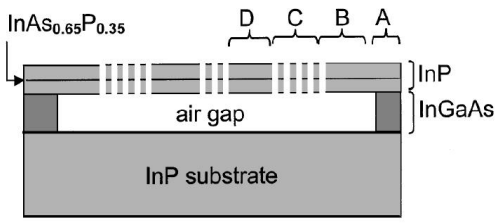

FIG. 3.1: *Schéma de la coupe du cristal photonique étudié. La structure gravée dans une couche d'InP est entourée d'air. [Gérard et al. 02]*

hexagonale). Les paramètres du réseau sont choisis de façon à avoir une bande interdite photonique large entre 1250 et 1750nm. Une image topographique est visible sur la partie gauche de la figure 3.2. Cette structure présente quelques irrégularités. Un trou n'a pas été gravé (voir la partie encadrée de l'image topographique) et une ligne de trou est décalée par rapport à son emplacement théorique (voir la flèche sur l'image topographique).

Une diode laser émettant dans le visible (à 632,8nm) est focalisée sur l'ensemble de la structure afin d'exciter le puit quantique. En utilisant un filtre interférométrique centré à 1500nm, le signal recueilli par la sonde est proportionnel au champ dans le composant généré par l'émission du puit quantique.

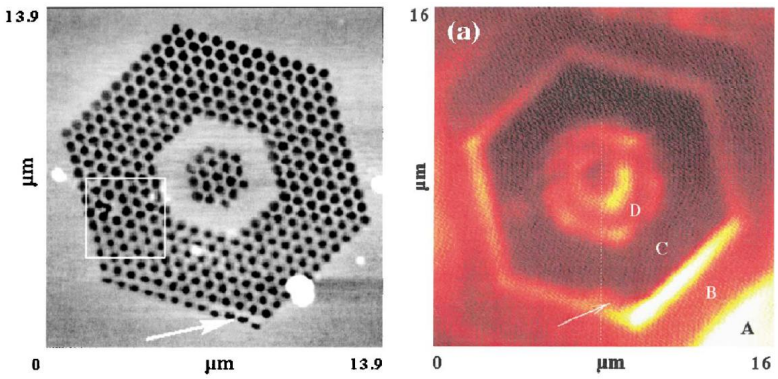

FIG. 3.2: *Images obtenues en microscopie de champ proche optique. Lors d'une mesure, deux types d'images sont obtenus : une image topographique (à gauche pour un balayage de* $13,9 \times 13,9\mu m^2$*) et une image optique (à droite pour un balayage de* $16 \times 16\mu m^2$*). [Gérard et al. 02]*

Sur l'image optique (voir la partie droite de la figure 3.2), plusieurs observations peuvent être faites. Tout d'abord, l'intensité du signal recueilli dans le cristal photonique parfait (zone C) est très faible, ceci est dû à la présence de la bande interdite photonique. Une autre indication en faveur de la présence de cette bande interdite photonique est l'augmentation de l'intensité du signal recueilli au niveau des premières rangées de trous (interface entre les zones B et C). En effet, les premières rangées de trous vont produire des pertes par diffraction que la sonde va pouvoir recuillir.

Il apparaît, aussi, que le signal au niveau de la cavité (zone D) présente une organisation avec des minima et des maxima. Enfin, si on considère l'endroit du trou non gravé, on peut

s'apercevoir que le signal recueilli par la sonde est plus important à cet endroit que n'importe où ailleurs dans le cristal photonique ; en fait, ce trou manquant va agir comme une deuxième cavité où la lumière va pouvoir être diffractée par les trous l'entourant.

Sur l'image optique, il y a encore un phénomène intéressant, mais cette fois, l'information porte sur le confinement vertical du champ électromagnétique. Dans la zone B, la couche d'InP, entourée d'air, va guider l'émission du puit quantique ; tandis que dans la zone A, la couche d'InP qui est entourée d'air (au-dessus) et d'InGaAs (au-dessous) ne va plus guider l'émission du puit quantique. La sonde de champ proche optique va donc pouvoir recueillir plus de signal puisque celui-ci va avoir une composante radiative non nulle.

Dans cette expérience, la microscopie de champ proche optique a été utilisée, d'une part pour visualiser la présence d'une bande interdite photonique dans le cristal photonique et d'autre part pour imager localement les pertes par diffraction hors plan des premières rangées de trous. Nous allons maintenant voir que, sur des structures relativement similaires, il est possible d'obtenir une réponse spectrale localisée dans l'espace.

3.1.2 Etude de l'organisation de la lumière dans le domaine spectral

Un autre intérêt du champ proche optique a été mis en avant pour l'étude des cristaux photoniques par N. Louvion [Louvion *et al.* 05]. Dans ce travail, le cristal photonique est gravé dans une membrane d'InP, reportée sur silice et monomode à 1,55μm, possèdant quatre puits quantiques en son milieu. La structure est formée par un cristal photonique bidimensionel en maille hexagonale où 7 trous sont omis, formant ainsi une cavité multimode de type H2 (voir la figure 3.3-a).

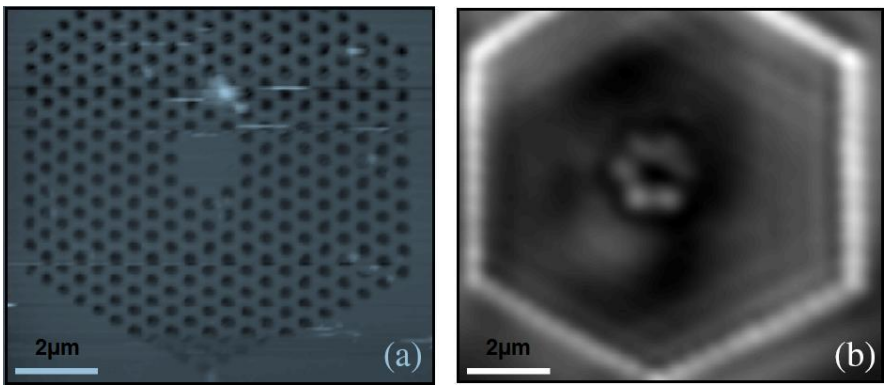

FIG. 3.3: *Images obtenues en microscopie de champ proche optique. A l'image topographique (a), une image optique obtenue à 1496nm est associée (b). [Louvion et al. 05]*

Les paramètres du cristal photonique sont calculés pour avoir plusieurs modes de défaut localisés dans la cavité pour des longueurs d'onde allant de 1300 à 1600nm. Un exemple de mode de cavité est visible sur la figure 3.3-b ; il y apparaît une organisation de la lumière au niveau de la cavité. Au centre de la cavité le signal est minimal, tandis qu'il est maximal au milieu des côtés de la cavité. La sonde a été positionnée à différents endroits de la cavité judicieusement choisis afin de réaliser des spectres locaux de la structure traduisant les propriétés des différents modes de cavité (positions des minima et des maxima de champ).

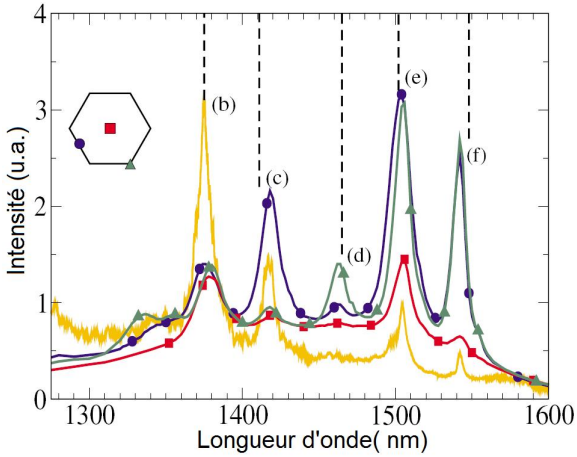

FIG. 3.4: *Spectre de photoluminescence. La ligne sans symbole correspond à un spectre obtenu en champ lointain, tandis que les lignes avec symbole correspondent à des spectres obtenus en champ proche pour différentes positions de la sonde (voir l'insert). Les lignes verticales en pointillés correspondent aux longueurs d'ondes des modes calculées en FDTD 3D. [Louvion et al. 05]*

La figure 3.4 présente des spectres obtenus en champ proche pour différentes positions de la sonde au sein de la cavité ainsi qu'un spectre de référence obtenu en champ lointain. On peut remarquer que sur le spectre en champ lointain, certains des pics mesurés en champ proche sont absents. Notons que pour le spectre réalisé au centre de la cavité, les pics sont moins visibles que pour les autres spectres. Le pic (c) est le plus visible sur le spectre réalisé au milieu d'un côté de la cavité, tandis que les pic (e) et (f) sont visibles sur les spectres réalisés dans le coin et au milieu d'un côté de la cavité. D'une manière général, la distribution de champ du mode de cavité impose la visibilité du pic en fonction de l'endroit où est réalisé le spectre. La sonde, qui est utilisée comme un détecteur local, permet de situer les maxima des modes.

Nous venons de voir que la microscopie en champ proche optique peut être utilisée pour obtenir des informations localisées à la fois dans le domaine spectral et dans le domaine spatial, ce qui constitue en soit, un net progrès par rapport aux méthodes de caractérisation en champ lointain. Cependant, un premier problème expérimental est visible sur les images optiques (figure 3.5)

En regardant de plus près les images optiques des différents modes, il s'avère que ces images ressemblent aux distributions de l'intensité du champ électrique, tout en présentant une localisation de la lumière bien moins importante que le calcul théorique ne le prévoit. L'explication mise en avant par les auteurs est basée sur la zone de collection de la sonde. Pour prendre en compte cette zone de collection (non infiniment locale), les distributions des intensités du champ électrique sont convoluées par des gaussiennes de largeur à mi-hauteur fixée, où la largeur de la gaussienne est proportionnelle à la zone de collection de la sonde.

Sur la figure 3.5, il s'avère que les résultats expérimentaux et les calculs théoriques convolués sont en bon accord. Nous venons de voir, que pour une expérience de champ proche optique en mode collection, il faut prendre en compte la taille de la zone de collection de la sonde.

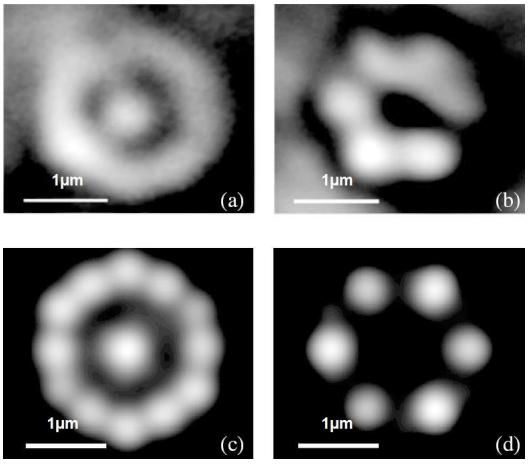

FIG. 3.5: *Influence de la zone de collection de la sonde locale. Des images optiques expérimentales obtenues à 1448 nm (a) et 1496 nm (b) sont comparées à des simulations de la distribution de l'intensité du champ électrique convoluée par une gaussienne de déviation standard 125nm, à 1448 nm (c) et 1496 nm (d). [Louvion et al. 05]*

Dans les prochains paragraphes, nous présentons certains phénomènes de couplage (soit un couplage entre des modes orthogonaux en théorie, soit un couplage induit par la sonde) pouvant se produire lors d'expériences de microscopie de champ proche optique.

3.2 Les différents couplages de modes en microscopie de champ proche optique

Pour présenter les différents couplages de modes pouvant être rencontrés en microscopie de champ proche en mode collection, nous nous intéressons, ici, uniquement à des guides à cristal photonique. Ces guides, tout comme les guides rubans, peuvent être monomodes ou multimodes. Tout d'abord, nous nous intéressons aux défauts (rugosités, trous elliptiques,...) des structures permettant de coupler des modes de parités opposées. Ensuite, nous montrons que même dans une structure sans défaut, il est possible de permettre ce couplage par la sonde de champ proche optique. Enfin, nous nous focalisons sur le couplage des différentes fréquences spatiales dans la sonde.

3.2.1 Couplage entre mode de parités opposées

Considérons un guide ruban bimodal. Les deux modes se propageant à l'intérieur sont de parités différentes. En théorie, il est impossible de les coupler. Cependant, dans la pratique cela devient possible. Par exemple, dans le travail de B. Cluzel [Cluzel *et al.* 04], un guide à cristal photonique, fabriqué sur un substrat en SOI, est inséré entre deux guides rubans. Le guide à cristal photonique (formé par un arrangement hexagonal de trous d'air) a été fabriqué pour avoir un mode pair se propageant entre 1300 et 1650nm. Cependant, un mode impair peut se propager entre 1450 et 1550nm.

La figure 3.6 présente deux images obtenues en microscopie de champ proche en même

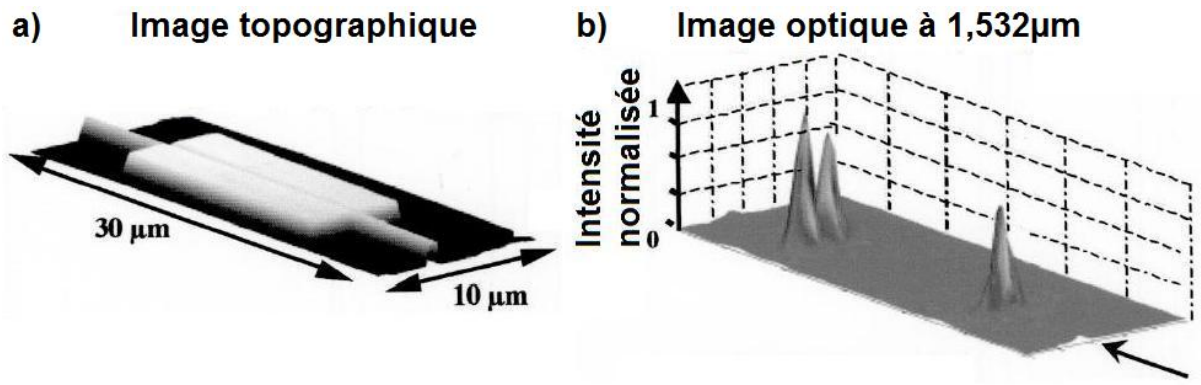

FIG. 3.6: *Images obtenues en microscopie de champ proche optique. A l'image topographique (a), une image optique (b) obtenue à 1532nm est associée. La flèche indique le sens de propagation de la lumière dans le guide. [Cluzel et al. 04]*

temps. L'image de droite est l'image optique obtenue à 1532nm, i.e. dans le cas où il y a propagation du mode pair et du mode impair, tandis que l'image de gauche présente la topographie de l'échantillon, ce qui permet donc de se situer.

Sur l'image optique deux zones se dégagent clairement, ce sont les interfaces entre le cristal photonique et les guides rubans. Comme le passage du guide à cristal photonique au guide ruban n'est pas adiabatique, il y a de forte pertes qui se voient clairement en champ proche. La visualisation de l'organisation de ces pertes est importante.

D'une part en entrée du guide à cristal photonique, il n'y a qu'un seul maximum, i.e. c'est bien le mode fondamental du guide ruban qui est injecté dans le guide à cristal photonique ; c'est donc essentiellement le mode pair qui est excité en entrée.

D'autre part, en sortie du guide à cristal photonique, il y a surtout deux maxima, i.e. en sortie du guide c'est le mode impair qui existe. En cours de propagation, le mode pair a donc pu exciter le mode impair ; cette excitation a pu être permise par les défauts de la structure. Même si en théorie, ce couplage entre des modes de parités opposées est interdit, l'expérience le permet grâce aux défauts de la structure.

Nous venons de voir l'influence des défauts de structure qui permettent le couplage entre des modes de parités opposées. Nous montrons, plus tard (chapitre 5), que ces défauts permettent aussi la levée de dégénérescence des modes dans des cavités à cristal photonique. Nous nous intéressons maintenant à un autre phénomène physique produisant un résultat similaire à celui-ci.

3.2.2 Couplage de modes dans la sonde

Comme cela a été montré, il est possible de coupler des modes de parités opposées grâce à des défauts dans les structures étudiées. Cependant en microscopie optique de champ proche en mode collection, il existe une autre façon de coupler deux modes de parités opposées. Cette deuxième façon est liée aux conditions expérimentales de la mesure.

Considérons un guide ruban parfait (i.e. sans défauts, sans rugosité) bi-modal. Les deux modes se propageant dans le guide ne peuvent donc pas interagir entre eux. Nous allons reproduire une expérience similaire à celle présentée dans la dernière partie du premier

chapitre.

Dans le cas d'un guide multimode, le signal que la sonde de champ proche capte est différent du cas du guide monomode. Chacun des modes du guide se couple avec le mode fondamental de la fibre. Le champ guidé dans la fibre est la somme de ces deux contributions qui s'ajoutent en phase. Cette sommation des deux modes fait apparaître une structure en "zig-zag", comme illustré sur la figure 3.7-c.

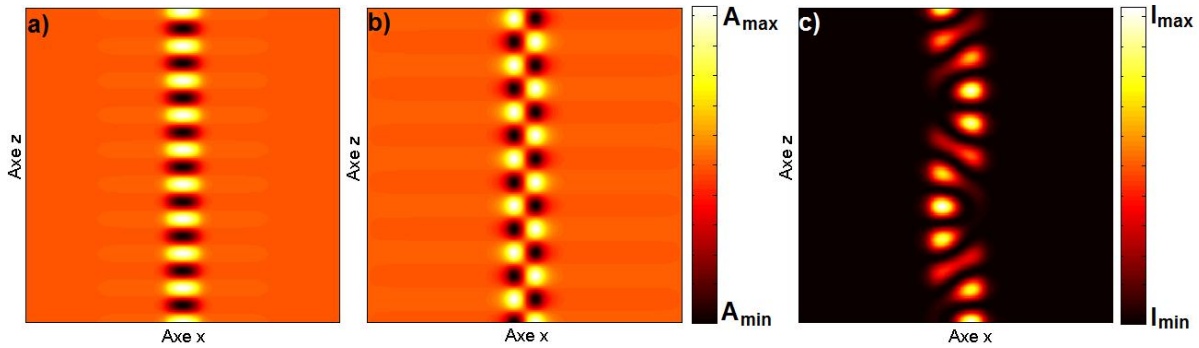

FIG. 3.7: *Visualisation de la distribution du champ électrique dans un guide ruban. L'amplitude du champ électrique pour le mode fondamental (a) et pour le mode d'ordre 1 (b) permettent de calculer l'intensité du signal collecté par une sonde de champ proche pour un guide bimodal (c).*

Dans le cas d'un guide à cristal photonique [Abashin *et al.* 06], le même raisonnement peut être tenu. Le guide à cristal photonique étudié présentant lui aussi un régime bimodal, un exemple du signal obtenu est présenté en figure 3.8. Notons que le signal de phase est largement torturé. On peut voir que l'amplitude du signal présente une évolution similaire à celle présentée précédemment. Par ailleurs, les auteurs de l'article proposent eux aussi d'expliquer la formation du signal par une sommation en amplitude et en phase entre les différents modes présents dans la structure.

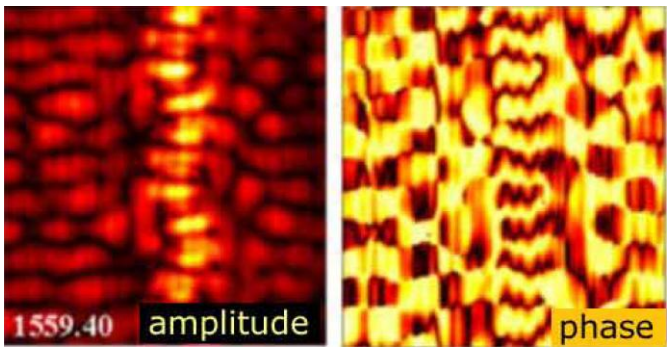

FIG. 3.8: *Images optiques obtenues à 1559,40nm en microscopie de champ proche hétérodyne. La mesure permet d'obtenir l'amplitude du signal (à gauche) et sa phase (à droite). [Abashin et al. 06]*

D'un point de vue général, il est important de prendre en compte l'influence de la sonde. Nous avons montré que la sonde permet le couplage entre des modes qui sont orthogonaux

dans une structure. Il est donc important d'accorder une attention particulière au couplage dans la sonde dans l'espace direct. Comme nous allons le voir dans les prochains paragraphes, le couplage dans la sonde des différentes fréquences spatiales n'est pas à négliger lui aussi.

3.2.3 Couplage dans l'espace réciproque d'un mode dans la sonde

Nous allons maintenant considérer un guide à cristal photonique monomode étudié en champ proche optique. Nous allons nous servir d'un travail de 2002 [Bozhevolnyi *et al.* 02]. Le cristal photonique étudié est un cristal à maille hexagonale dont le paramètre de maille est de 410nm. Comme dans le cas d'un cristal photonique parfait, la distribution des champs électromagnétiques le long de l'axe du guide à cristal photonique peut se développer en mode de Bloch. En faisant une étude en champ proche optique, on peut donc s'attendre à recueillir un signal présentant une périodicité égale à celle du cristal. Comme le montre la figure 3.9, les périodicités présentes sont plutôt de l'ordre de 1μm.

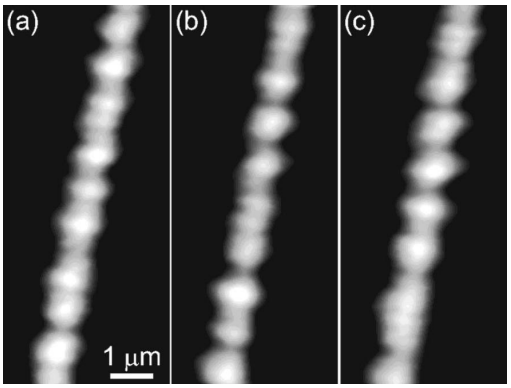

FIG. 3.9: *Images optiques obtenues à différentes longueurs d'ondes pour un guide à cristal photonique de paramètre de maille de 410nm, à 1520nm (a), à 1550nm (b) et à 1570nm (c). [Bozhevolnyi et al. 02]*

Pour expliquer la différence entre les périodes attendues et obtenues, nous nous intéressons au couplage dans la sonde des différentes composantes du mode de Bloch. Nous supposons que le cristal est formé dans le plan Oxy, l'axe du guide étant l'axe x. Le champ électrique $E(x, y, z)$ du mode se propageant dans le guide peut donc se développer sous la forme :

$$E(x, y, z) = \sum_{m=-\infty}^{\infty} u_m(y, z) e^{i\left(\frac{2\pi}{a}m + k_x\right)x} \tag{3.1}$$

où a est la période du cristal, k_x la composante du vecteur d'onde selon l'axe x, u_m les composantes du mode de Bloch avec comme variables spatiales y et z. En prenant en compte la longueur finie du guide, le mode guidé par le cristal va être en partie réfléchi. En supposant que seule la première réflexion est à prendre en compte, le champ électrique total $E_T(x, y, z,)$ (composé du mode se proprageant et du mode se contre-propageant) peut se mettre sous la forme :

$$E_T(x, y, z) = \sum_{m=-\infty}^{\infty} u_m(y, z) e^{i\left(\frac{2\pi}{a}m + k_x\right)x} + r \sum_{m=-\infty}^{\infty} u_m(y, z) e^{i\left(\frac{2\pi}{a}m - k_x\right)x} \tag{3.2}$$

où r est le coefficient de réflexion en amplitude du mode guidé. En considérant que la sonde de champ proche recueille le champ électrique localement, et en ne considérant que l'axe du guide (en $y = 0$) à une certaine altitude z, l'intensité $I_d(x, 0, z)$ du champ électrique détectée par la sonde peut se mettre sous la forme :

$$I_d(x,0,z) = \left| \sum_{m=-\infty}^{\infty} h\left(\frac{2\pi}{a}m + k_x\right) u_m(0,z) \left(e^{i(\frac{2\pi}{a}m+k_x)x} + re^{-i(\frac{2\pi}{a}m+k_x)x}\right) \right|^2 \tag{3.3}$$

où $h(k)$ représente l'efficacité de détection de la composante du champ électrique de vecteur d'onde k selon l'axe x. En se limitant aux termes centraux de l'équation 3.3, le signal détecté par la sonde peut se mettre sous la forme :

$$I_d(x,0,z) = \left\{ \begin{array}{c} \gamma_0 + \gamma_1 \cos\left(\frac{2\pi}{a}x\right) + \gamma_2 \cos\left(\frac{4\pi}{a}x\right) + \gamma_3 \cos\left(2k_x x\right) \\ +\gamma_4 \cos\left(2k_x - \frac{2\pi}{a}\right) x + \gamma_5 \cos\left(2k_x + \frac{2\pi}{a}\right) x \\ +\gamma_6 \cos\left(2k_x - \frac{4\pi}{a}\right) x + \gamma_7 \cos\left(2k_x + \frac{4\pi}{a}\right) x \end{array} \right\} \tag{3.4}$$

où les coefficients γ_i sont les amplitudes des différentes fréquences du signal. Ces coefficients dépendent des amplitudes des différentes composantes du mode de Bloch, du coefficient de réflexion en sortie de guide et du taux de couplage de la fréquence spatiale associée au vecteur d'onde dans la sonde. Il s'avère donc que le signal collecté par la sonde est beaucoup plus complexe que le mode de Bloch qui se propage dans le guide et que l'étude de ce signal ne peut se limiter à une étude dans l'espace direct. Il faut aussi étudier ce signal dans l'espace réciproque (voir la figure 3.10 qui correspond à la transformée de Fourier du signal le long de l'axe du guide à 1520nm).

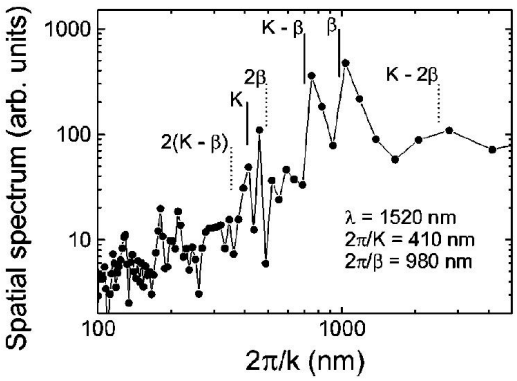

FIG. 3.10: *Spectre des différentes fréquences présents au milieu du guide à 1520nm. β est la constante de propagation du mode dans le guide et $K = 2\pi/a$. [Bozhevolnyi et al. 02]*

Il apparaît que même si le signal détecté ne présente pas clairement la période attendue dans l'espace direct, cette période est bien visible dans l'espace réciproque. Avec ce qui vient d'être présenté, il est possible d'expliquer pourquoi le signal optique le long du guide présente une modulation de l'ordre du micron tandis que la période du cristal est seulement de 410nm.

3.3 Conclusion

Dans ce chapitre, nous avons vu le principal intérêt de la microscopie en champ proche optique, à savoir étudier le voisinage proche de composants à cristal photonique. Nous avons vu que l'intérêt de cette microscopie est d'obtenir une information à la fois localisée dans l'espace mais aussi dans le domaine des longueurs d'onde, fournissant ainsi une spectroscopie locale.

Par ailleurs, nous avons essayé de présenter les principaux problèmes expérimentaux pouvant être rencontrés. Nous avons pu voir que les images optiques obtenues peuvent présenter certains artefacts liés à la nature même de la sonde (par exemple, la sonde permet des sommations interdites au sein des structures).

De plus, il s'avère que la zone de collection de la sonde n'est jamais infiniment localisée, une des possiblités mise en avant pour essayer de prendre en compte cette taille finie est de convoluer les distributions de champs électromagnétiques théoriques par des gaussiennes. L'importance de la forme géométrique de la zone de collection n'a pas été abordée mais est tout aussi primordiale. Par exemple, si la zone de collection d'une sonde ne présente pas un symétrie de révolution correcte, mais une forme elliptique, les images optiques seront déformées suivant les deux axes de l'ellipse.

Enfin, nous avons vu que la microscopie en champ proche optique permet une visualisation directe des défauts des structures.

Dans le prochain chapitre, nous allons présenter les différents montages expérimentaux que nous avons utilisés ainsi que les caractéristiques générales des structures que nous avons étudiées.

Chapitre 4

Les techniques expérimentales utilisées

Comme nous l'avons vu dans le premier chapitre, les configurations expérimentales de microscopie en champ proche optique sont nombreuses, aussi dans ce chapitre nous présentons le microscope utilisé dans le cadre de cette thèse.

Si les premières expériences de microscopie en champ proche optique ont été réalisées sans avoir d'asservissement permettant d'acquérir la topographie de l'échantillon ; le besoin s'en est vite fait sentir. Nous décrivons le fonctionnement du microscope en champ proche optique, en commençant par l'asservissement utilisé qui est un élément clé du microscope. Ensuite, nous nous intéressons aux montages optiques et aux principales caractéristiques des composants à cristal photonique étudiés.

4.1 Microscope en champ proche optique sous asservissement shear-force

Les principes de la microscopie en champ proche optique ayant déjà été présentés, il est utile de préciser que le microscope utilisé est un microscope à sonde à ouverture fonctionnant en mode collection. Tout d'abord, nous expliquons le mode de balayage de la sonde locale. Après avoir présenté l'intérêt puis le principe de l'asservissement du microscope, nous décrivons le montage expérimental.

4.1.1 Intérêts d'une régulation

Le but d'un système de régulation de la distance entre la sonde et l'échantillon est d'éviter un contact entre la sonde et l'objet en cours de balayage pouvant engendrer une détérioration de la sonde, voire de l'échantillon lui-même.

Certains auteurs ont proposé d'utiliser un balayage à hauteur constante, i.e. la pointe se déplace à une certaine hauteur au-dessus du plan moyen de la surface (voir la figure 4.1). Ce mode qui semble simple à mettre en place présente certains désavantages. En effet, dans ce mode de fonctionnement, il suffit d'un léger angle entre la normale à l'échantillon et la sonde pour fausser l'interprétation des images obtenues ; de plus les structures présentant de fortes variations de hauteur (comme un guide d'onde, par exemple) ne peuvent être étudiées simplement avec cette configuration.

En régulant la distance entre la sonde et l'échantillon, il est possible d'obtenir en plus de l'image optique une image de la topographie de l'échantillon permettant de savoir exactement où la sonde se trouve (deuxième intérêt d'un système de régulation). Cependant on peut s'apercevoir tout de suite d'une difficulté expérimentale impliquée par cette régulation.

Considérons un cristal photonique bi-dimensionnel (trous d'air dans un matériau homogène) à hauteur limitée. En se plaçant à une longueur d'onde, où la propagation des ondes électromagnétiques dans le cristal est permise, et où les maxima d'intensité du champ électrique sont localisés dans les trous d'air, on obtient, avec un système de régulation fonctionnant à distance constante, une amplification supplémentaire du signal optique détecté due à la pénétration de la sonde dans les trous. En toute rigueur, il faudrait alors comparer les résultats expérimentaux avec des distributions des champs électromagnétiques prenant en compte le mouvement de la sonde.

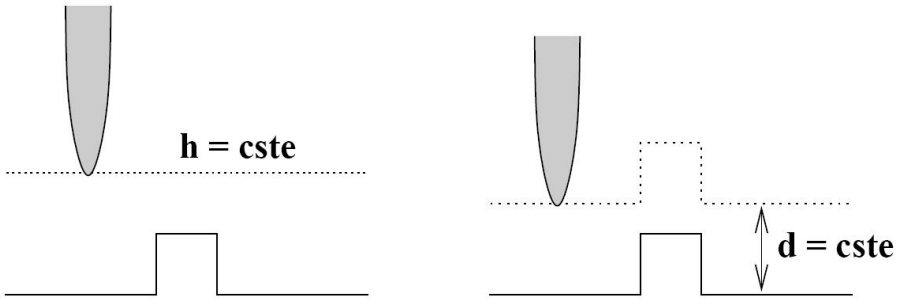

FIG. 4.1: *Comparaison entre les modes de régulation à hauteur constante (à gauche) et à distance constante (à droite). En mode à hauteur constante, la sonde se déplace à une distance fixée du plan moyen de l'échantillon ; en mode à distance constante, la sonde suit la topographie de la surface de l'échantillon.*

4.1.2 Principe de la régulation shear-force

Le système de régulation a été réalisé par L. Berguigua [Berguiga 01] et repose sur la détection des forces de cisaillement[1]. Les forces de cisaillement sont des forces qui s'exercent entre une surface et une pointe vibrant parallèlement à cette surface (voir la figure 4.2). Le principe de l'asservissement est relativement simple.

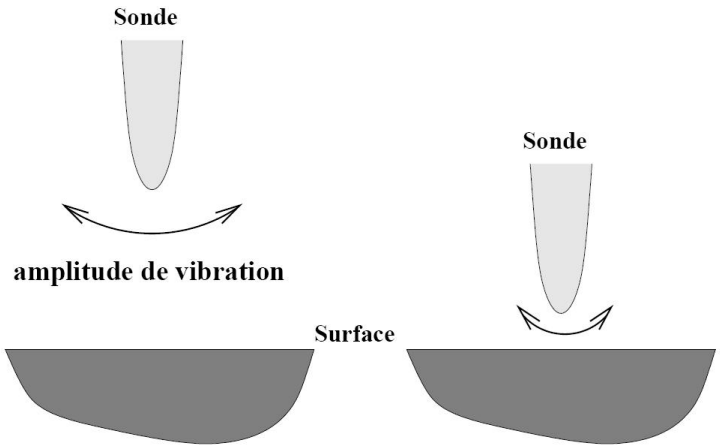

FIG. 4.2: *Principe de la régulation shear-force. La sonde est loin de la surface, son amplitude de vibration est maximale. La sonde se rapproche de la surface, son amplitude de vibration diminue.*

Prenons une fibre optique utilisée comme sonde. Loin de l'échantillon, la sonde est mise en oscillation à la fréquence de vibration d'un de ses modes propres mécaniques. La sonde possède une amplitude de vibration de l'ordre de quelques nanomètres. En rapprochant la sonde de la surface, l'amplitude d'oscillation de la sonde diminue jusqu'à être nulle au contact. Cette diminution d'amplitude de vibration de la sonde s'explique par l'augmentation des forces de cisaillement qui n'apparaissent que si la sonde est suffisamment proche de la surface

[1] en anglais, *shear-force*

de l'échantillon (à partir d'une dizaine de nanomètres). Comme l'amplitude de vibration de la sonde présente une évolution strictement monotone en fonction de la distance sonde-surface, il est possible en maintenant l'amplitude de vibration de la sonde à une certaine valeur de garder constante la distance entre la sonde et la surface de l'échantillon. La première méthode de régulation non optique [Karrai et Grober 95] repose sur le changement des propriétés du quartz d'un système sonde-diapason dû aux forces de cisaillement.

Notons que les premières méthodes de régulation de la distance entre la sonde et l'échantillon étaient des méthodes optiques [Toledo-Crow *et al.* 92] et [Grober *et al.* 94]. Dans les prochains paragraphes, nous décrivons le système de régulation que nous utilisons.

4.1.3 Présentation de la configuration expérimentale

Un schéma simplifié du microscope est présenté en figure 4.3. Le système de régulation choisi pour le dispositif expérimental est une détection non-optique hybride des approches proposées par [Hsu *et al.* 95] et [Barenz *et al.* 96].

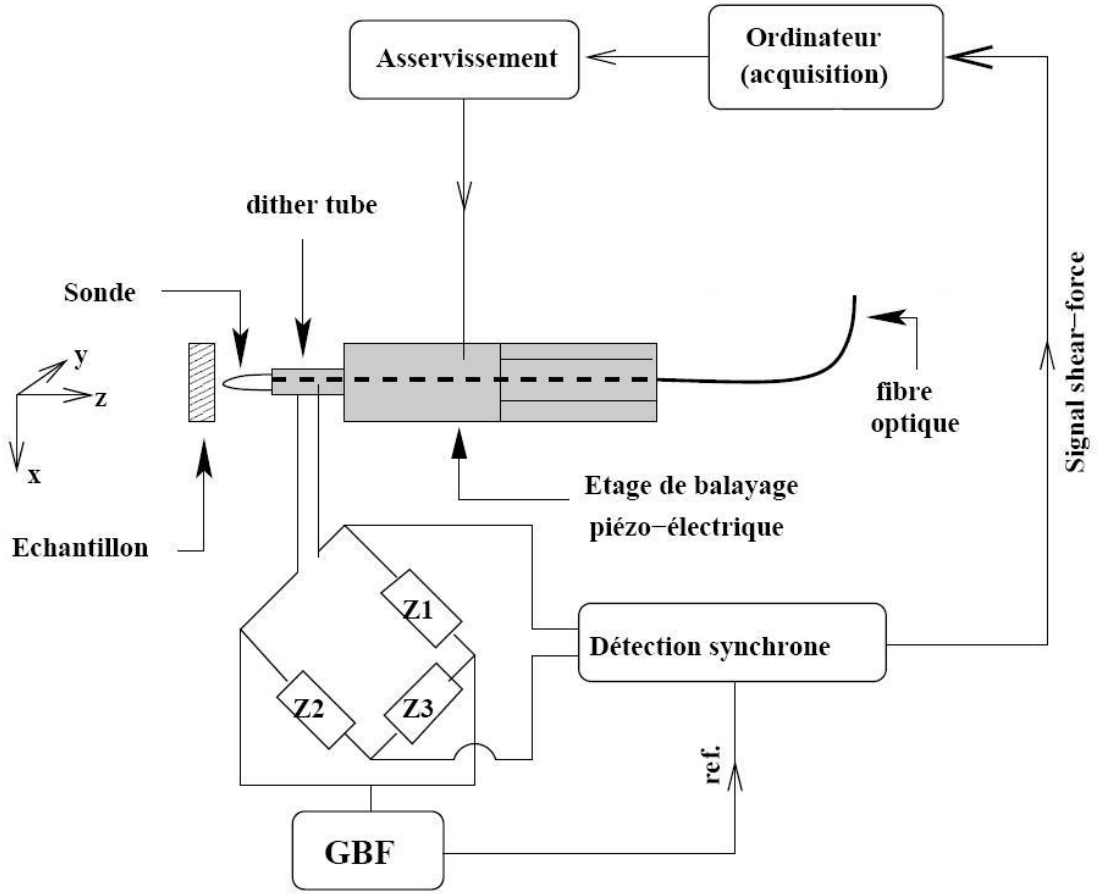

FIG. 4.3: *Schéma simplifié du microscope utilisé. Seul le système de régulation de la distance sonde-échantillon est représenté.*

La sonde est fixée à un petit tube piézo-électrique appelé tube excitateur ou *dither-tube.* Le *dither tube* est inséré dans l'une des branches d'un pont de Wheatstone alimenté par un

générateur basse fréquence fournissant une tension sinusoïdale.

En l'absence d'interaction (la sonde est loin de la surface), le pont est mis à l'équilibre. L'oscillation du *dither tube* permet l'excitation d'un des modes propres de vibration de la fibre. Lorsqu'on approche la sonde de la surface, la variation d'amplitude de vibration de la sonde due aux forces de cisaillement entraîne une modification de l'impédance du tube, deséquilibrant le pont de Wheatstone. Après l'analyse du signal de déséquilibre par une détection synchrone, ce signal qui dépend de la distance pointe-échantillon est acheminé vers une boucle de rétroaction (commandée par une électronique commerciale Nanoscope de Digital Instruments) conçue pour fonctionner en mode STM. Cette électronique permet de maintenir constante l'amplitude de vibration de la sonde et donc la distance entre la sonde et l'échantillon.

Le microscope à champ proche optique ayant été présenté, nous nous intéressons dans les prochains paragraphes à décrire quelques conditions expérimentales typiques.

4.1.4 Conditions expérimentales générales

Dans le premier chapitre, différents types de sonde locale ont été présentés. Dans le cadre de cette thèse, les sondes utilisées sont principalement des fibres optiques monomodes attaquées chimiquement et réalisées par C. Dumas au sein du laboratoire. De plus, la fibre optique est toujours utilisée pour collecter la lumière (mode collection). Comme des expériences ont aussi été réalisées avec des sondes étirées à chaud, métalisées ou non, le type de sonde utilisée sera spécifié. Si ce n'est pas le cas, la sonde utilisée sera donc une sonde réalisée par attaque chimique.

De plus, les images expérimentales qui seront présentées dans ce manuscrit auront subi le moins de traitement numérique possible, i.e. les images optiques seront des images vierges de tout traitement, tandis que les images topographiques, pourront avoir subi un rattrapage de plan pour compenser l'angle existant entre la normale au plan moyen de l'échantillon et l'axe de la fibre optique. D'un point de vue général, tous les traitements numériques subis par les images obtenues, s'il y en a, seront indiqués.

Enfin, certaines images optiques seront dénommées sous le nom d'*image obtenue en interleave* ou *image interleave*. L'électronique d'asservissement présente un mode de balayage particulier. Dans ce mode de balayage, la sonde se déplace au voisinage de la surface mais à chaque fin de ligne de déplacement, l'ordinateur qui a gardé en mémoire le mouvement de la sonde, va pouvoir répéter ce mouvement en imposant une certaine hauteur supplémentaire à la sonde, c'est le mode *interleave*. Si on effectue un balayage en reculant suffisamment la sonde par rapport à la surface de l'échantillon, la sonde ne va collecter quasiment que les ondes radiatives issues de la structure ; ce qui permet alors la comparaison avec une image optique obtenue au voisinage de l'échantillon (où sont présentes les ondes radiatives et évanescentes).

Nous venons de présenter le microscope de champ proche optique utilisé dans le cadre de cette thèse et quelques unes des spécificités de l'expérience. L'ensemble du microscope est alors intégré dans différents montages optiques suivant le type d'échantillon étudié, ce que nous allons voir dans les prochains paragraphes.

4.2 Montages expérimentaux optiques

Les composants à cristaux photoniques étudiés peuvent se classer en deux grandes catégories. Chacune de ses catégories possède un montage expérimental optique dédié. Tout d'abord, nous décrivons le montage expérimental pour les cristaux photoniques "actifs", i.e. ceux qui possèdent une source interne. Ensuite, nous nous intéressons plus particulièrement aux cristaux photoniques insérés sur des guides rubans, les cristaux photoniques "passifs".

4.2.1 Cristaux photoniques actifs

Nous commencons par présenter les principes de ces échantillons puis le montage des expériences réalisées sur de tels échantillons.

4.2.1.1 Présentation des échantillons

Les composants actifs à cristal photonique sont constitués d'une membrane d'InP reportée sur silice, le tout déposé sur silicium (voir la figure 4.4). Au centre de la membrane se trouvent quatre puits quantiques d'InAsP (formant ainsi la partie active des structures) qui possèdent un spectre d'émission large d'environ 150nm centré autour de 1500nm.

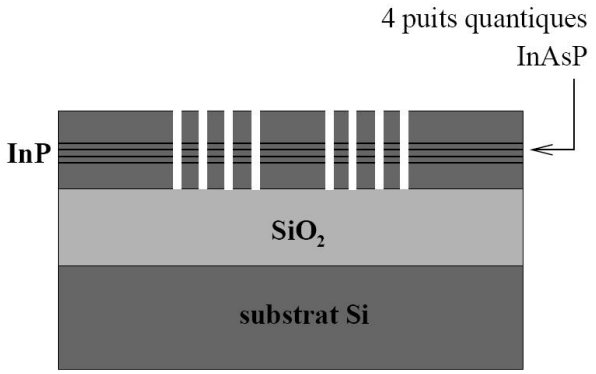

FIG. 4.4: *Vue en coupe des cristaux photoniques "actifs". La source lumineuse interne est située au milieu de la couche d'InP. La lumière est guidée dans cette couche par un confinement d'indice. Ces structures sont réalisées au LEOM.*

La photoluminescence issue des puits quantiques s'effectue préférentiellement dans la polarisation TE. Toutefois, l'épaisseur de la membrane est fixée à $\lambda/(2n)$, n étant l'indice de réfraction de la couche d'InP. Il apparaît alors par un simple calcul d'optique guidée que la membrane est bi-modale pour les modes TE. Cependant comme les puits quantiques sont situés au centre de la membrane, seul le mode fondamental TE est excité par la photoluminescence. Les modes TM pouvant être quelque peu excités eux aussi ne sont pas pris en compte pour une autre raison. La sonde de champ proche collecte essentiellement le champ électrique qui est parallèle à la membrane (polarisation TE).

Les caractéristiques générales des échantillons étant définies, nous nous intéressons maintenant à présenter les conditions expérimentales.

4.2.1.2 Configuration expérimentale

Nous avons vu dans la première partie de ce chapitre la régulation de la distance sonde-surface et l'acquisition de la topographie de l'expérience. La figure 4.5 présente le principe du montage expérimental pour la partie optique uniquement. Une diode laser émettant à 780nm est focalisée sur l'échantillon étudié. Le signal optique, issu des puits quantiques, est détecté par la fibre optique qui sert de sonde de champ proche. Ce signal est analysé au travers d'un monochromateur. Par ailleurs, afin d'avoir un meilleur rapport entre le signal optique et le bruit de l'expérience, la diode laser est modulée par un générateur de fréquence et le signal issu du monochromateur est analysé par une détection synchrone. La sortie de la détection synchrone est reliée à l'ordinateur d'acquisition, qui assure aussi l'asservissement.

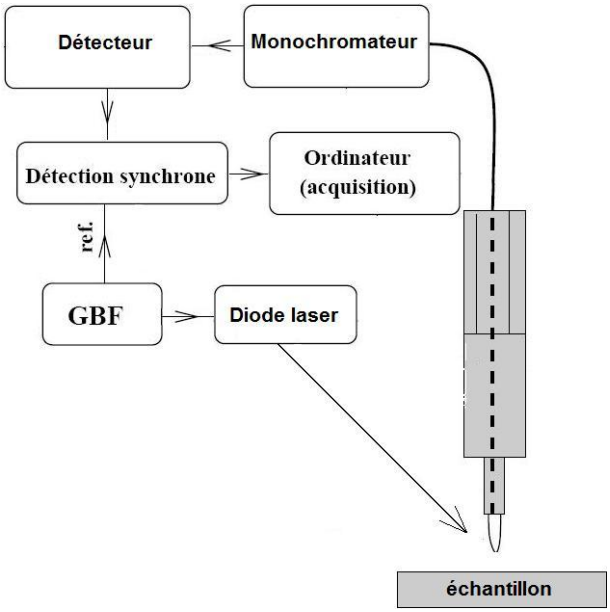

FIG. 4.5: *Schéma simplifié du montage optique pour l'étude des cristaux photoniques actifs. Une diode laser modulée est focalisée sur l'échantillon. Le signal recueilli par la sonde est analysé à l'aide d'un monochromateur et d'une détection synchrone.*

Notons que la plupart des échantillons n'étant pas reportés sur un substrat transparent, l'éclairage des structures ne peut se faire que par la face avant. L'éclairage est alors réalisé en biais (avec un angle compris en 40 et 60°) puisque la sonde de champ proche occupe la direction normale à la surface de l'échantillon.

Avec cette configuration expérimentale, il est donc possible de réaliser, soit des images en champ proche optique pour une longueur d'onde choisie, soit des spectres de photoluminescence du signal recuilli par la sonde. Un exemple d'un spectre expérimental obtenu en positionnant la sonde au-dessus d'une zone vierge de l'échantillon, i.e. sans poussière, sans structure et sans défaut ; est visible sur la figure 4.6. Ce type de spectre correspond à ce que nous appelons, par la suite, un spectre de référence, qui est ni plus, ni moins qu'un spectre de photoluminescence des puits quantiques. Ce type de spectre est utilisé, dans la suite du manuscrit, pour normaliser les différents spectres obtenus au-dessus des différents composants actifs à cristal photonique.

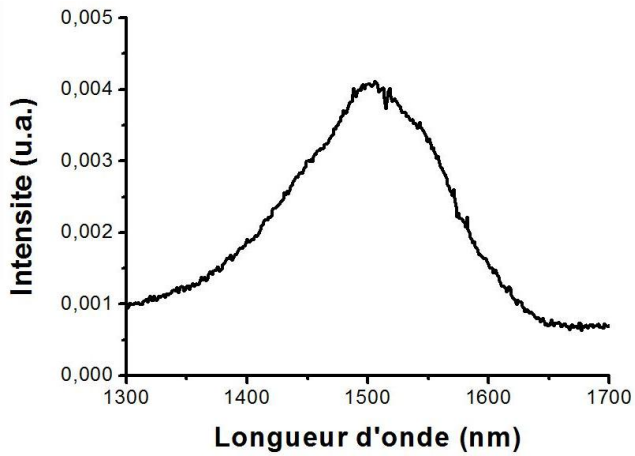

FIG. 4.6: *Spectre de photoluminescence obtenu en champ proche optique de la couche d'InP avec les puits quantiques.*

Le temps d'acquisition d'une image optique dans des conditions usuelles d'expérience est de l'ordre de 10 minutes. Une image standard est formée de 128×128 points. Compte tenu du faible niveau des signaux détectés, il faut laisser la sonde en un point donné un certain temps imposé par la ligne de détection optique (temps d'intégration du détecteur, constante de temps de la détection synchrone,...). Pour ce faire une ligne de balayage est réalisée, dans le meilleur des cas, en 5s pour 128 points (il faut plus de temps pour une ligne avec plus de points).

Nous allons maintenant décrire l'expérience permettant d'étudier des structures ne possédant pas de puits quantiques, les cristaux photoniques passifs.

4.2.2 Cristaux photoniques passifs

Comme les cristaux photoniques "passifs" ne possèdent pas de source lumineuse interne, une solution pour pouvoir les étudier est de les insérer au milieu d'un guide. Les structures à base de cristal photonique sont gravées dans des guides de silicium reportés sur silice. Les guides étudiés peuvent être de deux types : monomode avec une largeur de l'ordre de 500nm (voir la figure 4.7) ou multimode avec une largeur de 8μm.

Un moyen pour caractériser les cristaux photoniques passifs en champ lointain est d'utiliser un banc de transmission [Zelsmann 03]. Dans notre configuration expérimentale, nous couplons donc un banc de transmission avec le microscope en champ proche optique [Cluzel 05], dont le principe est visible sur la figure 4.8.

Un laser accordable (entre 1470 et 1660nm) est injecté dans le guide d'onde au moyen d'une fibre lentillée. Notons que la source accordable possède une grande résolution. De plus, il est possible de faire balayer la source rapidement en longueur d'onde ; la vitesse de balayage de la cavité est de l'ordre de 100nm par seconde sans perte de sa résolution spectrale.

La fibre utilisée pour l'injection est une fibre optique clivée à l'extrémité de laquelle une lentille polymère est déposée ce qui permet d'injecter dans des guides monomodes (voir la figure 4.9). Par ailleurs, à la sortie de la fibre d'injection, la lumière est polarisée. En sortie du guide, le signal est analysé au travers d'un polariseur puis envoyé sur un détecteur au

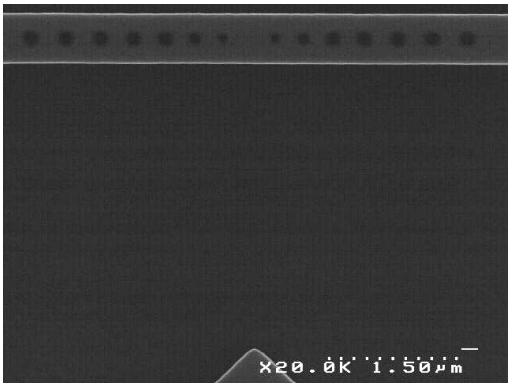

FIG. 4.7: *Cliché de microscopie électronique à balayage d'une cavité linéique insérée dans un guide d'onde monomode. La structure a été réalisée au LTM par P. Vehla.*

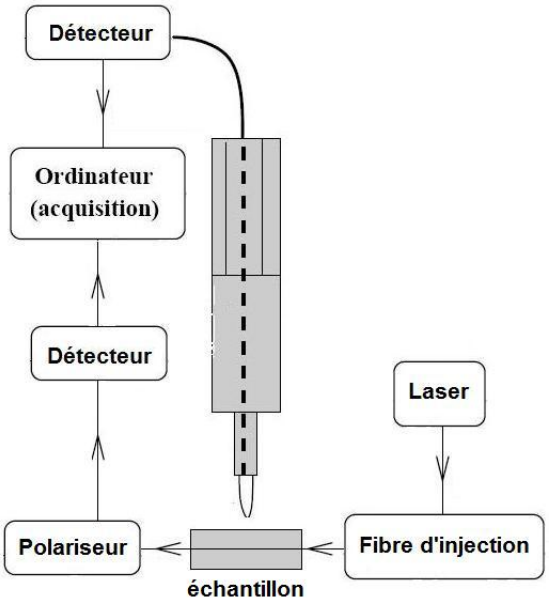

FIG. 4.8: *Schéma simplifié du montage optique pour l'étude des cristaux photoniques passifs. L'échantillon est positionné au milieu d'un banc de transmission dont la sortie est reliée à un détecteur.*

travers d'un objectif. Le détecteur est relié à l'ordinateur d'acquisition.

La connaissance de l'intensité transmise au travers des guides est très utile : c'est un moyen de vérifier la bonne stabilité de l'expérience. Typiquement, la variation du signal pour une dizaine de minutes (ce qui correspond au temps d'acquisition d'une image en champ proche optique) est de l'ordre de 1%.

Le signal transmis au travers de la sonde, quand à lui, est envoyé directement sur un autre détecteur avec un amplificateur à faible bruit. La sortie de l'amplificateur est reliée à l'ordinateur d'acquisition. Il est ainsi possible d'obtenir plusieurs types d'images optiques (collection par la sonde ou transmission à travers le guide) en plus de l'image topographique habituelle.

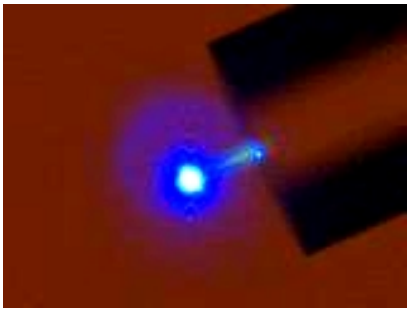

FIG. 4.9: *Cliché d'une fibre d'injection. L'extrémité du polymère est utilisé comme point source pour injecter la lumière dans les guides. Pour rendre visible l'extrémité de la fibre, un laser bleu y est injecté (source lovalite.com).*

En utilisant le banc de transmission, il est possible de réaliser des spectres de la transmission des structures en collectant la lumière en sortie du guide d'onde. Un exemple de spectre expérimental est visible sur la figure 4.10 pour la cavité présentée en figure 4.7. Le spectre obtenu est un pic lorentzien surmodulé par des oscillations à hautes fréquences. Le pic lorentzien correspond à la transmission de la cavité Fabry-Pérot (figure 4.7) formée par les trous d'air au milieu du guide. Les oscillations à hautes fréquences visibles sur le spectre correspondent aux oscillations Fabry-Pérot entre les faces clivées de l'échantillon. Leur résolution est un critère de qualité de la mesure [Velha *et al.* 06].

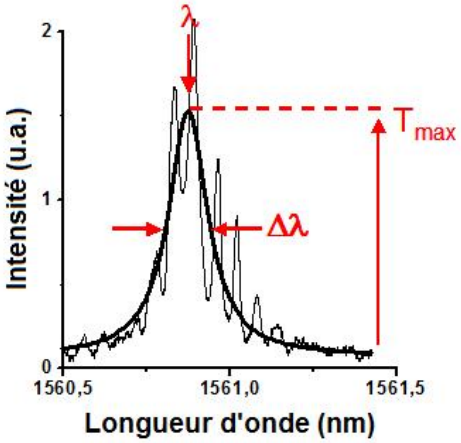

FIG. 4.10: *Spectre de transmission de la cavité présentée en figure 4.7. A partir de ce spectre, il est possible de définir la longueur d'onde de résonance λ_r, la largeur à mi-hauteur $\Delta\lambda$ et la transmission maximale T_{max} de la cavité.*

Une mesure spectrale peut également être effectuée localement par la sonde comme dans le cas des mesures pour des composants actifs à cristal photonique.

4.3 Conclusion

Nous venons de voir les différentes configurations expérimentales utilisées dans le cadre de cette thèse. Le principe de fonctionnenemt du microscope à champ proche optique à été décrit, et plus particulièrement la méthode d'asservissement. S'il est clair que l'utilisation d'un asservissement fonctionnant à distance constante est un atout, il faut toujours garder un oeil critique sur les images optiques obtenues qui peuvent présenter un couplage avec la topographie.

De plus, les principales caractéristiques des montages optiques et des composants à cristal photonique ont été décrites.

Dans le prochain chapitre, nous présentons les différentes études réalisées sur des micro-cavités hexagonales réalisées au sein de cristaux photoniques actifs.

Chapitre 5

Etude de structures actives à cristal photonique

Les premières structures à cristal photonique étudiées expérimentalement en champ proche optique au sein du laboratoire ont été des microcavités inscrites sur des cristaux photoniques bi-dimensionnels [Gérard *et al.* 02] [Gérard 04]. Le principe de fonctionnement des microcavités étudiées dans ce chapitre et le montage optique expérimental ont été présentés dans la deuxième partie du chapitre 4 (les cristaux photoniques actifs). Toutes les structures présentées dans ce chapitre ont été réalisées au LEOM par N. Louvion.

Dans ce chapitre, nous présentons des résultats obtenus sur des microcavités hexagonales. Les cavités de ce type ont déjà été étudiées en microscopie de champ proche optique ([Gérard 04] [Louvion *et al.* 05] [Louvion 05]) ; cependant, personne jusqu'à présent n'a présenté une étude conséquente des différents modes de cavités. Donc, sans entrer dans la physique des structures, nous présentons l'ensemble des différents modes de cavités ayant été étudiés dans le cadre de cette thèse, i.e. pour des cavités allant de la cavité H1 où il manque un seul trou dans le cristal à la cavité H5 où il manque cinq rangées de trous dans le cristal. Pour chaque structure, nous présentons :

- une image topographique pouvant être accompagnée d'un cliché de microscopie électronique.
- un spectre de photoluminescence obtenu en champ lointain.
- les différentes images optiques expérimentales associées aux modes des cavités.

Notons que suivant les modes de cavité étudiés, des distributions de la lumière ont pu être observées avec une localisation sub-longueur d'onde. Par exemple, pour le mode (e) de la cavité H4 (figure 5.4), la largeur à mi-hauteur des maxima de signal optique au centre de la cavité est de seulement 250 à 300nm, i.e. de taille $\lambda/5$ à $\lambda/6$. Notons que certaines des mesures présentées ici sont le fruit d'une étude partielle qui n'a pu être finalisée suite à une dégradation de l'échantillon.

Les cavités étudiées étant relativement aisées à simuler numériquement, nous essayons dans ce chapitre d'expliquer l'influence de la sonde sur la formation des images optiques en microscopie de champ proche optique en choisissant certains des modes de cavités présentés (figure 5.1 à 5.5).

Nous commencons par expliquer la méthode de simulation numérique utilisée à l'aide d'images optiques expérimentales obtenues pour la plus petite des cavités à notre disposition, la cavité H1. Ensuite, pour la cavité H2, nous présentons une étude spectrale et locale que permet la microscopie en champ proche optique. A partir de résultats expérimentaux toujours obtenus pour la cavité H2, nous mettons en évidence l'influence de défauts sur les spectres de photoluminescence et sur les cartographies des modes de cavité. A partir d'images optiques obtenues pour la cavité H3, nous montrons l'importance des ondes évanescentes sur la formation d'une image optique. Par la suite, une étude générale d'un mode de la cavité H4 est faite afin de montrer l'importance du couplage des ondes dans la sonde de champ proche. Enfin, nous nous attardons sur la visualisation de l'orthogonalité de modes propres dans la cavité H5.

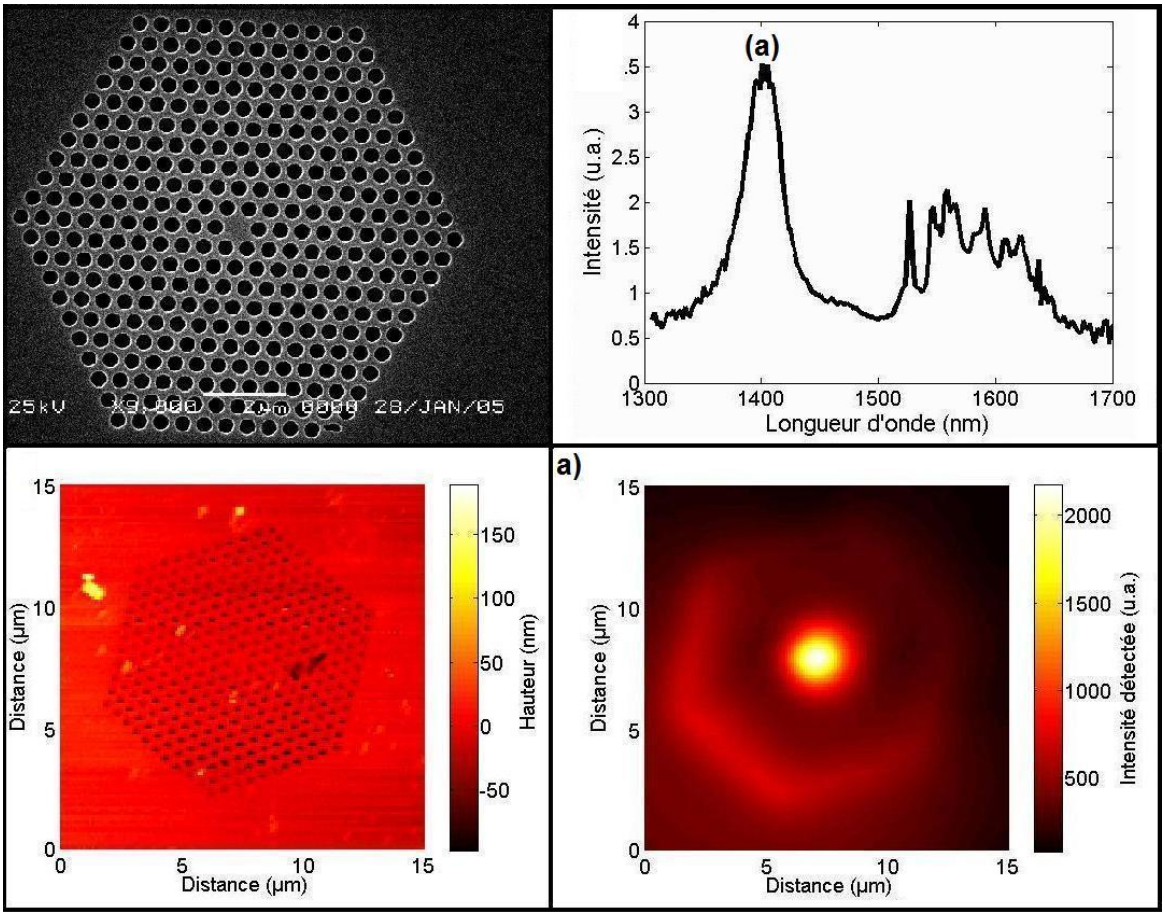

FIG. 5.1: *Présentation générale du mode de cavité d'une structure H1. Les caractéristiques géométriques de la cavité H1 étudiée sont visibles sur un cliché de microscopie électronique réalisé au LEOM (en haut à gauche) et sur une image topographique (en bas à gauche). A partir du spectre de photoluminescence (en haut à droite), une image optique du mode de cavité est obtenue en champ proche optique (en bas à droite).*

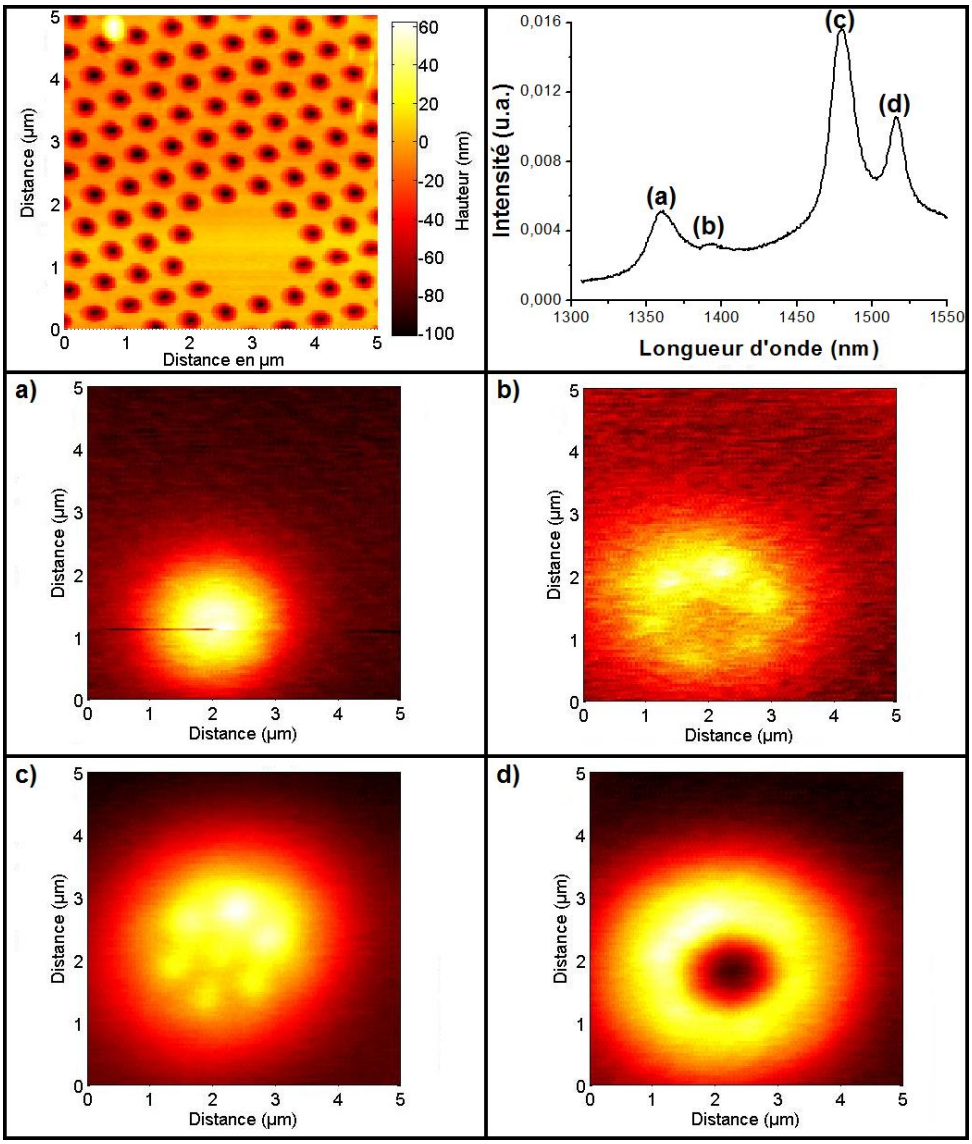

FIG. 5.2: *Présentation générale des modes de cavité d'une structure H2. Les caractéristiques géométriques de la cavité H2 étudiée sont visibles sur une image topographique (en haut à gauche). A partir du spectre de photoluminescence (en haut à droite), différentes images optiques sont obtenues en champ proche optique (a à d).*

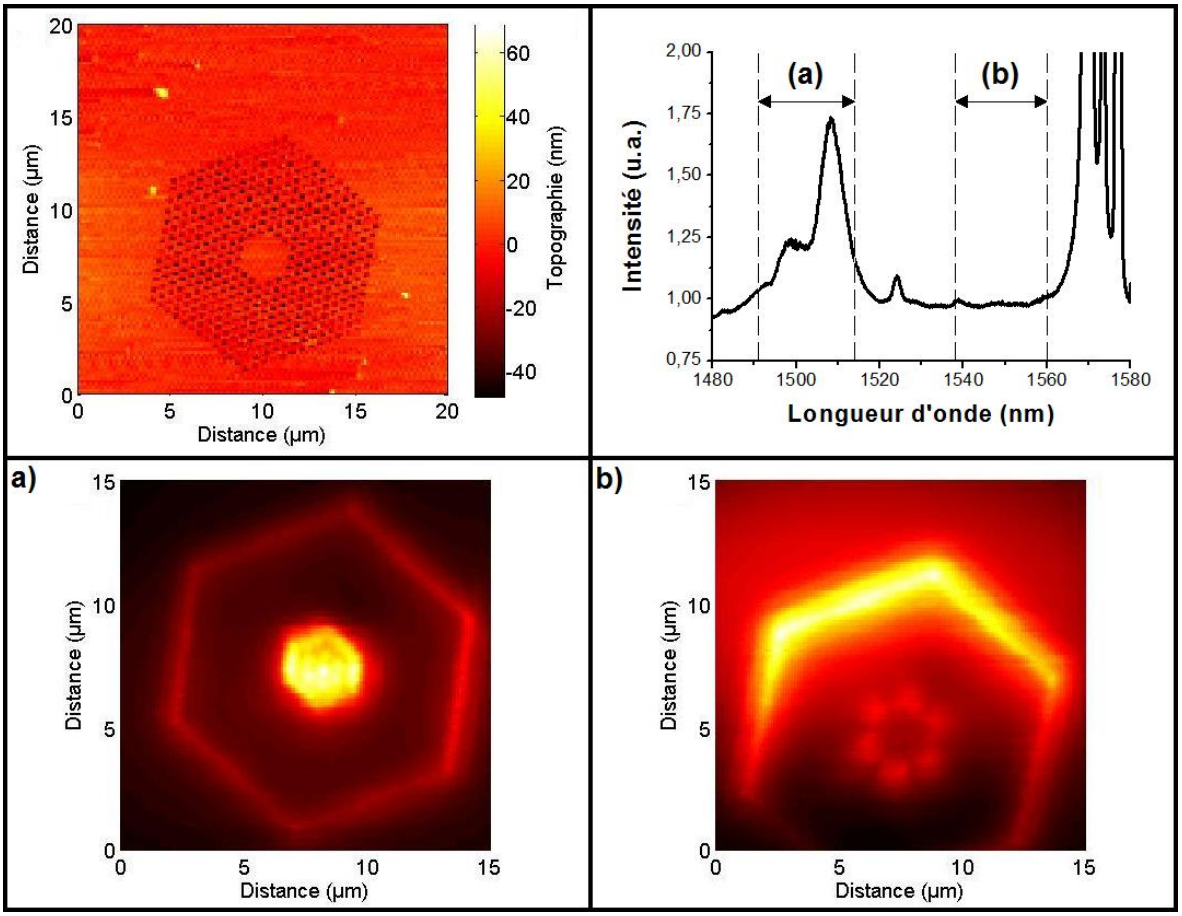

FIG. 5.3: *Présentation générale des modes de cavité d'une structure H3. Les caractéristiques géométriques de la cavité H3 étudiée sont visibles sur une image topographique (en haut à gauche). A partir du spectre de photoluminescence (en haut à droite), différentes images optiques sont obtenues en champ proche optique (a et b). Notons que cette cavité n'a pu être étudiée que partiellement. Il aurait été intéressant de pouvoir utiliser le monochromateur à la place des filtres interférométriques pour imager les différents modes de la cavité .*

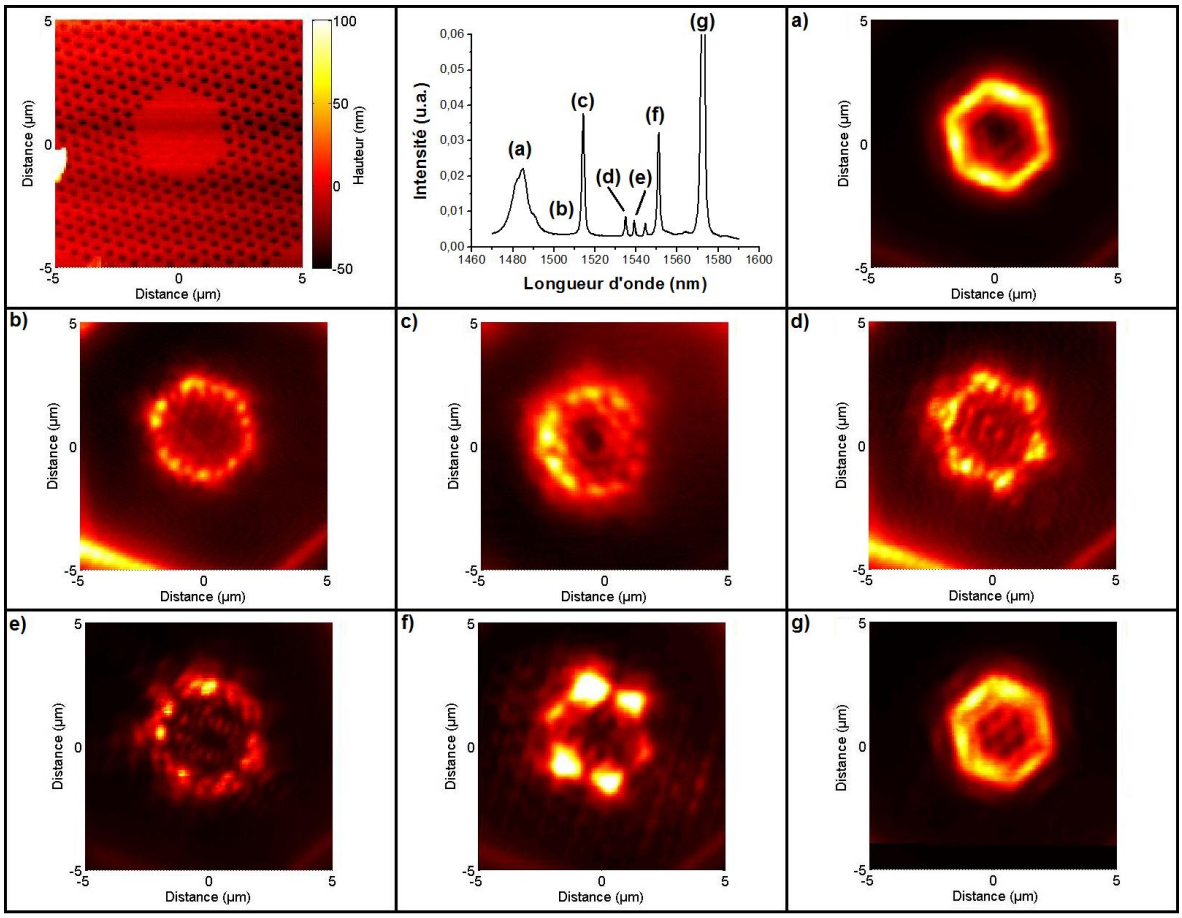

FIG. 5.4: *Présentation générale des modes de cavité d'une structure H4. Les caractéristiques géométriques de la cavité H4 étudiée sont visibles sur une image topographique (en haut à gauche). A partir du spectre de photoluminescence (en haut au milieu), différentes images optiques sont obtenues en champ proche optique (a à g).*

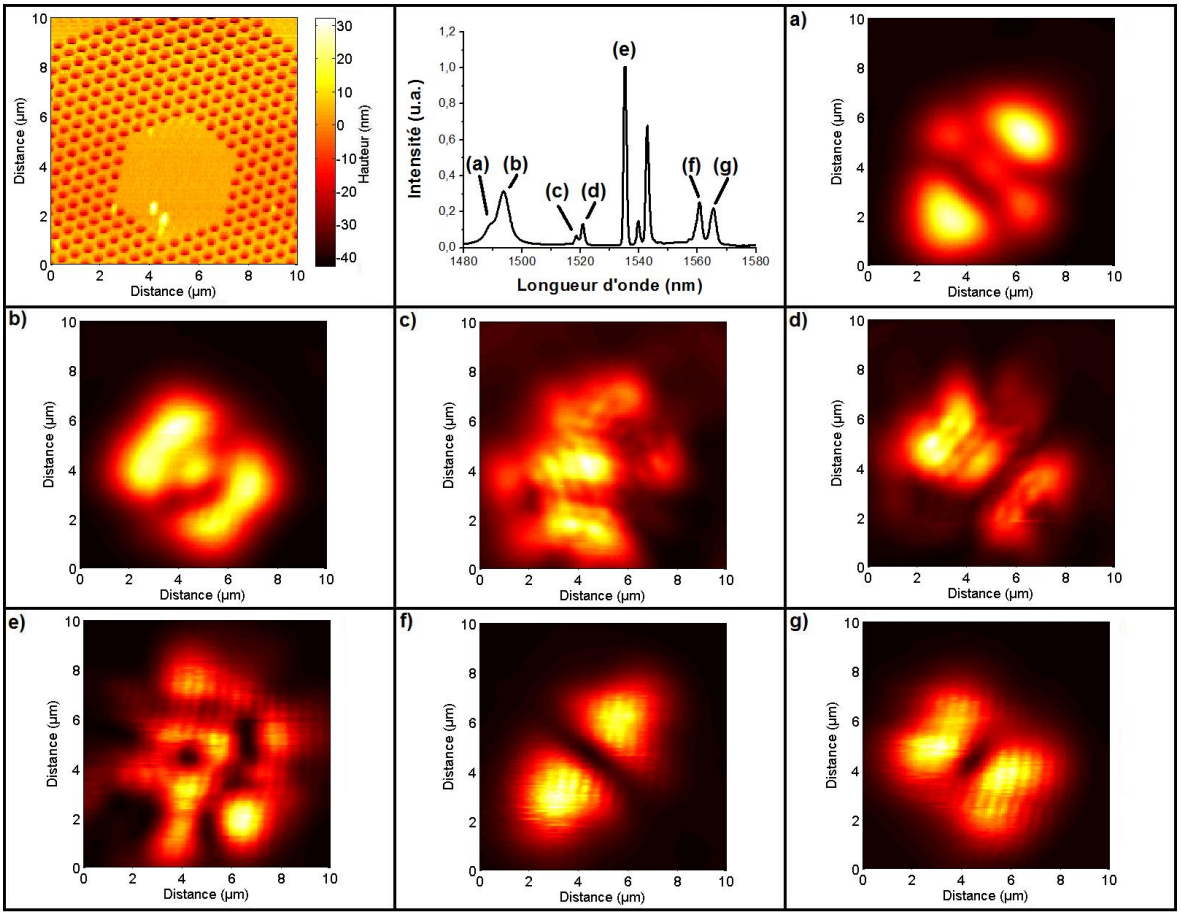

FIG. 5.5: *Présentation générale des modes de cavité d'une structure H5. Les caractéristiques géométriques de la cavité H5 étudiée sont visibles sur une image topographique (en haut à gauche). A partir du spectre de photoluminescence (en haut au milieu), différentes images optiques sont obtenues en champ proche optique (a à g). Notons que cette cavité n'a pu être étudiée que partiellement. Il aurait été intéressant de pouvoir imager les différents modes de la cavité avec d'autres sondes de champ proche.*

5.1 Cadre de travail, exemple de la cavité H1

Après avoir décrit la cavité étudiée, nous présentons les résultats expérimentaux obtenus. Ensuite, nous décrivons la méthode de simulation utilisée ainsi que ses limitations. Nous présentons également les différents traitements mathématiques que nous utilisons dans ce chapitre pour expliquer la formation des images optiques. Enfin, nous comparons les résultats expérimentaux avec les simulations numériques en nous intéressant au couplage de la lumière dans la sonde.

5.1.1 Résultats expérimentaux

La première microcavité étudiée est une cavité hexagonale de type H1 (figure 5.6-a), i.e. au sein d'un cristal photonique bi-dimensionnel de maille triangulaire un trou a été omis. Les paramètres du cristal photonique ont été prévus pour présenter une bande interdite photonique large autour de 1,55μm avec un ou plusieurs modes de cavité [Louvion 05]. La cavité possède un mode de cavité unique situé vers 1400nm.

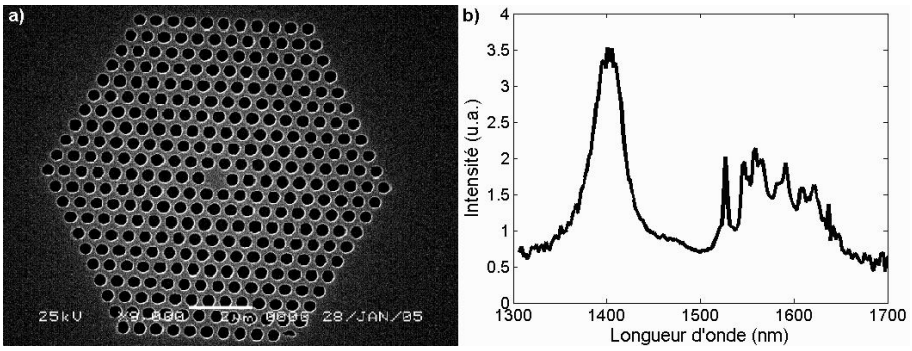

FIG. 5.6: *Caractéristique de la cavité hexagonale de type H1 étudiée. Un cliché de microscopie électronique de la cavité (a), réalisé au LEOM, permet de connaître ses paramètres géométriques. Un spectre de photoluminescence (b) normalisé est réalisé en plaçant la sonde locale dans le champ proche de la cavité (à 4nm de la surface) et en son centre.*

La structure possédant des puits quantiques, il est possible de réaliser des spectres de photoluminescence. Le spectre présenté en figure 5.6-b est obtenu en réalisant un spectre de photoluminescence avec une sonde placée en champ proche, au centre de la cavité et en le normalisant par un spectre de photoluminescence réalisé à côté du cristal photonique (réponse des puits quantiques dans la couche d'InP uniquement). Sur ce spectre normalisé, un pic de résonance apparaît clairement vers 1400nm traduisant la présence d'un mode de cavité. La largeur à mi-hauteur du pic, relativement élevée (environ 20nm, d'où un facteur de qualité $Q = \lambda_r/\Delta\lambda$ de 70) s'explique par la présence de pertes sur les premières rangées de trous entourant la cavité.

La figure 5.7 présente l'étude en champ proche optique de la cavité, pour un balayage de $15\times15\mu\text{m}^2$. Nous allons tout d'abord considérer l'image topographique. Dans notre montage expérimental, il n'est pas possible de garantir que la fibre optique utilisée pour l'asservissement soit perpendiculaire au plan moyen de l'échantillon ; par un traitement numérique approprié de l'image, nous avons donc retiré le décalage entre le plan moyen de la surface et

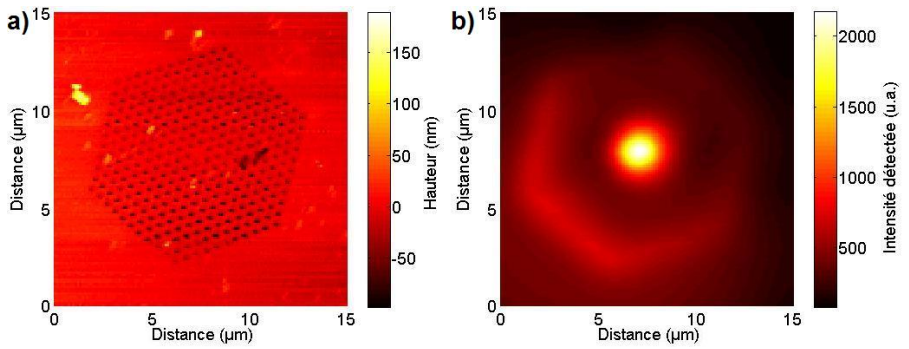

FIG. 5.7: *Images de la cavité H1 obtenues en microscopie de champ proche optique pour un balayage de* $15 \times 15\mu m^2$. *A l'image topographique (a), une image optique (b) obtenue à 1400nm est associée.*

la plan moyen de balayage de la sonde afin de mieux faire ressortir la topographie de l'échantillon. En étudiant cette image, on peut s'apercevoir que la sonde ne fait pas que suivre le plan moyen de l'échantillon mais pénètre aussi dans les trous du cristal photonique d'environ 50nm (entre 40 et 60nm suivant la position de la sonde par rapport au centre du trou). Il est important de ne jamais négliger cette pénétration de la sonde dans les trous pour l'analyse de la formation des images optiques. En effet, la source de lumière est enterrée à une centaine de nanomètres de la surface, donc si le champ électrique est localisé au niveau des trous, lorsque la sonde va pénétrer dans les trous du cristal, il peut apparaître une surmodulation de l'intensité détectée par la sonde due au mouvement de cette dernière.

En faisant une coupe sur le signal optique (figure 5.7-b) dans le cristal photonique, on s'aperçoit que ce dernier ne présente aucune modulation dont la période est celle du cristal. Sur cette image, une couronne lumineuse est visible sur le tour extérieur du cristal photonique. Les puits quantiques sont répartis dans l'ensemble de la couche d'InP et donc émettent de la lumière dans le cristal mais aussi à l'extérieur. La lumière provenant de l'extérieur du cristal ne peut se propager dans le plan du cristal à cause de la bande interdite photonique. D'une part, une partie de la lumière se réfléchit sur le cristal et se propage dans la couche d'InP homogène. D'autre part, une partie de cette lumière est réémise hors du plan du cristal sur la première rangée de trous, ce qui conduit à l'observation de la couronne lumineuse extérieure au cristal. Au centre du cristal, au niveau de la cavité, le signal optique recueilli est maximum et se présente sous la forme d'un spot gaussien.

Cette forme gaussienne du spot a été confirmée en réalisant des images optiques plus résolues, obtenues en réduisant la taille de balayge à $5{,}9 \times 5{,}9\mu m^2$ (figure 5.8-a). Les coupes réalisées (figure 5.8-b) selon différents axes sont ajustées par des courbes gaussiennes dont la largeur à mi-hauteur varie de 1,66 à 1,86μm. La valeur moyenne de la largeur à mi-hauteur ajustée est de 1,76μm. Nos résultats expérimentaux pourraient sembler en desaccord avec ceux de [Okamoto *et al.* 03]. La structure qu'ils ont étudiée présente deux pics de résonance pour lesquels les distributions de champ associées sont de forme elliptique. Cette forme elliptique est essentiellement due à la levée de la dégénérescence du mode de cavité, que nous n'avons pas.

Afin de simuler cette structure, différentes méthodes ont été envisagées. Celle qui a été choisie est la méthode des ondes planes (présentée dans le chapitre 2) à deux dimensions.

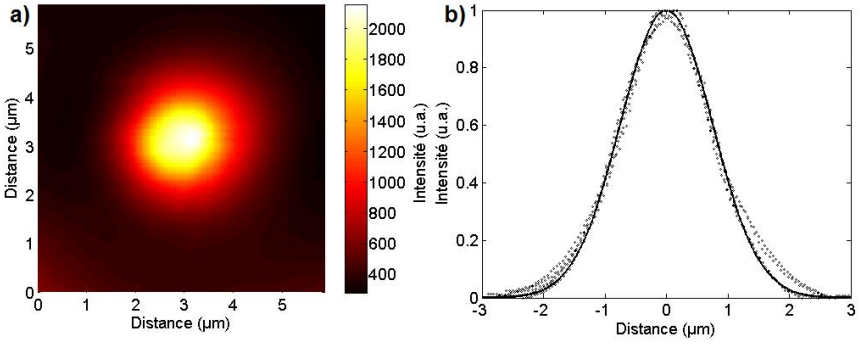

FIG. 5.8: *Résultats expérimentaux obtenus en microscopie de champ proche optique pour un balayage de* $5,9 \times 5,9\mu m^2$. *A partir de l'image optique (a) obtenue à 1400nm, différentes coupes (b) passant par le centre de la cavité sont réalisées (point noir). Un ajustement par une courbe gaussienne a été réalisé (courbe noire).*

Nous allons décrire dans les prochains paragraphes l'application de cette méthode pour simuler les distributions des champs électromagnétiques des cavités hexagonales.

5.1.2 Simulation et traitement numérique

Ne pouvant simuler une cavité hexagonale à trois dimensions, nous avons décidé d'utiliser la méthode des ondes planes à deux dimensions. Après avoir décrit briévement les limitations imposées par cette méthode de calcul, nous présentons deux méthodes d'analyse des résultats numériques afin de faciliter la comparaison entre les résultats expérimentaux et la théorie.

5.1.2.1 Les limitations de la méthode de calcul

Cette méthode de simulation présente deux inconvénients majeurs. Le premier est la simulation d'un problème à trois dimensions par une méthode à deux dimensions (figure 5.9). Afin de limiter les erreurs commises en utilisant ce principe de simulation numérique, nous avons utilisé la méthode de l'indice effectif prenant en compte l'indice du mode guidé dans la couche d'InP et non pas celui du matériau brut. En utilisant une telle méthode, les distributions de champs électromagnétiques calculées correspondent à la distribution des champs au centre de la couche guidante.

Le deuxième inconvénient de la méthode de simulation vient de la périodicité qu'elle introduit. Pour pouvoir simuler une cavité hexagonale, il faut alors utiliser une supercellule. Ceci revient à répéter la cavité dans le cristal photonique. La supercellule utilisée doit être suffisamment grande pour limiter le couplage entre les cavités périodiques créées. Un exemple d'une supercellule utilisée pour la cavité H1 est visible sur la figure 5.10-a.

En effectuant la simulation du champ électrique de la structure, il apparaît un mode de cavité, doublement dégénéré, possédant une signature hexapolaire (voir la figure 5.10-b pour la distribution du champ électrique en intensité).

Du point de vue expérimental, l'utilisation de la supercellule n'est pas un problème. Par contre le fait d'utiliser une méthode à deux dimensions en est un. Lors d'une expérience, la sonde, même si elle se trouve seulement à 4nm de la surface, perçoit une distribution

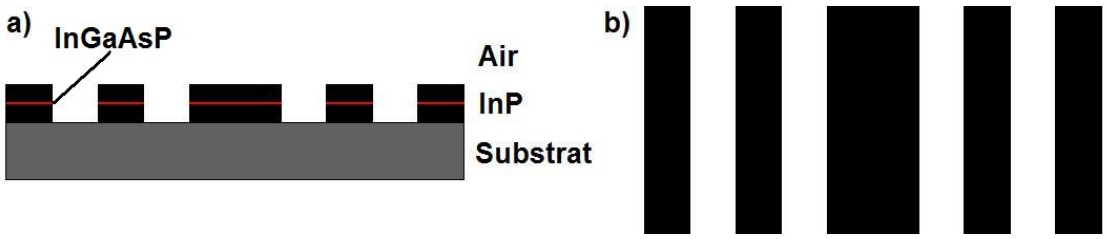

FIG. 5.9: *Exemple d'une structure réelle (a) et de son équivalent dans la simulation (b). Pour prendre en compte les différentes épaisseurs verticales de l'échantillon, on utilise la méthode de l'indice effectif, i.e. l'indice du mode guidé dans la couche d'InP (a) comme indice pour la structure infinie (b).*

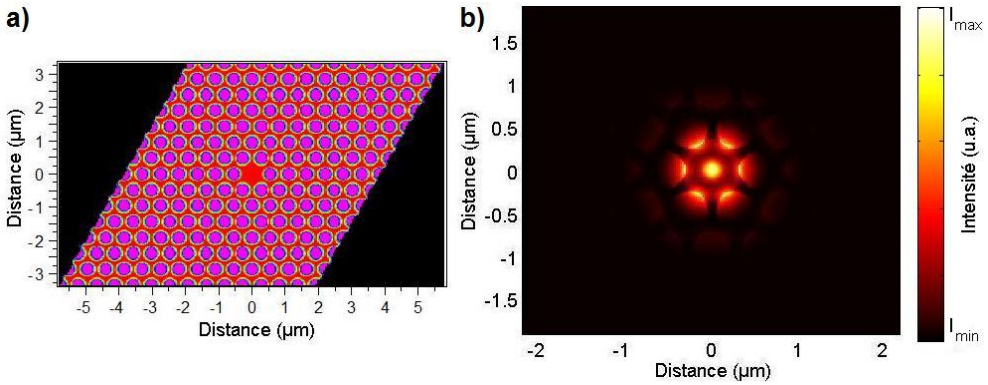

FIG. 5.10: *Simulation numérique de la cavité H1. La maille élémentaire du cristal a été répétée 14 fois pour former la supercellule du calcul (a) afin d'obtenir la distribution de l'intensité du champ électrique du mode de cavité (b).*

de champ différente de celle calculée. De plus, la sonde possède toujours une zone de collection étendue spatialement, ce qui peut induire des différences supplémentaires entre les simulations numériques et les résultats expérimentaux. Dans les prochains paragraphes, nous présentons une première méthode permettant de comparer les différents résultats.

5.1.2.2 Approche dans l'espace direct

La première méthode permettant de comparer les résultats expérimentaux et numériques consiste en une étude dans l'espace direct. Le but de cette approche est de pouvoir comparer directement un résultat expérimental et une simulation numérique. Le principe de cette approche est présenté sur la figure 5.11.

Considérons une distribution $E\,(r, z = 0)$ de l'amplitude du champ électrique quelconque au centre de la couche guidante d'une structure. Cette distribution de champ va évoluer vers une autre distribution $E\,(r, z = z_s)$ au niveau de l'extrémité de la sonde (en surface de l'échantillon). On suppose que ces deux distributions de l'amplitude du champ électrique peuvent être reliées par une fonction de "tranfert" ξ_1 telle que :

$$E\,(r, z = z_s) = \xi_1(E, z = 0, z = z_s) \tag{5.1}$$

Cependant, comme la sonde de champ proche possède une zone de collection non infiniment locale, i.e. la lumière est collectée en différents points de la sonde, une nouvelle fonction de "tranfert" ξ_2 dépendant de la sonde relie la distribution $E_D(r, z = z_s)$ de l'amplitude détectée en champ proche et la distribution $E(r, z = z_s)$ présente à l'extrémité de la sonde par la relation :

$$E_D(r, z = z_s) = \xi_2(E(r, z = z_s), sonde) \tag{5.2}$$

A l'aide de la fonction de transfert globale, la distribution du champ détectée en champ proche optique est reliée à celle simulée au niveau des puits quantiques par la relation :

$$E_D(r, z = z_s) = \xi_2(\xi_1(E, z = 0, z = z_s), sonde) \tag{5.3}$$

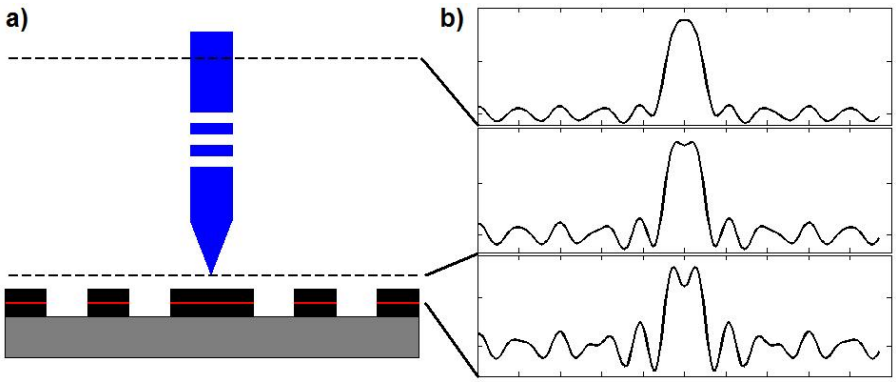

FIG. 5.11: *Approche dans l'espace direct. Un schéma de principe de l'approche (a) permet de visualiser l'évolution de la distribution de champ considérée (b). Le champ est simulé au milieu de la couche d'InP (en bas), tandis que l'extrémité de la sonde perçoit une nouvelle distribution de champ (au milieu). Comme la zone de collection de la sonde n'est pas ponctuelle, le signal détecté est encore différent (en haut).*

La deuxième fonction de transfert ξ_2 est due principalement à la taille de la zone de collection de la fibre. Dans de précédents travaux [Kramper *et al.* 04] et [Louvion *et al.* 05], la prise en compte de la zone de collection de la sonde de microscopie en champ proche optique est réalisée en convoluant le calcul théorique obtenu par une gaussienne de largeur à mi-hauteur correctement choisie. Cependant il faut se demander si cette convolution doit se faire sur des calculs des distributions des champs électromagnétiques en amplitude ou en intensité. En effet, les résultats obtenus peuvent être très différents.

Dans le cadre des structures étudiées, l'émission de lumière se produit dans l'ensemble des puits quantiques et dans toutes les directions. Cette lumière étant incohérente, même si il y a émission dans un mode de cavité avec des différences de phases définies pour la distribution des champs électromagnétiques, la prise en compte de la taille de la zone de collection peut se faire au moyen d'une convolution des distributions des champs en intensité et non pas en amplitude.

Dans cette approche, nous faisons une hypothèse sur la fonction de transfert ξ_1. Déterminer ξ_1 n'est pas simple et nécessite un calcul à trois dimensions. La sonde étant très proche de la cavité, on peut considérer soit que le champ sondé est très proche de celui de la cavité ou en première approximation que la transformation de la distribution du champ se fait

suivant un filtrage gaussien (filtrage des hautes fréquences). In fine, nous avons une fonction de transfert générale gaussienne. Dans la suite du chapitre, nous priviligions cette deuxième hypothèse qui a déjà été employée [Gérard 04].

En plus de cette première approche qui permet une comparaison directe entre des résultats expérimentaux et des simulations numériques, nous sommes amenés à utiliser une deuxième approche. Cette méthode, basée sur une étude dans l'espace réciproque est présentée dans les prochains paragraphes.

5.1.2.3 Approche dans l'espace réciproque

Le but de la microscopie en champ proche optique est d'imager avec une localisation sub-longueur d'onde une distribution de champ électromagnétique. Pour ce faire, la sonde locale recueille à la fois les ondes évanescentes et les ondes radiatives. Les détails les plus fins d'une image optique, dus aux ondes évanescentes, sont associés à de grandes fréquences spatiales. Cependant, il s'avère que le taux de couplage des ondes évanescentes et des ondes radiatives n'est pas le même dans une sonde de champ proche optique. Afin que les ondes radiatives ne masquent pas les ondes évanescentes, il est intéressant de séparer par une analyse dans l'espace réciproque, les différentes ondes en fonction de la fréquence spatiale associée (voir la figure 5.12).

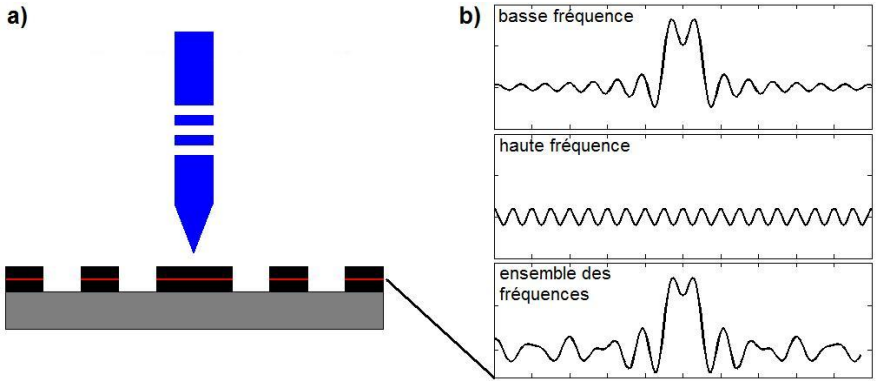

FIG. 5.12: *Approche dans l'espace réciproque. Le schéma de principe (a) rappelle la configuration expérimentales. La séparation des composantes suivants leur fréquence spatiale (b) s'effectue sur les champs électromagnétiques présents en extrémité de sonde. Toutes les fréquences sont présentes (en bas). La visualisation dans l'espace direct de l'influence des basses fréquences spatiales (en haut) et des hautes fréquences spatiales (au milieu) se fait séparément. Les détails les plus fins sont associés aux fréquences spatiales les plus élevées.*

Dans nos différentes expériences, la sonde se situe à quelques nanomètres de la surface de l'échantillon dans l'air. Comme nous nous intéressons aux ondes évanescentes dans l'air, provenant de la couche d'InP, le critère de séparation que nous utilisons est la fréquence spatiale de $2n/\lambda$ avec $n = 1$. D'une part, les fréquences spatiales supérieures à ce critère, i.e. les hautes fréquences spatiales, sont uniquement dues aux ondes évanescentes. D'autre part, les fréquences spatiales inférieures à ce critère, les basses fréquences spatiales, sont dues à la fois aux ondes radiatives mais aussi à certaines ondes évanescentes. Après avoir séparé ces composantes, il est possible en revenant dans l'espace direct, de représenter les

distributions de champs associées aux hautes fréquences séparément de celles associées aux basses fréquences spatiales.

Comme nous l'avons dit précédemment, la sonde de champ proche ne couple pas de la même façon les différentes composantes évanescentes et radiatives. Le but de cette approche ne réside donc pas dans l'obtention d'une image théorique similaire à celle obtenue expérimentalement, mais plutôt à une meilleure perception de l'influence des ondes évanescentes sur la formation d'une image optique.

De plus lorsque nous effectuons ce traitement mathématique, nous supposons que les champs électromagnétiques perçus par l'extrémité de la sonde de champ proche sont les mêmes que ceux calculés au centre de la couche guidante. Cette hypothèse permet ainsi "d'imposer une continuité" des champs électromagnétiques puisqu'ils sont considérés dans l'air uniquement. Enfin, les transformées de Fourier, effectuées pour les différents calculs de modes de cavité, le seront sur les amplitudes et non pas les intensités des champs électromagnétiques.

Dans les prochains paragraphes, nous analysons le mode de cavité (figure 5.10-b) avec ces deux approches afin de le comparer avec les résultats expérimentaux.

5.1.3 Comparaison des résultats expérimentaux et théorique

Nous choisissons de commencer par l'approche dans l'espace direct.

La figure 5.13 présente le mode de cavité théorique convolué par une gaussienne de largeur à mi-hauteur de 200nm. En comparant cette figure à la figure 5.7-b, on s'aperçoit que la distribution de la lumière pour ces deux figures est différente. Pour l'image expérimentale il n'apparaît qu'un seul maximum de lumière au centre de la cavité et réparti sur les premiers trous de part et d'autre de la cavité ; tandis que pour le calcul convolué six maxima secondaires sont visibles sur le tour de la cavité. Notons que même si la largeur à mi-hauteur de la gaussienne utilisée pour la convolution est de 500nm, les six maxima secondaires du signal restent encore visibles.

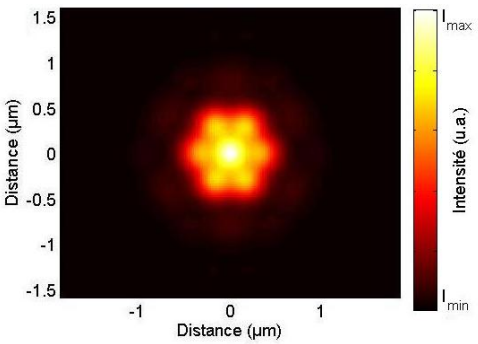

FIG. 5.13: *Convolution du mode propre (figure 5.10-b) de la cavité par une gaussienne de 200nm de largeur à mi-hauteur.*

Il s'avère donc que pour cette structure, les différentes hypothèses utilisées pour l'analyse dans l'espace direct ne sont pas adaptées. Pour une telle structure, une grande partie de la lumière est émise dans des pertes hors plan, i.e. en composantes radiatives. En utilisant

l'approche dans l'espace réciproque, nous vérifions si les composantes radiatives issues de la cavités ne masquent pas les composantes évanescentes.

Sur la figure 5.14-a qui correspond à l'amplitude des différentes fréquences spatiales, un spot de forte intensité localisé au centre de l'image est visible. La distribution de champ associée à ce spot est visible sur la figure 5.14-b et ressemble fortement à l'image optique expérimentale (figure 5.7-b). Cette distribution est principalement due aux ondes radiatives tandis que la distribution de champ due aux ondes évanescentes (figure 5.7-c) est totalement invisible sur l'image optique.

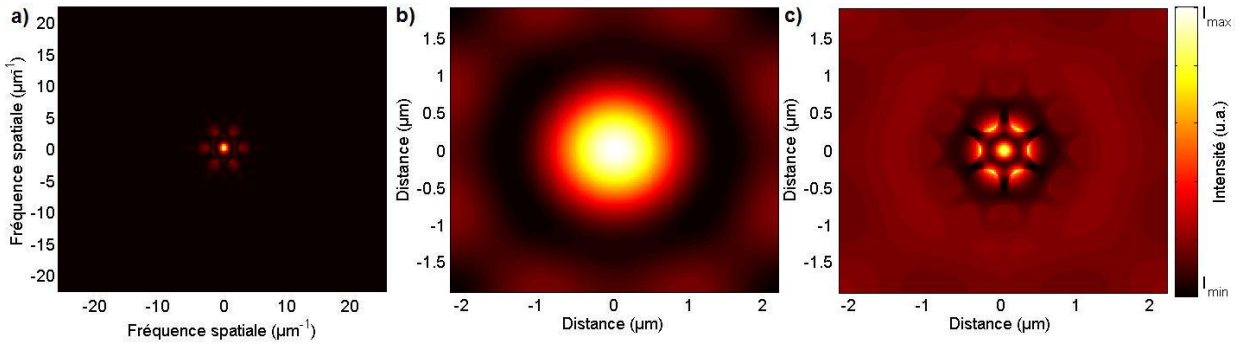

FIG. 5.14: *Etude dans l'espace réciproque du mode propre de la cavité H1. A partir de la transformée de Fourier de la distribution de l'amplitude du champ électrique du mode calculé en figure 5.10-b (a), les distributions de l'intensité du champ électrique dans l'espace direct en ne prenant en compte que les basses fréquences spatiales (b) ou que les hautes fréquences spatiales (c) sont calculées. La fréquence spatiale limite choisie correspond à celle associée à* $\lambda/2$.

Dans le cas de cette cavité, il apparaît que le filtrage dans l'espace des fréquences est mieux adapté que l'étude dans l'espace direct. Cependant il ne faut pas croire que ce sera systématiquement le cas. Ici, les fortes pertes de la structure (facteur de qualité de 70) induisent un masquage supplémentaire des ondes évanescentes par les ondes radiatives recueillies par la sonde. Dans la suite de ce chapitre, nous utilisons l'une ou l'autre des deux méthodes suivant le type d'information recherchée. Si nous désirons comparer un résultat expérimental avec une simulation numérique, nous privilégions l'approche dans l'espace direct. Tandis que pour pouvoir analyser une image expérimentale, nous choisissons préférentiellement d'utiliser l'approche dans l'espace réciproque.

Dans les prochains paragraphes, nous présentons une étude résolue spectralement et spatialement d'une cavité H2.

5.2 Spectrographie locale d'une cavité, cas de la cavité H2

En augmentant la taille de la microcavité, le nombre de modes de cavité augmente lui aussi. Les distributions des champs électromagnétiques des modes de cavité risquent ainsi d'être complexes avec des structurations fines des champs électromagnétiques.

D'une part, nous nous intéressons à la formation des images optiques expérimentales. D'autre part, nous montrons aussi que la microscopie en champ proche optique peut être utilisée comme un outil de caractérisation de composant à la fois dans le domaine spectral et dans le domaine spatial.

5.2.1 Etude spectrale localisée

La microcavité choisie est une cavité H2, formée par l'omission de sept trous centraux (voir la figure 5.15-a). En réalisant une coupe sur cette image, on s'aperçoit que pour cette structure, la sonde pénétre d'environ 90nm dans les trous du cristal photonique. Cette cavité devant être multimodale [Louvion *et al.* 05], différents spectres de photoluminesence ont été réalisés avec une sonde placée dans le champ proche optique de la cavité.

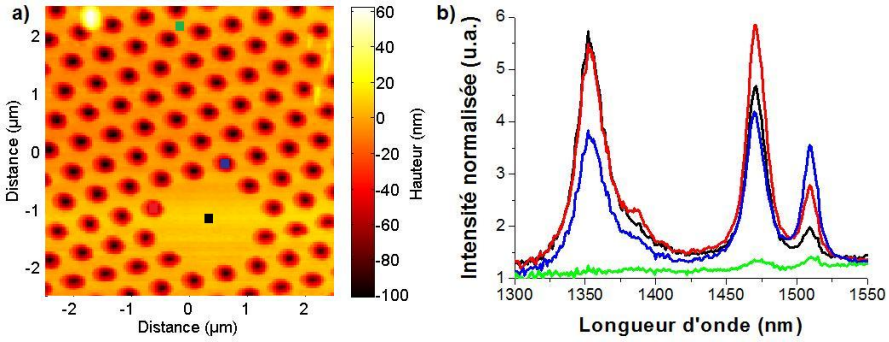

FIG. 5.15: *Présentation de la cavité H2 étudiée. A partir d'une image topographique (a) obtenue en champ proche pour un balayage de* $5 \times 5\mu m^2$ *(le seul traitement numérique réalisé sur l'image est le redressement du plan moyen de balayage de la sonde), différents spectres de photoluminescence (b) sont réalisés pour différentes positions de la sonde au voisinage de la cavité (à 4nm de la surface). Le spectre noir est obtenu en plaçant la sonde au milieu de la cavité, le rouge au milieu d'un côté de la cavité, le bleu sur un coin de la cavité et le vert dans le cristal photonique. Les différentes positions sont indiquées par des carrés de couleur sur l'image topographique.*

Les différentes positions de la sonde ont été déterminées en fonction de la maille élémentaire du cristal photonique, i.e. nous avons choisi les points de haute symétrie de la cavité hexagonale. La sonde a également été placée au centre du cristal photonique afin de vérifier l'existence de la bande interdite photonique. Les spectres de photoluminescence ainsi obtenus sont visibles sur la figure 5.15-b. Ces spectres ont encore été normalisés par rapport à la réponse des puits quantiques seuls. Les différentes positions de la sonde sont indiquées par des carrés de couleur sur l'image topographique.

On s'aperçoit sur les spectres réalisés au niveau de la cavité (noir, rouge et bleu) que les niveaux relatifs des différents pics de résonance (à 1360, 1394, 1478 et 1516nm) ne sont pas les mêmes. Enfin le dernier spectre expérimental a été réalisé dans le cristal photonique mais relativement loin de la cavité (spectre vert). Sur ce spectre, les deux derniers pics de résonance (à 1478 et 1516nm) sont légérement visibles, ce qui tendrait à prouver que ces deux modes de cavité possèdent des extensions spatiales supérieures aux deux premiers modes (à 1360 et 1394nm).

Dans les prochains paragraphes, nous nous intéressons à cartographier en champ proche optique les différents modes de la cavité.

5.2.2 Visualisation des modes de la cavité

Différentes images optiques sont obtenues pour les longueurs d'onde de résonance (figure 5.16). Sur cette figure, toutes les échelles de couleur sont indépendantes, i.e. l'intensité détectée est normalisée par rapport au maximum de chaque image. Notons que pour les images optiques réalisées à 1478 et 1516nm, les maxima d'intensité sont trois à quatre fois plus grand que pour les images optiques réalisées à 1360 et 1394nm, ce qui confirme le spectre d'émission des puits quantiques (figure 4.6)

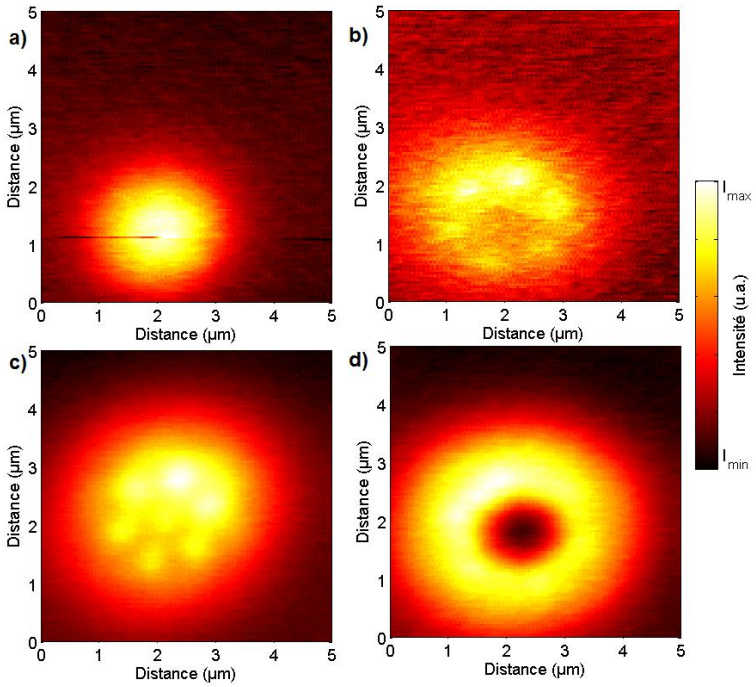

FIG. 5.16: *Images optiques obtenues en champ proche pour la cavité H2 pour un balayage de* $5 \times 5\mu m^2$ *à 1360nm (a) (Imin=20, Imax=88), à 1394nm (b) (Imin=30, Imax=60), à 1480nm (c) (Imin=50, Imax=200) et à 1516nm (d) (Imin=60, Imax=171).*

La figure 5.16-a (1360nm) présente un spot lumineux centré au milieu de la cavité d'allure gaussienne dont la largeur à mi-hauteur est de 1,85μm (de 1,68 à 1,98μm suivant l'axe de la coupe). La figure 5.16-b (1394nm) présente une organisation de la lumière plus complexe avec six maxima situés au milieu des côtés de la cavité distants de 800nm environ et un minimum au milieu de la cavité. Cependant l'intensité des signaux détectés est trop faible pour obtenir de plus amples informations sur ces deux images (largeur à mi-hauteur, ...).

En ce qui concerne la figure 5.16-c (1478nm) l'organisation de la lumière ressemble à celle de la figure 5.16-b avec six maxima situés au milieu des côtés de la cavité distants de 770nm et d'un maximum secondaire au centre de la cavité distant des autres maxima de 650/700nm. Les largeurs à mi-hauteur associées au maxima sont de l'ordre de la moitié de la longueur d'onde (650 à 850nm).

Enfin, la dernière image optique (figure 5.16-d, 1516nm) présente une forme particulière inattendue. En effet, sur cette image, il apparaît une couronne lumineuse entourant la cavité.

Dans les prochains paragraphes nous présentons les résultats de simulations obtenus pour cette structure.

5.2.3 Comparaison entre expérience et théorie

Un calcul théorique a été réalisé par la méthode des ondes planes afin d'obtenir les distributions des champs électromagnétiques des modes propres de la cavité H2. Dans le cadre de l'approche dans l'espace direct, nous présentons uniquement les intensités du champ électrique des différents modes convoluées par une gaussienne de largeur à mi-hauteur de 250nm (figure 5.17).

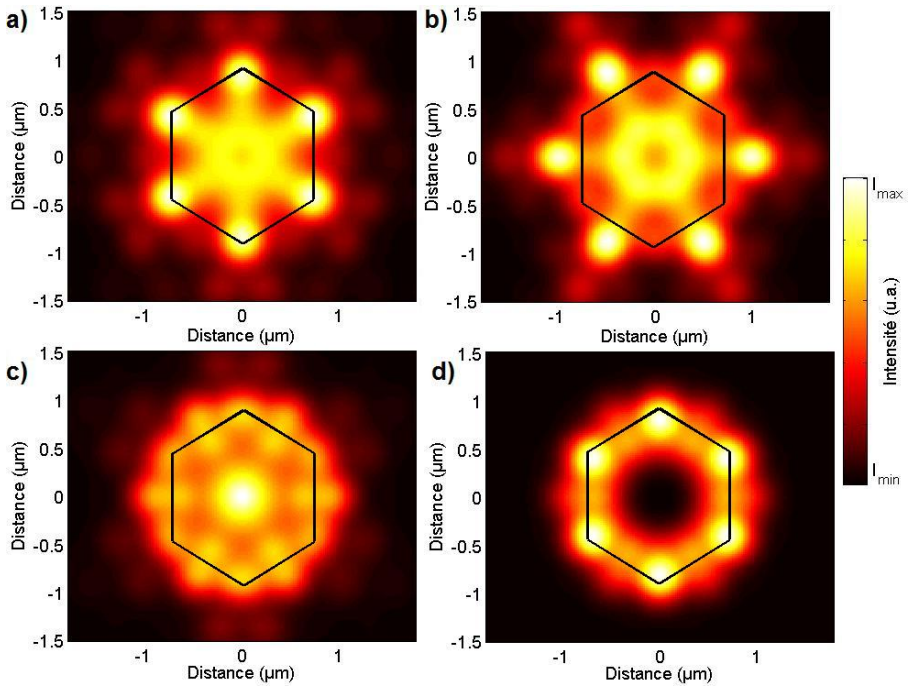

FIG. 5.17: *Distribution de l'intensité du champ électrique des différents modes propres d'une cavité H2 obtenus par la méthode des ondes planes et convoluée par une gaussienne de largeur à mi-hauteur de 250nm. Les différents modes calculés (a à d) correspondent aux images optiques présentées à la figure 5.16 (a à d). Les hexagones noirs indiquent la position de la cavité.*

En comparant les images expérimentales et les calculs théoriques convolués, on s'aperçoit que les images ne sont pas similaires. La figure 5.17-a présente six maxima d'intensité au niveau des coins de la cavité, invisibles sur l'image expérimentale ; tandis que la figure 5.17-b presente bien six maxima d'intensité situés au milieu des côtés de la cavité et possède une structuration de la lumière au centre contrairement à l'image expérimentale. Pour la figure 5.17-c, il y a bien un maximum d'intensité au centre, mais il y a une structuration de la lumière au niveau des coins de la cavité qui n'est pas présente sur l'image expérimentale. Enfin la figure 5.17-d présente un signal qui tourne dans la cavité ayant un maximum d'intensité

aux coins de la cavité. Sur l'image expérimentale, la couronne lumineuse (figure 5.16-d) présente seulement une légère augmentation de l'intensité détectée au niveau des coins de la cavité.

Dans le cas de la cavité H1, l'amplitude des ondes radiatives collectées étant nettement supérieure à celle des ondes évanescentes, l'image expérimentale obtenue traduisait essentiellement l'information contenue dans les ondes radiatives. Afin de s'affranchir de ce même problème dans le cas de la cavité H2, nous reproduisont l'analyse des images optiques dans l'espace réciproque. La figure 5.18-a présente l'analyse, dans l'espace des fréquences spatiales, du mode de cavité non dégénéré présent à 1516nm. En séparant les basses fréquences spatiales (figure 5.18-b) et les hautes fréquences spatiales (figure 5.18-c), il apparaît qu'aucune des images calculées ne correspond à l'image expérimentale.

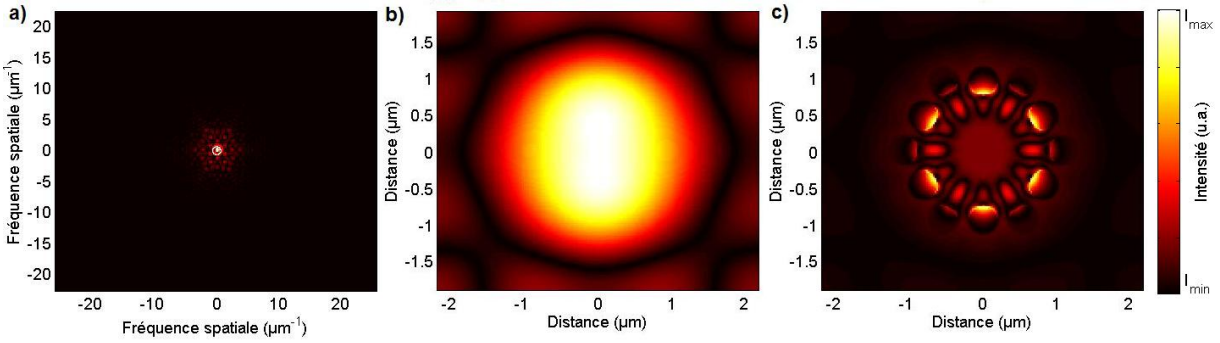

FIG. 5.18: *Etude par décomposition dans l'espace réciproque du mode non dégénéré de la cavité H2 (figure 5.16-d). A partir de la transformée de Fourier du mode théorique (a), les distributions de l'intensité du champ électrique dans l'espace direct en ne prenant en compte que les basses fréquences spatiales (b) ou que les hautes fréquences spatiales (c) sont calculées. La fréquence spatiale limite est celle associée à* $\lambda/2$.

Le signal détecté par la sonde étant dû à la fois aux composantes radiatives et aux composantes évanescentes, pour pouvoir faire une comparaison directe entre une image filtrée fréquentiellement et un résulat expérimental, il faut considérer les deux sur la même image. En utilisant, un filtre dont la fréquence de coupure est supérieure à $2/\lambda$, la distribution de champ filtrée contient à la fois des informations dues aux ondes évanescentes et radiatives.

Sur la figure 5.19 (où la fréquence spatiale de coupure est de $4/\lambda$), la nouvelle distribution de champ calculée présente un meilleur accord avec l'expérience (figure 5.16-d). Il apparaît donc que dans ce cas expérimental, il ne faut pas réaliser le filtrage entre basses et hautes fréquences spatiales (avec comme critère de séparation $2/\lambda$) dans le but de comparer une image expérimentale avec un calcul.

Nous venons de voir que la microscopie de champ proche optique permet de faire une étude localisée à la fois dans le domaine spectral et dans le domaine spatial. Toutefois, nous avons vu aussi qu'il n'était pas si simple de répondre à la question : comment la sonde collecte-t-elle l'information. En effet, même en ayant des simulations numériques des structures étudiées, il s'avère que les images expérimentales et théoriques sont souvent différentes : il faudrait pouvoir intégrer l'ensemble de la sonde dans les simulations. Cependant cette intégration n'étant pas encore vraiment possible (sauf pour certaines géométries spécifiques), il vaut mieux essayer de comprendre comment la sonde agit. Nous avons vu que la sonde peut être

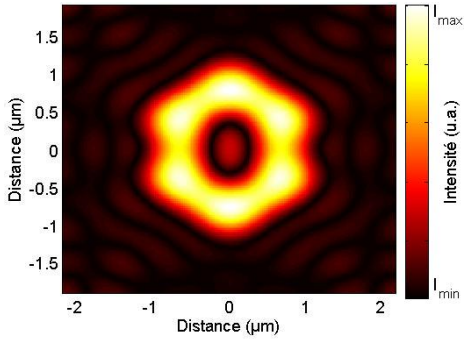

FIG. 5.19: *Etude du mode non dégénéré de la cavité H2 (figure 5.16d) par sélection dans l'espace réciproque des fréquences spatiales inférieures à $4/\lambda$. La perte de symétrie du calcul est due d'une part au nombre fini de point et d'autre part à l'utilisation d'un maillage carré pour décrire la cavité.*

considérée comme un filtre à la fois dans le domaine spatial (par l'extension de la zone de collection) mais aussi dans le domaine fréquentiel où le couplage des ondes dans la sonde n'est pas le même.

Dans les prochains paragraphes, nous utilisons la microscopie à sonde locale pour visualiser les défauts de certaines structures.

5.3 Visualisation de l'influence des défauts sur les cartographies de modes, application à la cavité H2

Les structures qui vont être présentées dans cette partie sont aussi des cavités H2 mais dont le paramètre de maille est légèrement plus grand ce qui implique un décalage des différents modes propres vers des longueurs d'onde plus petites. Parmi les quatre modes que nous avons déjà étudiés, un seul n'est pas dégénéré, le mode situé à 1516nm. Nous allons nous servir de ce mode comme référence sur les spectres de photoluminescence. En effet, ce mode, non dégénéré, doit toujours présenter un seul pic de résonance, même si la distribution de champ électrique associée n'est pas symétrique ; tandis que les autres modes, qui sont tous doublement dégénérés doivent présenter deux pics de résonance avec deux cartographies de champ électrique plus ou moins différentes. Nous choisissons alors d'étudier uniquement le mode de la figure 5.16-c, situé à côté du mode non dégénéré. De plus, la sonde utilisée pour l'étude des différentes structures de cette partie est toujours la même.

La figure 5.20-a est un cliché de microscopie électronique de la nouvelle structure étudiée, tandis que la figure 5.20-b est son spectre de photoluminescence associé. Le pic de résonance visible à 1473nm correspond au mode non dégénéré de la cavité H2, tandis que les deux pics de résonance visibles à 1431 et 1441nm correspondent aux modes propres que nous allons étudier.

La figure 5.21 présente les images optiques expérimentales obtenues pour les deux longueurs d'onde de résonance. Les deux images optiques présentent bien un maximum de signal au centre de la cavité avec six maxima localisés au milieu des côtés de la cavité ; les maxima présentent cependant une allure elliptique dont les axes sont différents. Les images optiques

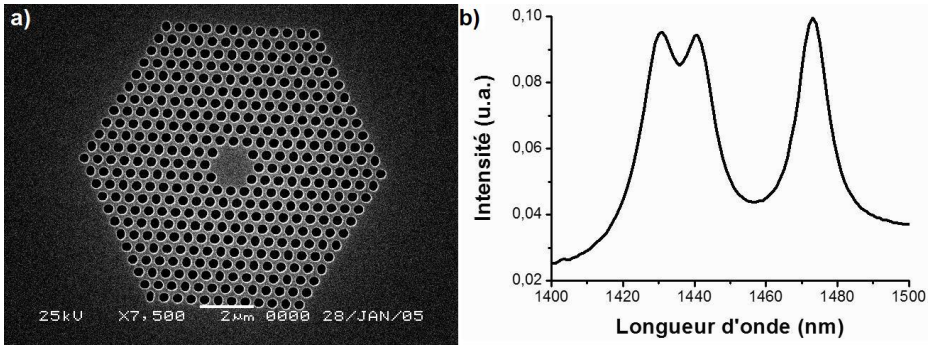

FIG. 5.20: *Présentation de la cavité H2 étudiée. Le cliché de microscopie électronique (a) réalisé au LEOM permet de connaître les paramètres géométriques de la cavité. Sur le spectre de photoluminescence (b) obtenu en plaçant la sonde dans le champ proche de la cavité (à 4nm de la surface) et en son centre, deux pics distincts, à 1431 et 1441nm, sont visibles.*

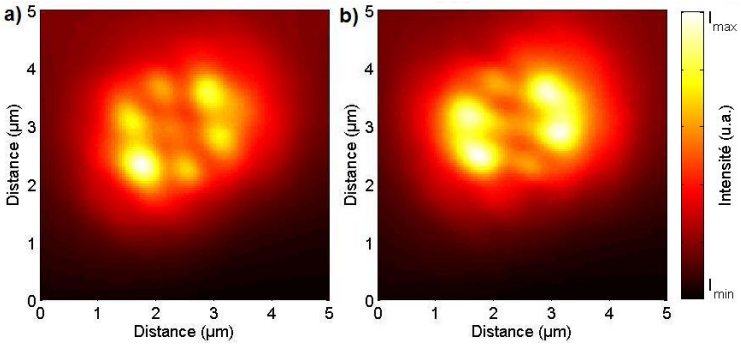

FIG. 5.21: *Images optiques obtenues en champ proche pour un balayage de* $5 \times 5\mu m^2$ *à 1431nm (a) et à 1441nm (b).*

expérimentales possèdant bien la signature de la symétrie C6 (six maxima d'intensité), on peut donc considérer que, d'une part, le cristal photonique est bien périodique et, d'autre part, que la photoluminescence est suffisamment homogène pour garder cette symétrie. En regardant de plus près la figure 5.20-a, il s'avère que les trous ne sont pas vraiment circulaires mais présentent reguliérement de légers défauts. ceux sont ces défauts qui conduisent à la visualisation de la levée de dégénérescence à la fois sur le spectre de photoluminescence et sur les images optiques expérimentales [Kramper *et al.* 04].

La figure 5.22-a est un cliché de microscopie électronique de la nouvelle structure étudiée, tandis que la figure 5.22-b est son spectre de photoluminescence associé. Les deux pics de résonance visibles à 1431 et 1448nm correspondent aux modes propres que nous allons étudier. Il apparaît clairement que le décalage entre ces pics est plus important pour cette structure que pour celle de la figure 5.20. On s'attend donc à avoir une plus grande différence entre les deux images optiques que précédemment.

Contrairement à toutes les images optiques expérimentales précédentes, les deux images de la figure 5.23 obtenues pour les deux longueurs d'onde de résonance ne présentent plus la signature de la symétrie de la cavité. Sur le cliché de microscopie électronique présentant la

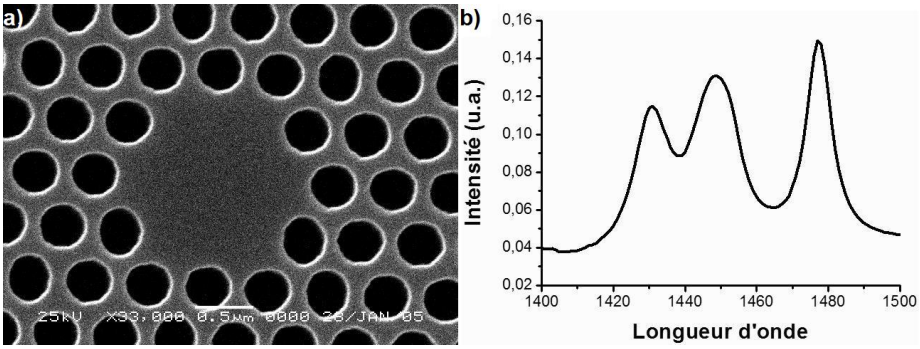

FIG. 5.22: *Présentation de la cavité H2 étudiée. Le cliché de microscopie électronique (a) réalisé au LEOM permet de connaître les paramètres géométriques de la cavité. Sur le spectre de photoluminescence (b) obtenu en plaçant la sonde dans le champ proche de la cavité (à 4nm de la surface) et en son centre, deux pics distincts, à 1431 et 1448nm, sont visibles.*

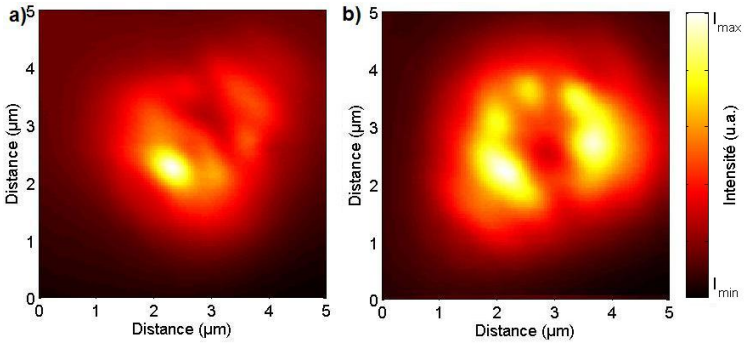

FIG. 5.23: *Images optiques obtenues en champ proche pour un balayage de* $5 \times 5\mu m^2$ *à 1431nm (a) et à 1448nm (b).*

structure, aucun défaut particulier en dehors de la non circularité des trous n'est visible. On peut alors supposer qu'il existe des défauts structurels au sein de la structure (non continuité des puits quantiques, présence de dislocation,défauts topographiques...).

En utilisant seulement les spectres de photoluminescence présentés, il n'est pas possible de localiser la source des défauts d'une structure. Par contre, nous avons vu que la microscopie de champ proche optique le permet. Dans les prochains paragraphes nous nous intéressons au rôle de la distance verticale entre la sonde et la structure lors d'un balayage.

5.4 Influence de la hauteur de balayage sur les images optiques, cas de la cavité H3

Dans cette partie nous nous intéressons à une cavité H3 (figure 5.24-a) dont le spectre de photoluminescence (figure 5.24-b) a été réalisé au LEOM. Les expériences présentées ici ont été réalisées avec des filtres interférométriques à la place du monochromateur. Les positions des filtres sont indiqués sur le spectre de photoluminescence par des barres verticales.

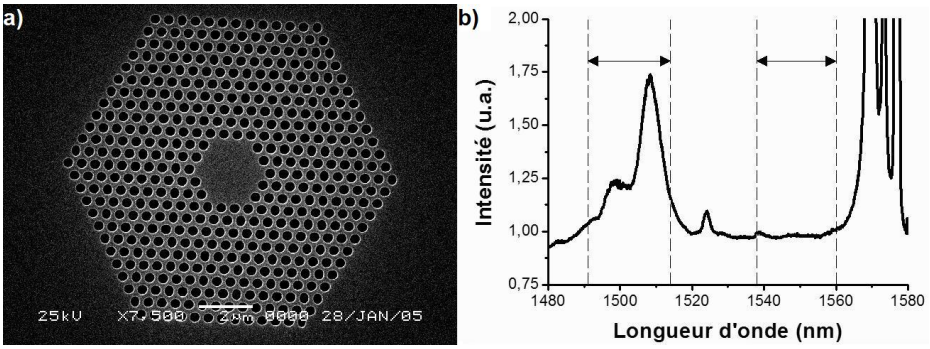

FIG. 5.24: *Présentation de la cavité H3 étudiée. Le cliché de microscopie électonique (a) réalisé au LEOM permet de connaître les paramètres géométriques de la cavité. Sur le spectre de photoluminescence (b) réalisé au LEOM en champ lointain, les traits verticaux indiquent la largeur des filtres interférométriques utilisés pour les expériences en champ proche optique.*

5.4.1 Spectre de photoluminescence sans pic de résonance

Tout d'abord, nous nous intéressons au deuxième domaine spectral, i.e. celui vers 1550nm. Dans la fenêtre spectrale du filtre, le spectre de photoluminescence ne présentant pas de pics de résonance, nous pensons être dans la bande interdite photonique du cristal photonique sans aucun mode de cavité. Or il apparaît clairement sur la figure 5.25 une distribution de la lumière au niveau des coins de la cavité. Par ailleurs la couronne lumineuse entourant l'ensemble du cristal photonique est caractéristique de la diffraction hors du plan de la lumière sur les premiers trous lorsque l'on se trouve dans la bande interdite photonique.

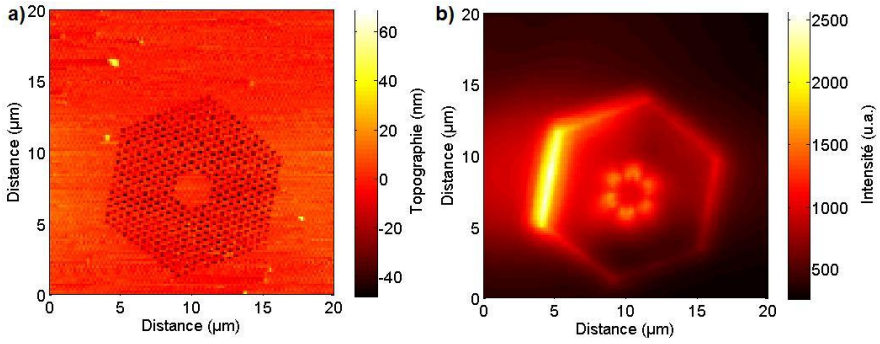

FIG. 5.25: *Images obtenues en champ proche optique pour un balayage de* $20 \times 20\mu m^2$. *A l'image topographique (a), une image optique (b) est associée. Cette image est obtenue en utilisant le filtre interférométrique centré à 1550nm.*

Cette image optique ne présentant pas de structuration au centre de la cavité, i.e. le signal optique ne présente aucune évolution au niveau du cristal, il est possible de penser qu'il n'y a pas de mode de cavité dans le domaine spectral étudié. Comme la cavité est formée uniquement du matériau homogène (couche d'InP avec les puits quantiques), il se peut que l'augmentation de signal aux coins de la cavité soit due uniquement à la diffraction hors plan de la lumière issue du centre de la cavité. Pour pouvoir infirmer cette hypothèse, des images

optiques pour des tailles de balayage légérement plus petites ont été réalisées avec le mode interleave afin de visualiser la réorganisation de la lumière dans la troisième direction.

La figure 5.26 présente les deux images optiques expérimentales obtenues en ayant la sonde en asservissement (figure 5.26-a) et la sonde reculée de 500nm (soit $\lambda/3$ environ, figure 5.26-b). Pour la première image obtenue, six maxima de signal localisés aux coins de la cavité avec une forme de "pétale de fleur tournée vers l'extérieur de la cavité" sont visibles ; tandis que pour l'image obtenue en reculant la sonde, les six maxima sont encore bien présents mais leur orientation est beaucoup moins visible. Par ailleurs, l'intensité de ces maxima est similaire entre les deux images. La différence la plus importante entre les deux images repose sur l'élargissement de la couronne de diffraction sur le contour du cristal photonique. En effet cette couronne s'élargit beaucoup plus que les maxima localisés sur les coins de la cavité. Les images présentées ont tendance à confirmer la présence d'un mode de cavité qui n'a pas été observé sur le spectre de photoluminescence.

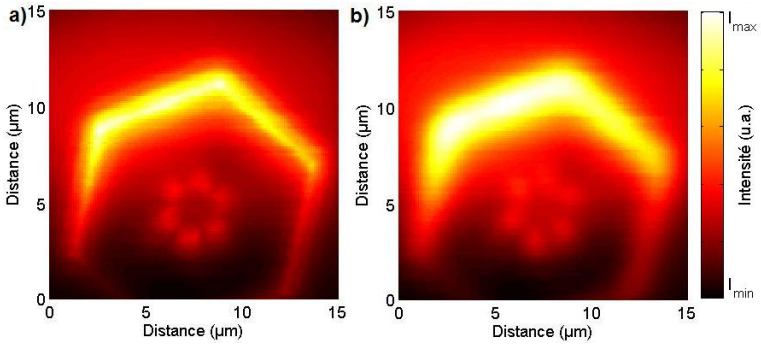

FIG. 5.26: *Images optiques obtenues en champ proche en utilisant le filtre interférométrique centré à 1550nm pour un balayage de* $15 \times 15\mu m^2$. *La sonde est à quelques nanomètres de la surface (a), elle recule de 500nm (b).*

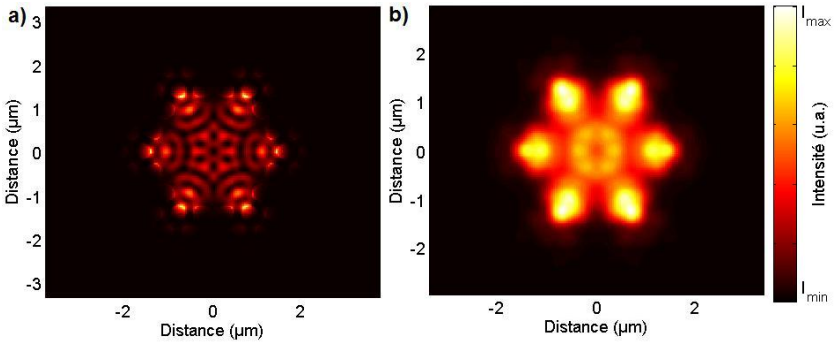

FIG. 5.27: *Simulation numérique de la cavité H3. Le mode propre correspondant aux images optiques expérimentales obtenues à 1550nm (a) est convolué par une gaussienne de largeur à mi-hauteur de 250nm (b).*

Afin de pouvoir certifier l'existence de ce mode de cavité, une simulation de la structure par la méthode des ondes planes a été réalisée. Le mode propre doublement dégénéré devant

correspondre est visible sur la figure 5.27-a. Encore une fois la distribution en intensité du champ électrique à été convoluée par une gaussienne de largeur à mi-hauteur de 250nm (figure 5.27-b). L'image expérimentale obtenue en asservissement est en accord avec le calcul théorique convolué, en ce qui concerne les maxima aux coins de la cavité. Cependant, sur les images expérimentales, aucune distribution de la lumière au centre de la cavité n'est visible ; ceci étant peut être dû à la faiblesse d'intensité du signal optique recueilli.

5.4.2 Spectre de photoluminescence avec des pics de résonance

Nous nous intéressons maintenant au domaine spectral exploré par le deuxième filtre interférométrique, à 1500nm. Dans ce domaine spectral, le spectre de photoluminescence présenté possède plusieurs pics (figure 5.24-b). Comme pour la figure 5.26, nous utilisons le microscope dans le mode interleave avec une sonde se reculant toujours de 500nm (soit $\lambda/3$).

La figure 5.28-a présente l'image optique obtenue en asservissement. Sur cette image, une organisation de la lumière est clairement visible. Au centre de la cavité, un maximum d'intensité est entouré de six maxima secondaires. La distance entre les maxima étant de 700nm environ, avec des largeurs à mi-hauteur de 350nm environ. De plus, une couronne lumineuse entourant ces septs maxima est visible sur le pourtour de la cavité. En ce qui concerne l'image obtenue en champ lointain (figure 5.28-b), toute cette organisation de la lumière dans la cavité disparaît pour donner lieu à la présence d'un spot unique présentant une évolution gaussienne de largeur à mi-hauteur 2,56μm. Par ailleurs, notons que le maximum d'intensité de signal n'est pas atteint quand la sonde est en champ proche mais quand la sonde est reculée de 500nm au niveau du spot. Il y a un effet de focalisation de la lumière dans la direction verticale.

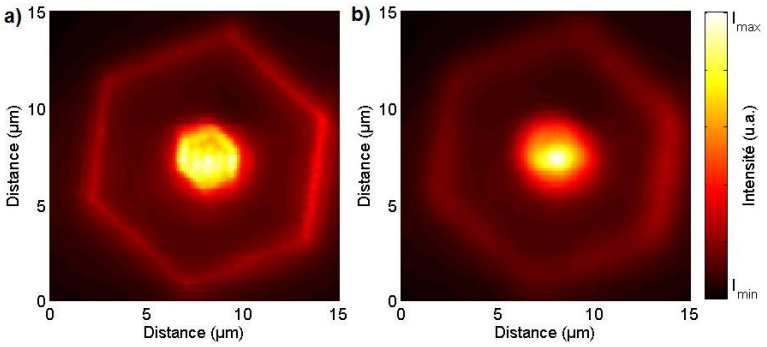

FIG. 5.28: *Images optiques obtenues en champ proche en utilisant le filtre interférométrique centré à 1500nm pour un balayage de* $15 \times 15\mu m^2$. *La sonde est à quelques nanomètres de la surface (a), elle recule de 500nm (b).*

Tout comme pour les images obtenues à 1550nm, le calcul numérique du mode propre de la structure à 1500nm a été réalisé. La distribution de l'intensité du champ électrique du mode propre est visible sur la figure 5.29-a, tandis que sur la figure 5.29-b, le calcul a été convolué par une gaussienne de 250nm. Il existe, encore une fois, un bon accord entre le calcul théorique convolué et l'image expérimentale obtenue.

Nous venons de prendre à défaut certaines idées. D'une part, quand on recule la sonde de champ proche optique, il est possible d'obtenir un signal plus intense. D'autre part, sur un

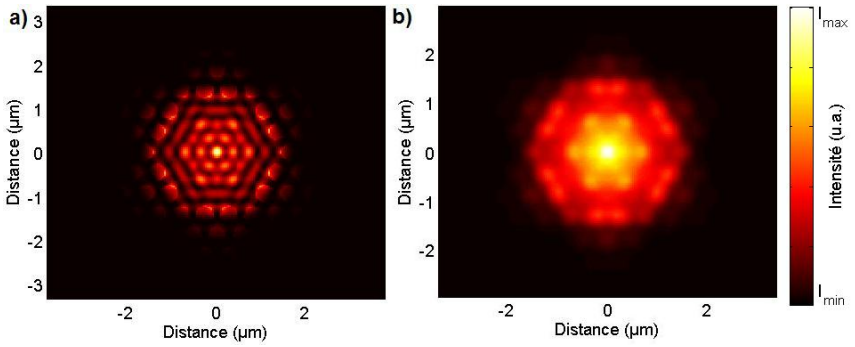

FIG. 5.29: *Simulation numérique de la cavité H3. Le mode propre correspondant aux images optiques expérimentales obtenues à 1500nm (a) est convolué par une gaussienne de largeur à mi-hauteur de 250nm (b).*

spectre de photoluminescence obtenu en champ lointain tous les modes de cavité ne sont pas forcément visibles. La microscopie de champ proche prouve son intérêt, ici, en permettant d'obtenir des mesures infirmant certaines mesures obtenues par des techniques basées sur le champ lointain.

Dans les prochains paragraphes, nous nous intéressons essentiellement à un mode de cavité pouvant être considéré comme un mode laser.

5.5 Etude générale d'un mode particulier, cas de la cavité H4

Le choix de la structure se porte sur une cavité H4 dont un cliché de microscopie électronique est visible en figure 5.30-a. La figure 5.30-b présente un spectre de photoluminescence de la structure. Le pic de résonance qui va être étudié est celui qui est tronqué à 1575nm environ ; il possède une intensité maximale au moins huit fois supérieure aux autres pics du spectre.

Après avoir présenté, expérimentalement et théoriquement le mode de cavité étudié, nous nous focalisons sur l'importance du couplage des ondes dans la sonde. Enfin, nous présentons un effet de la sonde sur la longueur d'onde de résonance de ce mode.

5.5.1 Visualisation du mode de cavité

La figure 5.31-a est une image topographique de la structure obtenue en champ proche optique. La sonde sur l'image topographique ne pénétre que de 25nm dans les trous environ. L'image optique associée, obtenue à 1573nm (figure 5.31-b), présente une organisation de la lumière complètement différente des autres images optiques présentées jusqu'à maintenant. Au lieu d'avoir des maxima d'intensité au centre de la cavité, cette image présente des minima de signal : un au centre et six sur les côtés. Ces minima de signal sont séparés de 750nm environ et les maxima visibles entre les minima possèdent des largeurs à mi hauteur de 350/400nm. De plus sur l'ensemble de la première rangée de trous autour de la cavité, une couronne lumineuse est visible. Enfin, la figure 5.31-c présente les intensités des différentes

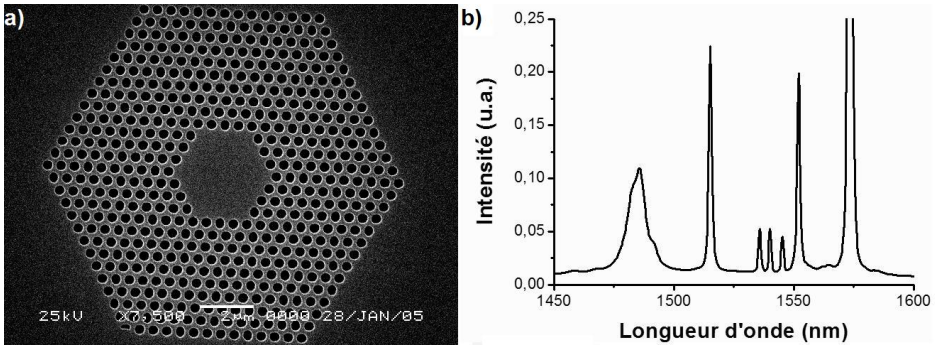

FIG. 5.30: *Présentation de la cavité H4 étudiée. Le cliché de microscopie électonique (a) réalisé au LEOM permet de connaître les paramètres géométriques de la cavité. Le mode de cavité étudié est celui qui est tronqué (vers 1575nm) sur le spectre de photoluminescence (b) réalisé avec la sonde placée au voisinage de la cavité (à 1μm de la surface environ).*

fréquences spatiales présentes dans l'image optique. Il apparaît clairement des fréquences spatiales associées à des ondes évanescentes (extérieures au cercle noir) orientées selon trois axes et créant les minima de signaux détectés au centre de la cavité sur l'image optique.

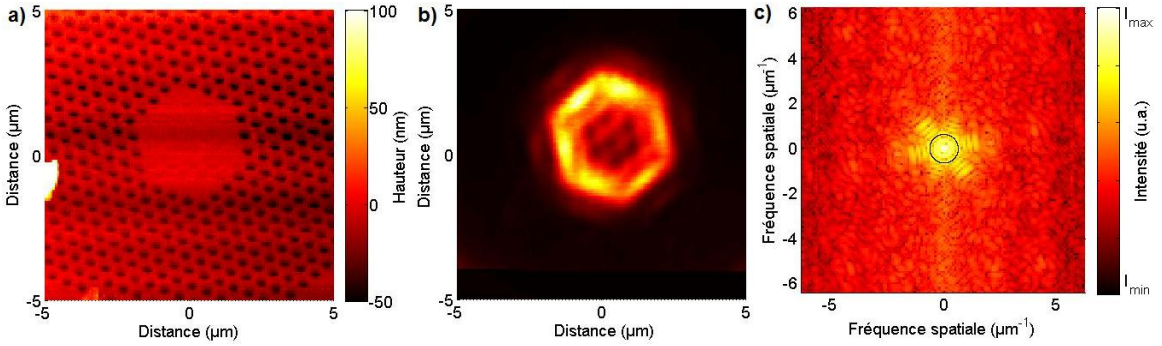

FIG. 5.31: *Images obtenues en champ proche optique pour un balayage de* $10 \times 10\mu m^2$. *A l'image topographique (a) redressée (le plan moyen de balayage de la sonde a été retiré) est associée une image optique (b) obtenue à 1573nm. Sur la transformée de Fourier (c) de l'image optique, le cercle noir correspond à la fréquence spatiale de* $2/\lambda$.

Une simulation numérique a été réalisée pour vérifier l'allure de la distribution de champ dans le cristal à la longueur d'onde étudiée. Le mode propre de la structure à la longueur d'onde désirée a été représenté sur la figure 5.32-a. On peut y voir clairement la présence de minima de champ répartis en maille hexagonale au centre de la cavité. Une structuration encore plus fine disparaît en effectuant la convolution par une gaussienne de largeur à mi-hauteur de 250nm (figure 5.32-b). Sur cette image on peut observer la présence de six spots lumineux situés aux milieux des côtés de la cavité. La différence entre l'image expérimentale et le calcul théorique convolué réside dans la visualisation d'une couronne lumineuse qui s'explique facilement par la diffraction sur les premiers trous autour de la cavité qui masque ainsi une partie du mode propre de la cavité. Ce mode par ailleurs est un mode non dégénéré.

Nous avons émis l'hypothèse que la localisation de la lumière visualisée au centre de la

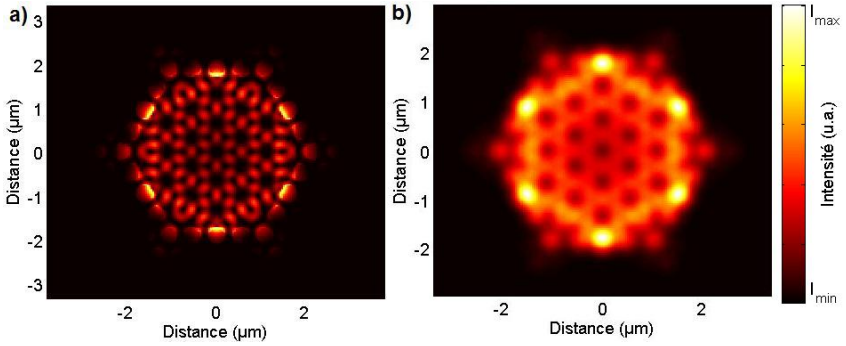

FIG. 5.32: *Simulation numérique par la méthode des ondes planes. L'intensité du champ électrique du mode propre de la structure (a) correspondant à l'image optique présentée en figure 5.31 est convoluée par une gaussienne de largeur à mi-hauteur de 250nm (b).*

cavité est due aux ondes évanescentes. Pour vérifier cette idée, une étude de la cavité avec le mode interleave du microscope est présentée dans les prochains paragraphes.

5.5.2 Influence des ondes évanescentes sur la formation de l'image optique

Nous avons ensuite réalisé des images en utilisant le mode interleave du microscope en champ proche optique. Les images optiques ainsi obtenues sont aussi traitées dans l'espace réciproque comme la figure 5.31-b. Les figures 5.33-a et c sont similaires à celles déjà présentées en figure 5.31-b et c.

La figure 5.33-b correspond à l'image optique obtenue lorsque la sonde est réculée de 500nm par rapport à l'image en asservissement. Sur cette image, deux maxima de signal sont présents sur deux des côtés de la cavité, tandis qu'un maxima secondaire apparaît au centre de la cavité. Il y a une redistribution de la lumière par rapport à l'image optique obtenue en asservissement.

Pour l'étude dans l'espace réciproque (figure 5.33-d), on peut remarquer que la quasi-totalité du signal est présent dans les basses fréquences spatiales. Comme il était envisagé, ce sont bien les composantes évanescentes, extérieures au cercle noir qui traduisent les variations d'intensité détectée dans la cavité.

5.5.3 Influence du taux de couplage relatif entre ondes évanescentes et radiatives

Nous avons déjà vu auparavant que pour des structures à fortes pertes, les composantes radiatives pouvaient masquer les composantes évanescentes. La figure 5.34-b présente une image optique obtenue sur la même structure, à la même longueur d'onde mais avec une sonde légérement différente. Or il apparaît clairement sur l'image optique qu'aucune organisation de la lumière au centre de la cavité n'est visible (pas de minima de signal, juste un spot d'intensité maximale).

Cependant, en faisant l'analyse de l'image dans l'espace réciproque (5.35-a), il apparaît qu'il existe bien des hautes fréquences spatiales (supérieures à $2/\lambda$). En repassant dans l'es-

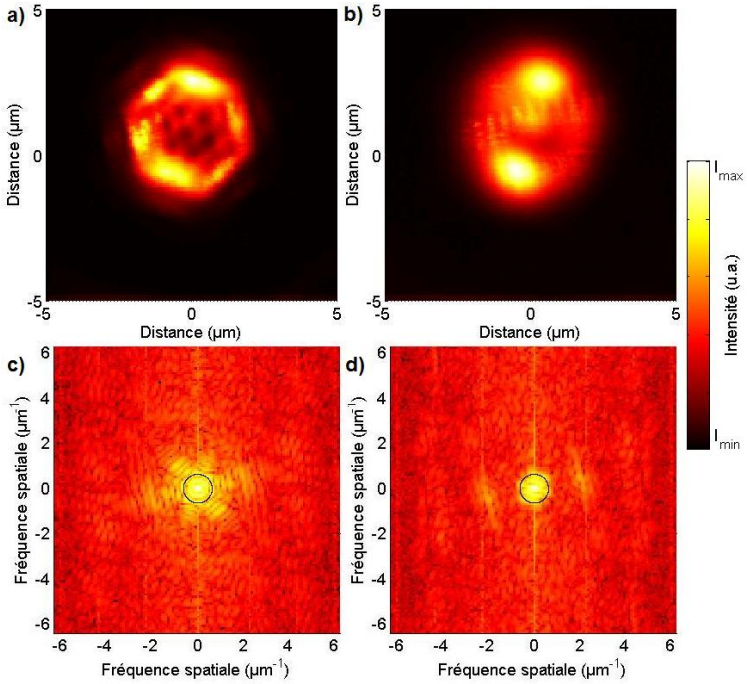

FIG. 5.33: *Etude du mode laser en interleave. A partir d'images optiques obtenues en champ proche pour un balayage de* $10 \times 10\mu m^2$ *à 1573,5nm avec la sonde en asservissement (a) (respectivement avec la sonde reculée de 500nm (b)), la transformée de fourier de l'image optique est réalisée (c) (respectivement (d)).*

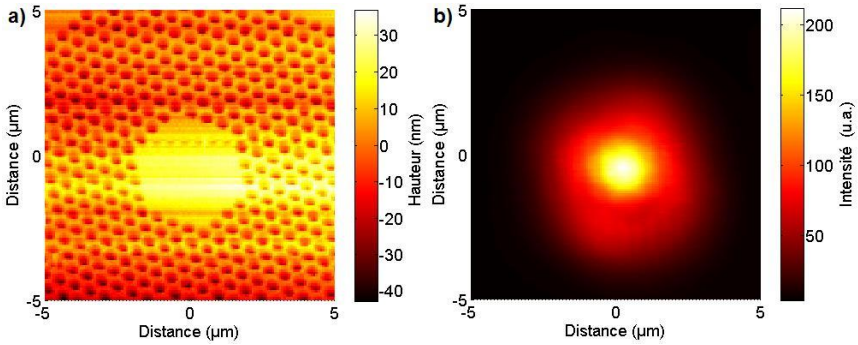

FIG. 5.34: *Images obtenues en champ proche optique pour un balayage de* $10 \times 10\mu m^2$. *A l'image topographique (a), une image optique (b) obtenue à 1573nm est associée.*

pace direct après avoir séparé les fréquences spatiales (de la figure 5.35-a) suivant qu'elles soient basses (figure 5.35-b) ou hautes (5.35-c), il apparaît que la distribution de la lumière due aux composantes évanescentes était encore une fois masquée par les composantes radiatives.

Cependant, dans ce cas, nous avons vu qu'il est possible d'obtenir une image optique présentant une localisation de la lumière (figure 5.31) ; les pertes de la structure (le facteur de qualité est de 500 environ) ne peuvent donc, à elles seules expliquer la formation de l'image optique de la figure 5.34. La différence principale entre les deux images optiques

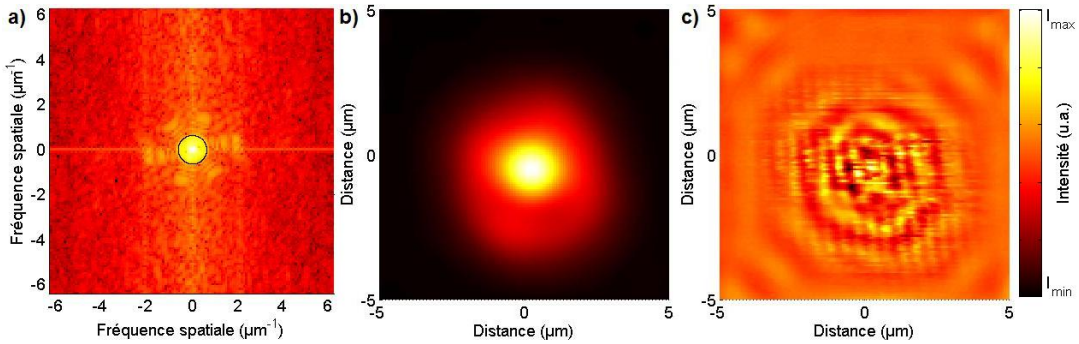

FIG. 5.35: *Etude dans l'espace réciproque de l'image optique présentée en figure 5.34. A partir de l'intensité de la transformée de Fourier de l'image optique (a), on reconstruit l'image dans l'espace direct en ne conservant que les basses fréquences spatiales (b) et que les hautes fréquences spatiales (c). Le cercle noir correspond à la fréquence spatialle de* $2/\lambda$.

réside dans les sondes utilisées. Pour pouvoir choisir la sonde que nous utilisons, nous avons à disposition un microscope avec un grossissment de $\times 1000$. Même si deux sondes nous semblent identiques avec ce microscope, nous n'avons aucune information sur l'extrémité de la sonde. Or c'est bien l'extrémité de la sonde qui est la plus importante pour la formation d'une image optique. Le taux de couplage des ondes radiatives est supérieur à celui des ondes évanescentes, mais le rapport de ces taux dépend de l'extrémité de la sonde. Dans le cas qui nous intéresse, il s'avère que ce taux de couplage, différent entre les deux images, va conduire à pouvoir visualiser ou non la distribution du champ électrique au milieu de la cavité. Par ailleurs, nous ne pouvons juger de la qualité d'une sonde qu'à posteriori, i.e. après avoir obtenu des images optiques.

5.5.4 Influence de la sonde sur la longueur d'onde de résonance

Suite à la publication de travaux théoriques [Koenderink *et al.* 05] traitant du contrôle des propriétés spectrales de structure à base de cristal photonique par des sondes de champ proche et vu la difficulté d'obtenir une image optique avec une localisation fine de la lumière pour ce mode "laser", nous nous sommes interrogés sur la possible perturbation de ce mode de cavité par la sonde.

La figure 5.36-a présente la réponse spectrale de la cavité autour de la longueur de résonance du mode présenté précédemment en fonction de la hauteur de la sonde au-dessus de la cavité. La position de la sonde est contrôlée à l'aide du mode interleave du microscope. En effectuant des ajustements par des courbes lorentziennes sur les réponses spectrales, il est alors possible d'obtenir l'évolution de la longueur d'onde de résonance et du facteur de qualité du mode en fonction de la hauteur de la sonde (figure 5.36-b). Il s'avère qu'en reculant la sonde, la longueur d'onde de résonance augmente ainsi que le facteur de qualité.

Cependant, il est également possible de faire varier la longueur d'onde de résonance de la cavité en focalisant plus ou moins la diode laser excitatrice. La figure 5.37 est basée sur la même démarche que la figure 5.36 mais avec comme paramètre variable l'amplitude de la lorentzienne ajustée. Il s'avère que plus la diode laser excitatrice va être focalisée, plus la longueur d'onde de résonance est grande. Cette influence de la focalisation peut se mettre

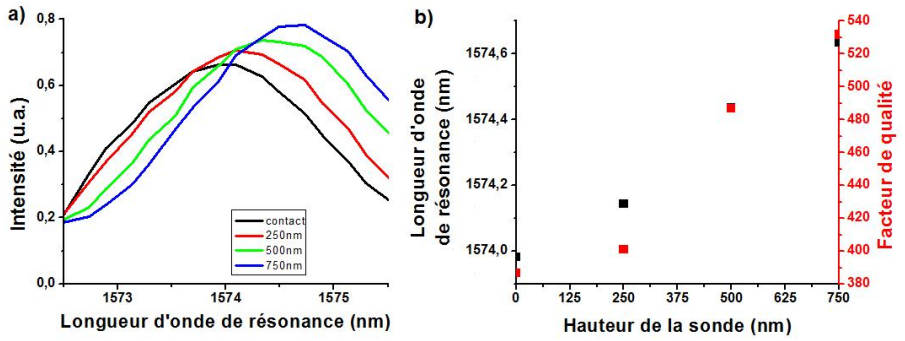

FIG. 5.36: *Etude des propriétés spectrales de la cavité H4 pour différentes hauteurs de la sonde. A partir des spectres de photoluminescence (a) réalisés avec la sonde en asservissement (en noir), reculée de 250nm (en rouge), de 500nm (en vert) et de 750nm (en bleu), des ajustements par des courbes lorentziennes des pics de résonance (b) permettent de connaître la longueur d'onde de résonance (en noir) et le facteur de qualité* $Q = \lambda_r/\Delta\lambda$ *(en rouge).*

sous la forme de trois coefficients : dilatation thermique de la structure ΔL, variation d'indice en fonction de la température Δn_1 et variation d'indice en fonction du nombre de porteur dans la structure Δn_2. Assimilons notre mode de cavité au mode fondamental d'une cavité Fabry-Pérot de longueur L. L'évolution de la longueur d'onde de résonance λ_r de ce mode en fonction de la focalisation du laser peut alors se mettre sous la forme :

$$\lambda_r\left(T, np\right) = 2 \times \left[n\left(T_0, np_0\right) + \Delta n_1\left(T\right) + \Delta n_2\left(T\right)\right] \times \left[L + \Delta L\left(T\right)\right] \tag{5.4}$$

où T est la température, np le nombre de porteur dans la cavité et (T_0, np_0) les paramètres de départ. Pour acquérir une image, la focalisation du laser est réalisée avec la sonde en champ lointain ; on peut donc imaginer qu'en reculant la sonde, puisque l'éclairage se fait du même côté que la sonde par rapport à la structure, la focalisation du laser soit meilleure. Ceci peut expliquer l'influence de la hauteur de la sonde sur la longueur d'onde de résonance.

La sonde est un élément clé dans une expérience de champ proche optique, en effet deux sondes, a priori, identiques vont pouvoir avoir des taux de couplage différents suivant le type d'onde (évanescente ou radiative) et créer ainsi des images optiques différentes pour une même structure.

Enfin, nous avons vu une des influences de la sonde sur la réponse spectrale d'une cavité ; sans toutefois pouvoir valider l'hypothèse d'un contrôle des propriétés spectrales de la structure induite directement par la sonde ou infirmer l'hypothèse d'une action sur la focalisation du laser. Il s'avère que le décalage obtenu en focalisant le laser est cinq fois plus grand que celui obtenu en déplaçant verticalement la sonde (plus de 3nm contre 0.6nm).

A l'acquisition des images, la résolution du monochromateur est inférieure au décalage spectral de la résonance, nous n'observons donc pas les conséquences de cet effet sur les différentes images obtenues en champ proche optique.

Dans les prochains paragraphes, nous nous intéressons à la visualisation de la levée de dégénérescence de modes propres dans une cavité de grand volume.

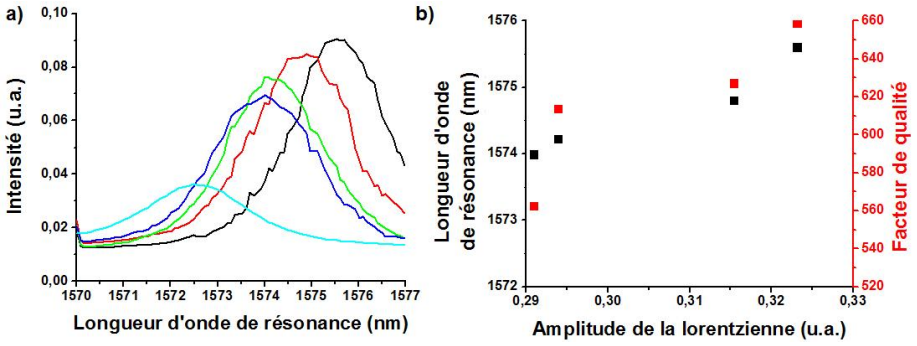

FIG. 5.37: *Etude des propriétés spectrales de la cavité H4 pour différentes focalisations de la diode laser excitatrice. A partir de différents spectres de photoluminescence (a) réalisés avec la sonde au voisinage de la cavité, des ajustements par des courbes lorentziennes des pics de résonance (b) permettent de connaître la longueur d'onde de résonance (en noir) et le facteur de qualité (en rouge).*

5.6 Visualisation de la levée de dégénérescence de modes propres, cas de la cavité H5

La structure choisie pour ces expériences est une cavité possédant un grand volume, une cavité H5. Une image topographique obtenue en champ proche optique présente la géométrie de la cavité (figure 5.38-a). Un spectre de photoluminescence, réalisé lui aussi en champ proche optique (figure 5.38-b) permet de connaître les propriétés spectrales de la cavité. Sur ce spectre, deux séries de pics de résonance vont être étudiées.

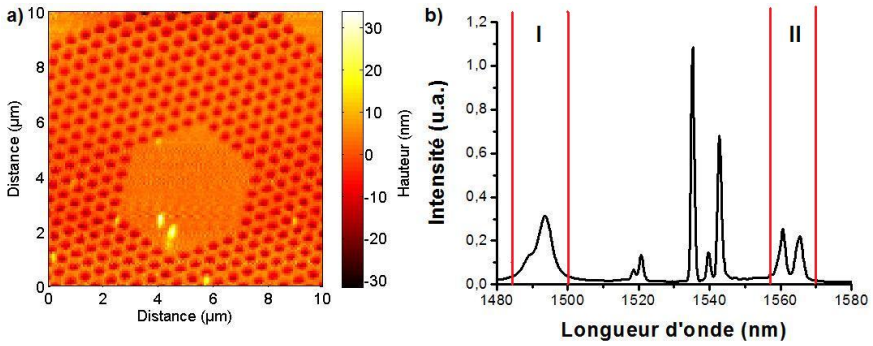

FIG. 5.38: *Présentation de la cavité H5 étudiée. En utilisant l'image topographique (a) obtenue en champ proche optique pour un balayage de $10 \times 10\mu m^2$, il est possible de placer la sonde au centre de la cavité pour réaliser un spectre de photoluminescence (b). Les deux domaines spectraux étudiés en champ proche optique sont indiqués (I et II).*

Pour commencer, des images optiques expérimentales sont obtenues pour des longueurs d'onde situées entre 1550 et 1570nm (domaine II de la figure 5.38-b). En effet, pour ce domaine de longueur d'onde, il apparaît sur le spectre de photoluminescence deux pics de résonance distincts mais relativement proches (5nm d'écart). La figure 5.39 présente deux

images optiques obtenues à 1562 (figure 5.39-a) et 1567nm (figure 5.39-b). Sur la première image optique, deux lobes lumineux symétriques par rapport à une droite $d1$ (en bleu) sont visibles. Par ailleurs, il apparaît aussi une surmodulation de période 500nm environ dans une des directions du cristal. Tandis que pour la deuxième image, même si cette surmodulation du signal est visible, le plus important est l'existence de deux lobes lumineux, symétriques par rapport à une droite $d2$ (en vert) qui est perpendiculaire à la droite $d1$.

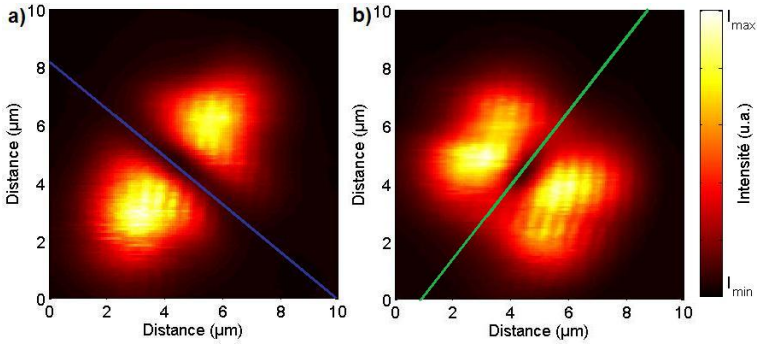

FIG. 5.39: *Images optiques obtenues en champ proche pour un balayage de* $10 \times 10\mu m^2$. *A 1562nm (a) (respectivement à 1567nm (b)), la droite d1 en bleu (respectivement d2 en vert) est un axe de symétrie de l'image optique. Les longueurs d'onde choisies sont situées dans la zone II de la figure 5.38.*

Les précédentes mesures optiques sont également confirmées pour deux autres pics de résonance. Cette fois, nous nous intéressons à la bosse sur le spectre de photoluminescence de la figure 5.38-b située vers 1490nm (domaine I de la figure 5.38-b). La figure 5.40 présente deux images optiques réalisées à 1490 (figure 5.40-a) et 1495nm (figure 5.40-b). Par rapport aux images précédentes (figure 5.39), la surmodulation du signal optique dans une des directions du cristal a totalement disparue. Cependant, on peut noter qu'à 1490nm, la droite $d1$ peut toujours être considérée comme un axe de symétrie pour les deux spots lumineux de forme triangulaire de l'image optique. Sur cette droite, trois spots lumineux distants de 1,9μm sont mêmes visibles. Tandis que pour l'image optique obtenue à 1495nm, c'est la droite $d2$ qui est un axe de symétrie pour les deux spots présentant une forme allongée. Cette fois, il n'y a un qu'un seul spot lumineux situé sur l'axe de symétrie.

La symétrie (de type C2) observée sur les différentes images optiques présentées peut être attribuée à la levée de dégénérescence des modes de cavité. Cependant, pour pouvoir visualiser l'orthogonalité de deux modes, avec un microscope en champ proche optique, il faut pouvoir imager l'amplitude des champs électriques des modes pour en faire le produit. En effet, le produit de deux modes propres qui sont par nature orthogonaux doit être nul. Cela est vrai lorsque l'on considère leur amplitude et non pas leur intensité. Le montage que nous avons ne nous permet d'obtenir que les intensités des champs électriques. Habituellement, un montage de type hétérodyne permet la visualisation en amplitude. Cependant, un tel montage est inutilisable pour des expériences conduites avec une source interne incohérente (puits quantiques,...).

Lorsque des modes sont dégénérés, en plus d'avoir les mêmes distributions des champs électromagnétiques, ils possèdent une longueur d'onde de résonance unique. Cependant dans notre cas, la dégénérescence des modes semble levée ; d'une part les images optiques ne pré-

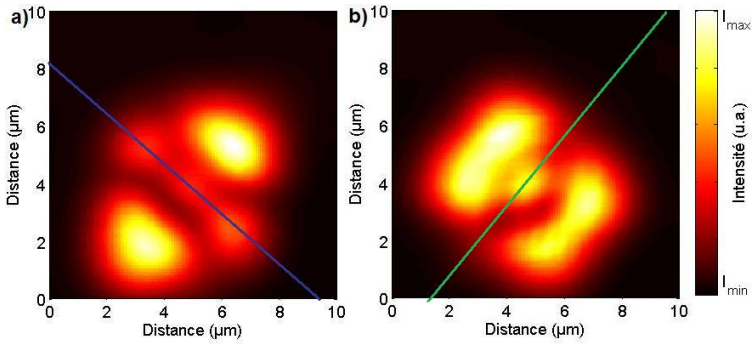

FIG. 5.40: *Images optiques obtenues en champ proche pour un balayage de* $10 \times 10\mu m^2$. *A 1490nm (a) (respectivement à 1495nm (b)), la droite d1 en bleu (respectivement d2 en vert) est un axe de symétrie de l'image optique. Les longueurs d'onde choisies sont situées dans la zone I de la figure 5.38.*

sentent pas la symétrie C6 associée à la cavité et d'autre part, les différents modes possèdent des longueurs d'onde de résonance différentes.

Par ailleurs, nous avons vu que pour les pics situés vers 1560nm (figure 5.39), des interférences étaient visibles en champ proche contrairement aux images optiques pour les pics de la bosse de photoluminescence (figure 5.40). Sachant que l'ensemble des paramètres expérimentaux étaient les mêmes (sonde, largeur des fentes, paramètres d'asservissement,...) une explication pour la présence de ces interférences réside dans la cohérence du signal réemis par la structure. En effet, les pics de résonance situés à 1560nm sont beaucoup plus étroits que ceux situés vers 1490nm ; le signal issu des puits quantiques possède donc une cohérence plus élevée, ce qui conduit à l'apparition des oscillations. Cet effet est aussi visible pour certaines images de la figure 5.5.

5.7 Conclusion

Une grande partie du travail réalisé dans ce chapitre réside dans l'imagerie systématique des différents modes de cavités, pour des cavités hexagonales dont la taille est variable. Cette étude nous a permis de montrer un des intérêts de la microscopie en champ proche optique, à savoir réaliser des mesures à la fois résolue spatialement [Gérard *et al.* 02] et spectrallement. Ce principe de mesure a déjà été mis en avant par N. Louvion pour des cavités hexagonales de type H2 [Louvion *et al.* 05]. Il s'avère que cette étude est complémentaire de celle de N. Louvion. En effet, ses cavités H2 étant différentes des nôtres (paramètre de maille et diamètre des trous), les modes de la cavité H2 présentés dans ce chapitre ne sont pas les mêmes que ceux étudiés dans son travail. De plus, il s'avère que dans cette publication la majorité des modes de cavité ne présente pas une vraie symétrie C6 en ce qui concerne les intensités lumineuses. Ceci pourrait être dû à un phénomène d'ombrage de l'échantilllon induit par la sonde. Cependant, il s'avère que dans notre cas, ce phénomène ne semble pas se produire.

De plus, à l'aide de cette étude systématique, nous avons pu mettre en évidence des levées de dégénérescence par de simples défauts de fabrication, modifiant radicalement ou non la symétrie de la structure. Enfin, nous avons montré l'influence des ondes évanescentes sur la

formation des images optiques à l'aide d'images optiques réalisées avec le mode interleave du microscope.

Nous avons également mis en défaut certains spectres de photoluminescence obtenu en champ lointain. En effet, sur de tels spectres, l'information obtenue étant globale, aucune information localisée dans l'espace n'est obtenue, i.e. on ne peut identifier la source d'un défaut conduisant à une dissymétrie d'un mode de cavité par exemple. De plus, nous avons pu montrer que tous les modes de cavités ne sont pas visibles sur un spectre de photoluminescence en champ lointain, contrairement au cas d'un spectre réalisé localement au travers de la sonde.

Finalement, dans ce chapitre, où nous avons principalement axé notre réflexion sur l'analyse de la formation des images, nous avons mis en évidence la difficulté d'obtenir une image optique reflétant la réalité d'une structure dans le cas où celle-ci possède de fortes composantes radiatives. Cependant, nous avons aussi montré que cette difficulté peut provenir de la sonde en elle-même par l'intermédiaire du couplage des différents vecteurs d'onde. De plus, nous avons visualisé l'influence de l'extension spatiale de la zone de collection de la sonde.

Dans le prochain chapitre, nous nous intéressons à l'étude de structures, toujours réalisées au LEOM, mais cette fois, nous ne travaillons plus dans la bande interdite photonique du cristal, nous choisissons d'étudier différentes bandes permises.

Chapitre 6

Etude des bandes permises d'un composant actif à cristal photonique parfait

Une des principales propriétés des cristaux photoniques est de pouvoir confiner la lumière dans un faible volume. Ainsi, les composants à cristal photonique gravé dans une couche d'InP avec des puits quantiques peuvent être fabriqués dans le but d'obtenir une source laser. La première méthode pour obtenir une telle source est de placer un défaut dans le cristal photonique et d'utiliser les bandes interdites photoniques du cristal pour confiner la lumière au niveau du défaut. Ce type de structures a déjà été étudié à la fois en champ lointain [Painter *et al.* 99] [Lee *et al.* 99] et en champ proche [Gérard *et al.* 02] [Louvion *et al.* 05].

Toutefois, une deuxième méthode a été proposée pour obtenir une source laser, cette fois en utilisant les bandes permises du cristal photonique [Monat *et al.* 02]. Ces lasers sont appelés des lasers à mode de Bloch à faible vitesse de groupe. Dans ce cas, en général, l'étude porte essentiellement sur l'émission de la structure en centre de zone de Brillouin, i.e. en Γ, et se fait par une mesure en champ lointain.

Dans ce chapitre, nous étudions de telles structures, toujours réalisées au LEOM. Le montage expérimental que nous utilisons est donc le même que celui du chapitre précédent. Cependant, l'étude que nous conduisons ne se limite pas au centre de zone du cristal photonique.

Après avoir présenté les structures, nous conduisons une analyse des modes lents en centre de zone en champ proche optique que nous comparons à des résultats obtenus en champ lointain. Ensuite, nous présentons, les interférences entre les différentes harmoniques de Bloch visibles sur les cartographies obtenues en champ proche optique. Pour finir, d'une part, nous imageons en champ proche optique des bandes permises à indice effectif négatif ; et d'autre part, à partir de ces mesures, nous remontons aux courbes de dispersion du composant à cristal photonique.

6.1 Présentation des propriétés des différentes structures

Jusqu'à présent, nous avons étudié des cristaux photoniques possédant une maille élémentaire triangulaire simple. Cependant les cristaux photoniques de type graphite, i.e. structures dont la maille élementaire est triangulaire mais avec deux trous, sont de bons candidats pour obtenir un laser à mode de Bloch ; c'est pourquoi nous avons choisi d'étudier un tel composant à cristal photonique en champ proche optique. Après avoir décrit les paramètres géométriques des différentes structures et leur réponse spectrale, nous présentons leur diagramme de bande théorique.

6.1.1 Description des structures

Le cliché de microscopie électronique (figure 6.1-a) présente une des structures à notre disposition. Un cristal photonique bi-dimensionnel en maille graphite est gravé dans une couche d'InP. Le cristal photonique est limité spatialement à quelques dizaines de micromètres. On peut donc voir la structure formée par le cristal photonique comme une cavité intégrée dans une couche homogène d'InP. La cavité ainsi formée est une cavité "géante" de plusieurs micromètres.

Par ailleurs, nous avons étudié deux structures différentes qui possèdent le même nombre de trous. Pour ces deux structures que nous appelons graphite 1 et graphite 6, nous avons

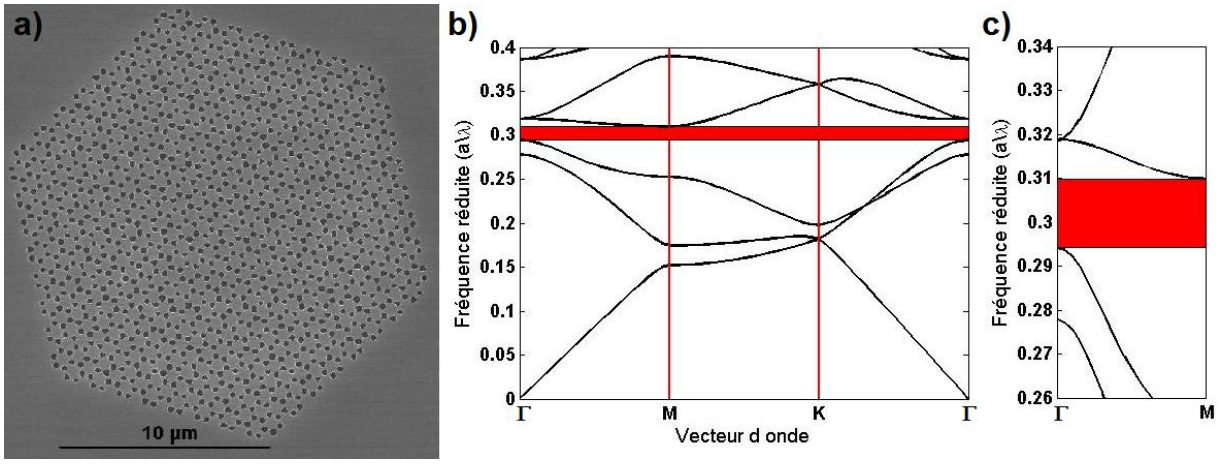

FIG. 6.1: *Présentation des strucutures étudiées. A partir du cliché de microscopie électronique (a) de la structure graphite 6, les paramètres du cristal sont définis pour permettre le calcul du diagramme de bande de la structure (b). Le domaine des fréquences réduites accessible avec nos détecteurs est agrandie (c).*

deux paramètres de maille différents. Nous nous attendons donc à avoir deux réponses spectrales différentes.

Nous nous intéressons dans les prochains paragraphes aux diagrammes de bande obtenus par la même méthode de simulation qu'au chapitre précédent, à savoir la méthode des ondes planes à deux dimensions avec un indice effectif pour la couche guidante. Les différents diagrammes de bandes théoriques ainsi calculés correspondent à la maille élémentaire de la structure graphite, i.e. que le cristal photonique est supposé infini.

6.1.2 Diagramme de bande des structures

Les structures étant assez proches (le paramètre de maille varie de moins de 3% et le diamètre des trous de 5%), les diagrammes de bande sont similaires ; nous n'en présentons donc qu'un seul, celui de la structure graphite 6 (figure 6.1-b). Expérimentalement, le domaine des fréquences réduites que nous explorons s'étend de $0,26$ à $0,34$ a/λ (figure 6.1-c). Pour ce domaine, il existe toujours une bande interdite photonique complète et deux bandes permises (les deuxième et troisième bandes). La variation des paramètres géométriques (distance entre les trous et diamètre des trous) influe essentiellement sur la position des différentes bandes mais pas sur leur sens de variation.

Pour les différentes structures, nous étudions d'une part les modes lents en centre de zone (situés vers $0,295$ et $0,278$ a/λ sur la figure 6.1-c) et d'autre part l'évolution en champ proche optique des courbes de dispersion du composant à crital photonique. Dans les prochains paragraphes, nous présentons l'étude réalisée en champ proche optique des modes lents en centre de zone.

6.2 Analyse en champ proche optique des modes lents en centre de zone

Les cristaux photoniques, par leurs courbes de dispersion, permettent d'augmenter l'extraction verticale de la lumière au niveau des branches plates de leur diagramme de bande [Fan *et al.* 97] [Boroditsky *et al.* 99]. Les cristaux photoniques représentent ainsi une solution pour améliorer les propriétés d'extraction de la lumière des LED à base de semi-conducteur à haut indice optique.

Dans cette partie du manuscrit, nous nous intéressons uniquement aux branches plates des deuxième et troisième bandes (figure 6.1-c) situées en centre de zone, même si il est possible de réaliser de l'extraction sur des branches plates en bords de zone [Ryu *et al.* 03]. Nous commençons par présenter une mesure spectroscopique de l'extraction verticale de la lumière de type champ lointain pour les deux structures graphites. Ensuite, nous réalisons, en champ proche optique, le même type de mesure que nous comparons à la mesure en champ lointain. Enfin, nous cartographions les distributions de champ associées aux modes lents en centre de zone des deuxième et troisième bandes.

6.2.1 Spectroscopie en champ lointain

Tout d'abord, nous avons cherché un moyen de rapprocher notre configuration expérimentale d'une expérience de photoluminescence en champ lointain. Comme nous ne pouvons pas mettre un objectif de collection à la perpendiculaire de l'échantillon (à la place de la sonde locale), nous avons décidé d'utiliser une fibre optique dégainée et clivée afin de collecter la lumière avec la plus grande ouverture numérique possible. La fibre optique étant monomode à 1,55μm, son coeur s'étend sur $10\mu m$ environ. La diode laser excitatrice utilisée est focalisée à la surface de l'échantillon de façon à avoir une tache focale d'environ $10\mu m$ aussi. La fibre optique recueille ainsi ce qui est émis dans un faible angle solide à la verticale de l'échantillon (figure 6.2-a).

Dans une telle configuration, on observe sur les spectres de photoluminescence des puits quantiques (figure 6.2-b courbes fines) une modulation de l'intensité détectée. Cette modulation est due à l'existence d'une cavité Fabry-Pérot entre la fibre clivée et la surface de l'échantillon. Afin de confirmer cette hypothèse, nous avons réalisé plusieurs spectres de photoluminescence de ce type en faisant varier la distance verticale entre la surface de l'échantillon et la fibre clivée. Comme attendu, en faisant varier cette distance de plusieurs microns, nous changeons l'ordre des modes de la cavité ce qui se traduit par la variation de l'intervalle spectral entre les modes (figure 6.2-b courbes fines rouge et noire). De plus, nous avons vérifié numériquement que la position des pics de résonance est en accord avec la distance entre la sonde et la surface de l'échantillon. Les différentes longueurs d'onde de résonance étant bien définies, il nous est possible de filtrer les spectres de photoluminescence (figure 6.2-b courbes grasses rouge et noire) pour obtenir le spectre de photoluminescence associés aux puits quantiques seulement.

La fibre clivée est alors placée au-dessus des différentes structures graphites. Nous présentons deux spectres de photoluminescence obtenus pour les structures graphites 1 (figure 6.3-a) et 6 (figure 6.3-b). Ces spectres sont normalisés par rapport à le réponse des puits quantiques, ce qui explique les oscillations visibles pour le spectre de la structure graphite 1 pour des fréquences réduites situées entre $0,28$ et $0,295$ a/λ.

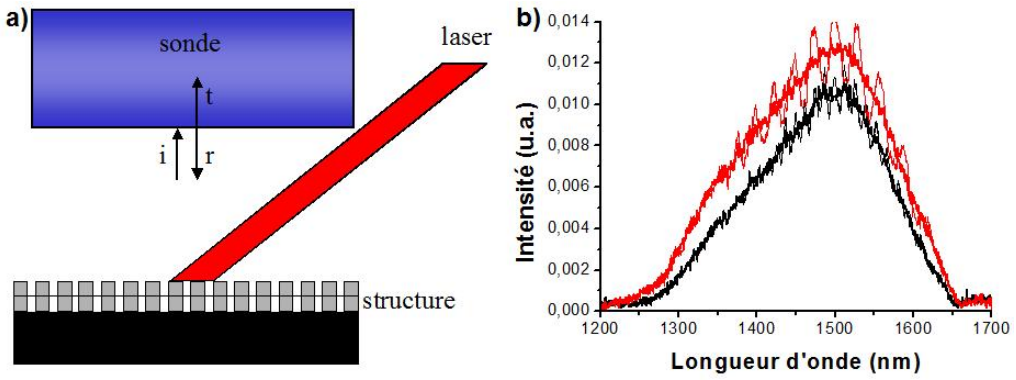

FIG. 6.2: *Spectre de photoluminescence de type champ lointain. Une fibre clivée est approchée à quelques dizaines de microns de la surface de l'échantillon (a) pour réaliser des spectres de photoluminescence (b). Nous présentons ici la réponse des puits quantiques pour deux distances séparant la fibre optique et la surface de l'échantillon (courbes noire et rouge). Une cavité Fabry-Pérot est ainsi formée par l'échantillon et la fibre optique. Les différents spectres de photoluminescence réalisés par cette méthode présentent des oscillations (courbes fines) qu'il est possible de filtrer pour avoir la réponse de la structure (courbes grasses).*

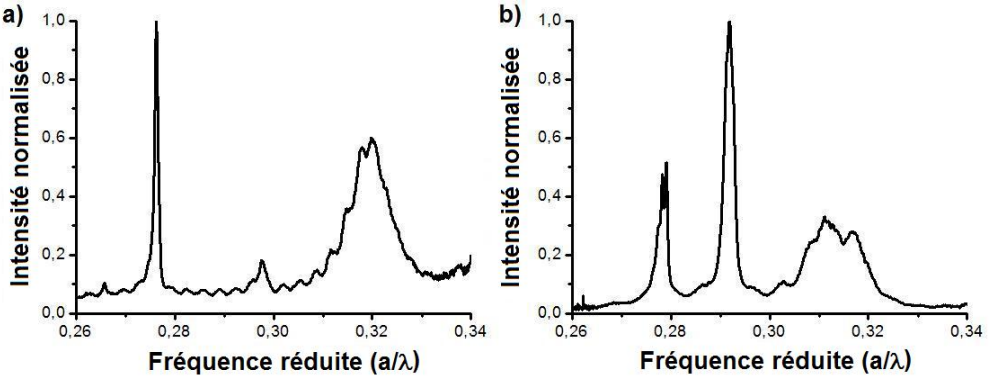

FIG. 6.3: *Spectres de photoluminescence obtenus avec la fibre clivée pour les structures graphites 1 (a) et 6 (b). Ces spectres ont été normalisés par la réponse de la couche d'InP homogène avec les puits quantiques.*

Sur ces deux spectres, on observe deux pics, plus ou moins bien marqués, associés aux branches plates en centre de zone et une bosse associée aux différentes bandes permises situées au-dessus de la bande interdite photonique du diagramme de bande de la figure 6.1-b

Dans les prochains paragraphes, nous réalisons le même type de mesure mais en champ proche optique cette fois.

6.2.2 Spectroscopie en champ proche optique

Nous réalisons la même expérience que précédemment en utilisant une sonde locale à la place de la fibre clivée. Nous réduisons ainsi la taille de la zone de collection de la fibre, ce qui conduit à une mesure spectroscopique locale et nous approchons la fibre du centre des

structures. Les spectres de photoluminescence réalisés sont présentés en figure 6.4-a pour la structure graphite 1 et sur la figure 6.4-b pour la structure graphite 6.

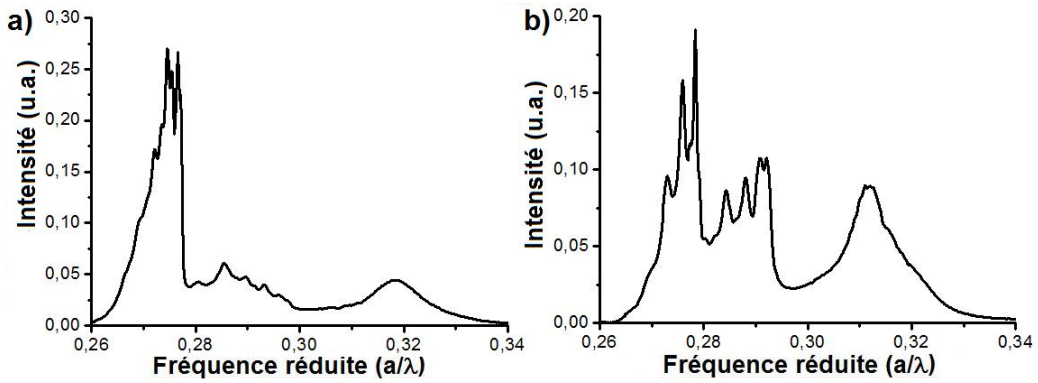

FIG. 6.4: *Spectres de photoluminescence obtenus avec une sonde locale placée au voisinage du centre de la structure graphite 1 (a) et au centre de la structure graphite 6 (b).*

Une comparaison rapide de ces spectres avec ceux réalisés avec la fibre clivée permet de mettre en évidence les points communs et les différences entre les deux méthodes de spectroscopie. Pour les quatres spectres (figure 6.3 et 6.4), la bosse d'intensité maximale vers $0,31\ a/\lambda$ est toujours visible ; mais les deux pics distincs obtenus avec la fibre clivée sont remplacés par deux séries de pics sur les spectres obtenus avec la sonde locale.

En effectuant une mesure en champ lointain, la collection de la lumière extraite du cristal photonique s'effectue avec un angle solide le plus grand possible (figure 6.5-a). Si l'angle solide de collection correspond au demi-espace (2π stéradians), en dehors de la bande interdite photonique, toute la lumière issue du cristal photonique est recueillie ; l'intensité collectée est donc constante.

Cependant, lors de la mesure en champ lointain, l'angle de collection ne correspondant pas au demi-espace entier, la collection de la lumière extraite du cristal photonique dépend alors du diagramme de rayonnement du cristal qui n'est pas isotrope [Lee *et al.* 03]. En réduisant l'angle solide de collection, le pic (sur l'intensité collectée) associé au centre de zone est de plus en plus marqué (figure 6.5-b). En effet, loin du centre de zone, le rayonnement de la cavité peut présenter différents lobes symétriques par rapport à la direction perpendiculaire à la surface de la structure d'où une intensité collectée en champ lointain nulle puisque la collection s'effectue selon la direction perpendiculaire à la surface de l'échantillon. En se rapprochant du centre de zone, le rayonnement de la cavité se rapproche de plus en plus de la direction de collection [Cluzel *et al.* 06a], d'où une augmentation de l'intensité collectée.

L'influence du rayonnement vertical de la cavité se manifeste donc sur les spectres que nous avons réalisés en champ lointain par des pics associés aux branches plates en centre de zone.

Lors d'une mesure en champ proche optique, la sonde locale utilisée, qui va pouvoir recueillir l'ensemble de la lumière rayonnée par la cavité, permet de s'affranchir de la limite de l'angle solide de collection. En théorie, la sonde permet ainsi de récuperer l'ensemble de l'information issue de la cavité, i.e. l'information rayonnée dans toutes les directions de l'espace. On pourrait alors s'attendre à avoir une intensité collectée par la sonde constante et non nulle en dehors des bandes interdites photoniques. Toutefois, sur les spectres expérimentaux,

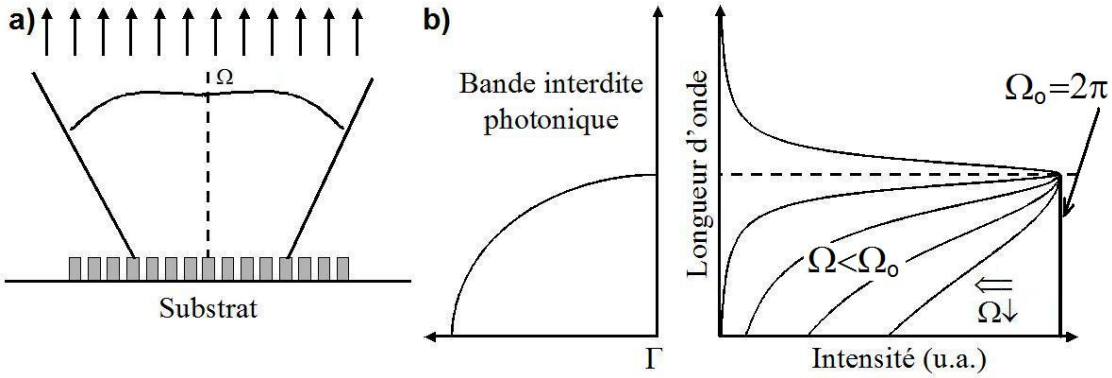

FIG. 6.5: *Principe d'un spectre de photoluminescence en champ lointain. La collection de la lumière extraite d'un cristal photonique s'effectue dans un angle solide Ω (a). Dans la bande interdite photonique, et quelque soit la valeur de Ω, l'intensité collectée (b) est nulle. En dehors de la bande interdite photonique, si la collection s'effectue sur le demi-espace complet, l'intensité collectée est la même quelque soit la longueur d'onde (en gras). En reduisant l'angle solide de collection, un pic associé à la branche plate en centre de zone apparaît sur l'intensité collectée.*

on observe l'apparition de plusieurs pics. Nous ne discutons pas de leur présence pour le moment. Nous les expliquons un peu plus loin dans le manuscrit (dans la section 6.3.3.1)

Dans les prochains paragraphes, nous cartographions en champ proche optique les distributions de champ associées aux modes lents en centre de zone.

6.2.3 Imagerie en champ proche optique du centre de zone

Pour visualiser en champ proche optique la répartition de l'intensité du champ électrique associée au mode lent en centre de zone, nous avons choisi la structure graphite 6. Le centre de zone pour la deuxième bande est obtenu à une longueur d'onde de 1559nm et pour la troisième bande à 1490nm. Comme nous voulons cartographier le plus finement les deux distributions de champ, i.e. localiser les minima et les maxima de champ à l'échelle de la période du cristal, nous avons décidé de réaliser des images de petite taille $3\times3\mu m^2$ présentées en figure 6.6.

Sur l'image correspondant à la troisième bande (figure 6.6-a), nous voyons apparaître un signal périodique présentant des maxima d'intensité. Tandis que pour l'image optique associée à la deuxième bande (figure 6.6-b), il apparaît un signal périodique présentant des minima d'intensité. Ces maxima (respectivement minima) sont localisés là où les trous de la maille hexagonale simple sont manquants, pour la troisième (respectivement deuxième) bande.

Des simulations numériques de la maille élémentaire graphite ont été réalisées pour visualiser la différence de distribution de l'intensité du champ électrique pour les deux bandes considérées (figure 6.7). Cependant, comme pour les cavités hexagonales, la distribution théorique de l'intensité présente une structuration fine que nous n'avons pas sur les images optiques expérimentales. Nous avons donc convolué ces distributions par une gaussienne de largeur à mi-hauteur de 250nm (figure 6.8).

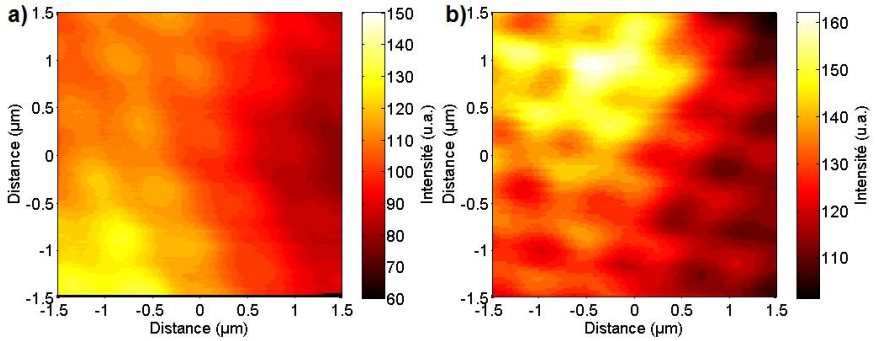

FIG. 6.6: *Images optiques obtenues en champ proche pour un balayage de* $3 \times 3\mu m^2$ *à 1490nm (a) pour la troisième bande et à 1559nm (b) pour la deuxième bande.*

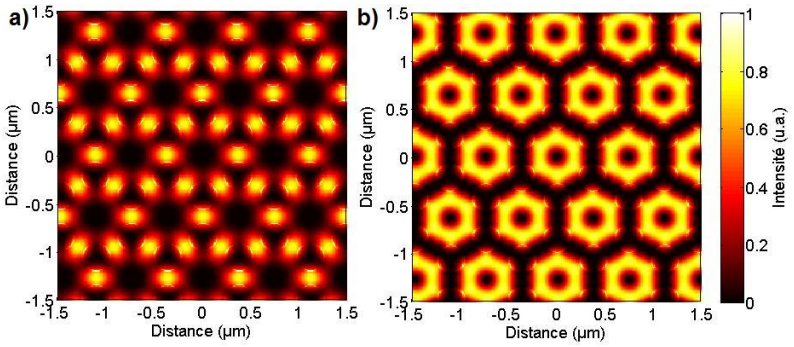

FIG. 6.7: *Distribution de l'intensité du champ électrique obtenue par la méthode des ondes planes en centre de zone pour la troisième (a) et la deuxième (b) bande. Les longueurs d'onde correspondantes sont de 1480 et 1565nm.*

Les calculs convolués font apparaître la même période que les images expérimentales, i.e. la période du cristal photonique. Cependant, en comparant les différentes images (expérimentales et théoriques), il apparaît que les résultats semblent inversés, i.e. que l'image expérimentale réalisée pour la deuxième bande ressemble plus au calcul de la troisième, et inversement.

Pour pouvoir comprendre cette inversion, nous passons dans l'espace réciproque. Les transformées de Fourier des calculs théoriques sont visibles sur la figure 6.9. Il s'avère que les deux transformées de Fourier sont très proches. Différents maxima sont visibles pour les différentes fréquences spatiales associées aux vecteurs d'onde du réseau réciproque. La différence entre les deux calculs de la figure 6.9 réside essentiellement dans les amplitudes des différentes fréquences spatiales.

En ce qui concerne les images expérimentales, on s'aperçoit que les transformées de Fourier (figure 6.10) sont aussi très proches. Cependant, comme les hautes fréquences spatiales sont moins bien recueillies par la sonde que les basses fréquences spatiales, seules les fréquences spatiales associées aux plus petits vecteurs du réseau réciproque sont visibles sur les images expérimentales. Dans les faits, nous n'avons pas recueilli d'information dont la fréquence spatiale soit supérieure à celle associée aux centres de zones secondaires (cercle

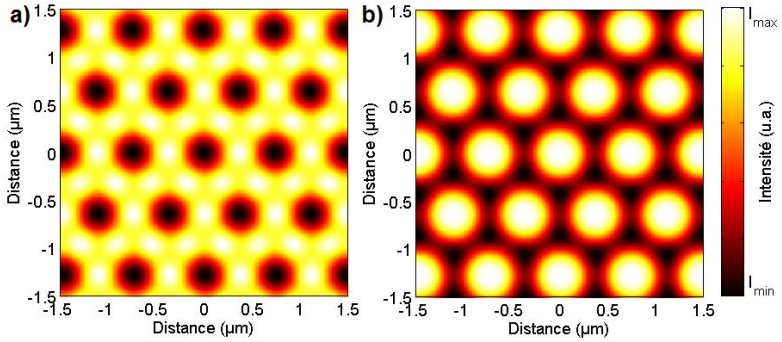

FIG. 6.8: *Convolution de la distribution de l'intensité du champ électrique par une gaussienne de 250nm de largeur à mi-hauteur pour la troisième (a) et la deuxième (b) bande.*

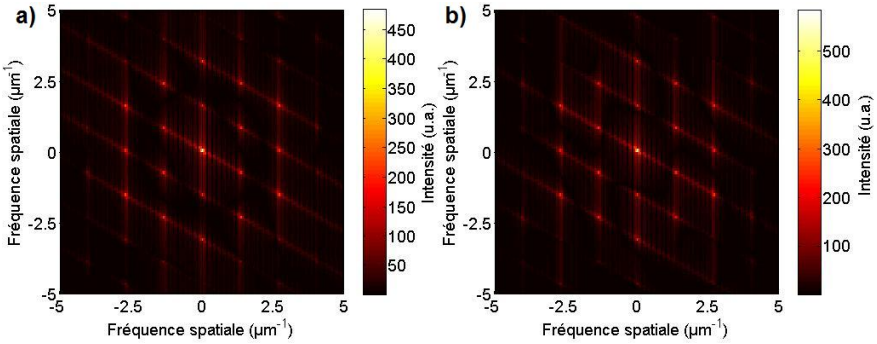

FIG. 6.9: *Transformée de Fourier de la distribution de l'intensité du champ électrique théorique pour la troisième (a) et la deuxième (b) bande. Les fréquences spatiales associées aux centres de zones possèdent des composantes non nulles.*

bleu de la figure 6.10).

L'inversion entre les images expérimentales et théoriques que nous obtenons n'est pas logique. La seule hypothèse que nous puissions mettre en avant pour expliquer ce phénomène est basée sur le couplage des différentes fréquences spatiales dans la sonde. Nous avons vu, au chapitre précédent pour la cavité hexagonale de type H4, que ce couplage des fréquences dans la sonde est primordial pour la formation d'une image optique.

Même si la visualisation en champ proche ne correspond pas à ce qui était attendu, les images sont différentes en fonction de la bande considérée mais présentent une seule période qui est celle du cristal photonique. Dans les prochains paragraphes, nous présentons une analyse des images expérimentales basée sur leur étude dans l'espace réciproque permettant de connaître le diagramme de bande d'un cristal photonique.

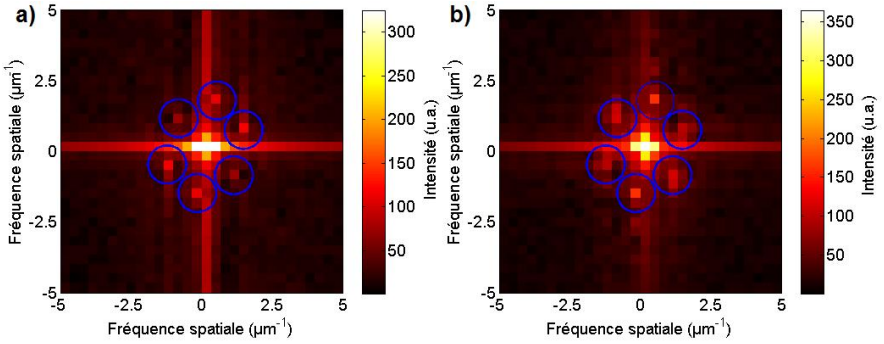

FIG. 6.10: *Transformée de Fourier des images optiques expérimentales obtenues à 1490nm (a) et 1558nm (b). Les cercles bleus indiquent la position des centres de zone secondaires, i.e. ces fréquences spatiales sont celles asociées à la période de la structure graphite.*

6.3 Interférences entre les harmoniques des modes de Bloch en champ proche optique

L'analyse des images optiques obtenues en champ proche que nous faisons repose sur l'existence d'au moins deux modes de Bloch différents dans le composant à cristal photonique. A partir de la distribution de l'intensité lumineuse au sein du composant, obtenue via la sonde locale, et en passant dans l'espace réciproque, nous pouvons alors connaître les différentes bandes permises du composant. Une approche similaire a déjà été utilisée pour des modes guidés dans le cas de guide à cristal photonique [Bozhevolnyi *et al.* 02] [Loncar *et al.* 02] [Gersen *et al.* 05].

Tout d'abord, nous présentons les équations utilisées dans l'espace direct pour décrire la distribution de l'intensité lumineuse détectée. Ensuite, nous montrons l'apport de la microscopie en champ proche optique par rapport à la microscopie classique en comparant les résultats qu'il est possible d'obtenir. Pour finir, nous montrons un exemple de ce que nous avons pu obtenir pour une des structures graphites.

6.3.1 Modélisation de la formation des images

Le modèle que nous présentons est valable quelque soit la dimension du cristal photonique. Cependant pour simplifier les expressions mathématiques, nous considérons un cristal photonique parfait à une dimension, de période a et de hauteur limitée. Le champ électrique E dans le cristal photonique au point x, en accord avec le théorème de Bloch, peut se mettre sous la forme :

$$E(x) = \sum_{m=-\infty}^{\infty} A_m e^{i\left(k+\frac{2\pi}{a}m\right)x} \tag{6.1}$$

où m est un nombre entier quelconque, A_m est l'harmonique de Bloch associé au vecteur du réseau réciproque égal à $\frac{2\pi}{a}m$. L'intensité du champ électrique I dans le cristal photonique se met alors sous la forme :

$$I(x) = \sum_{m=-\infty}^{\infty} |A_m|^2 + \sum_{m=1}^{\infty} \sum_{m'=1,\neq m}^{\infty} A_m A_{m'} \cos\left[\frac{2\pi}{a}(m-m')x\right] \tag{6.2}$$

On s'aperçoit tout de suite que l'intensité dans le cristal photonique présente certaines fréquences correspondant à un multiple de $\frac{2\pi}{a}$ (i.e. une fréquence associée à un multiple de la période du cristal) et bien sûr une composante continue. En considérant que nous sommes en dehors d'une bande interdite photonique et que ce premier mode de Bloch s'accompagne d'un deuxième mode de Bloch, le champ électrique total E_T dans le cristal s'exprime par :

$$E_T(x) = \sum_{m=-\infty}^{\infty} A_{1,m} e^{i\left(k_1 + \frac{2\pi}{a} m\right)x} + \alpha \sum_{m'=-\infty}^{\infty} A_{2,m} e^{i\left(k_2 + \frac{2\pi}{a} m'\right)x} \tag{6.3}$$

où α est un coefficient quelconque permettant de fixer le poids relatif des deux modes considérés. Dans le cas d'une structure parfaite, les deux modes de Bloch considérés sont des solutions propres du système ; ils ne doivent pas interagir. Cependant, nous venons sonder en microscopie de champ proche, par l'intermédiaire d'une sonde locale l'intensité issue du cristal photonique. Comme dans le cas d'un guide multimode [Balistreri *et al.* 00], la sonde locale permet aux deux modes de Bloch du cristal d'interagir (sommation en amplitude et en phase des champs électromagnétiques associés) et l'intensité du champ électrique sondée I_S s'exprime selon :

$$\begin{aligned} I_S(x) \;=\; & \sum_{m=-\infty}^{\infty} |A_{1,m}|^2 + 2 \sum_{m=-\infty}^{\infty} \sum_{m'>m}^{\infty} A_{1,m} A_{1,m'} \cos\left[\frac{2\pi}{a}(m-m')x\right] \\ & + \alpha^2 \sum_{m=-\infty}^{\infty} |A_{2,m}|^2 + 2\alpha^2 \sum_{m=-\infty}^{\infty} \sum_{m'>m}^{\infty} A_{2,m} A_{2,m'} \cos\left[\frac{2\pi}{a}(m-m')x\right] \\ & + 2\alpha \sum_{m=-\infty}^{\infty} \sum_{m'>m} A_{1,m} A_{2,m'} \cos\left[\frac{2\pi}{a}(m-m')x + (k_1-k_2)x\right] \\ & + 2\alpha \sum_{m=-\infty}^{\infty} \sum_{m'>m} A_{1,m'} A_{2,m} \cos\left[\frac{2\pi}{a}(m-m')x - (k_1-k_2)x\right] \\ & + 2\alpha \sum_{m=-\infty}^{\infty} A_{1,m} A_{2,m} \cos\left[(k_1-k_2)x\right] \end{aligned} \tag{6.4}$$

où la première (respectivement deuxième) ligne de cette expression correspond à l'intensité du champ électrique due au premier (respectivement deuxième) mode de Bloch, tandis que les trois dernières lignes représentent le couplage induit par la sonde, i.e. la brisure d'orthogonalité des différents modes de Bloch. En s'intéressant plus particulièrement à ces lignes de calcul, on s'aperçoit qu'elles introduisent de nouvelles fréquences. Ces fréquences correspondent à celles associées à la somme de la différence de vecteurs d'onde $(k_1 - k_2)$ entre les deux modes de Bloch dans la zone de Brillouin réduite et d'un multiple $\frac{2\pi}{a}(m - m')$ de la fréquence associée à la période du cristal photonique.

Nous avons présenté ici le calcul de l'intensité du champ électrique associée à deux modes de Bloch présents dans un cristal photonique. Dans notre cas expérimental, la dernière rangée de trous du cristal photonique peut être vue comme le bord d'une cavité hexagonale, où un mode de Bloch propagatif provenant du centre de la structure va être partiellement réfléchi. Nous pouvons ainsi considérer que nous avons toujours au moins un mode propagatif et un mode contrapropagatif dans l'équation 6.4. Cependant, suivant les fréquences réduites considérées, le cas expérimental que nous étudions n'est pas toujours aussi simple.

Si nous considérons une fréquence réduite pour laquelle il n'y a qu'un seul mode de Bloch qui peut se propager (par exemple, les fréquences réduites comprises entre $0,28$ et $0,29$ a/λ de la figure 6.1-b), nous ne pouvons faire interagir que le mode propagatif et le mode contrapropagatif dans l'équation 6.4.

Par contre, si nous considérons une fréquence réduite pour laquelle plusieurs modes de Bloch différents peuvent se propager (par exemple, les fréquences réduites comprises entre $0,26$ et $0,27$ a/λ de la figure 6.1-a), nous allons obtenir différents termes d'interaction croisée. Comme nous avons deux modes propagatifs différents, nous avons aussi deux modes contrapropagatifs différents, ce qui nous conduit à avoir non pas un mais six termes d'interaction croisée.

Nous nous attendons donc à avoir des différences sur les résultats expérimentaux en fonction du nombre de mode de Bloch pouvant se propager dans le cristal photonique. Ces différences, comme nous le verrons plus loin dans ce chapitre, sont visibles essentiellement sur les transformées de Fourier des images optiques obtenues en champ proche.

A partir de cette intensité du champ électrique sondée, en passant dans l'espace de Fourier, il est alors possible de remonter au diagramme de bande du cristal. Dans les prochains paragraphes nous présentons les limites physiques de différentes méthodes de "sondage" de cette intensité du champ électrique.

6.3.2 Les limites physiques

Nous considérons toujours un cristal photonique à une dimension de hauteur limitée, dont le diagramme de bande est visible sur la figure 6.11-a avec en bleu le cône de lumière. La fréquence réduite que nous considérons est symbolisée par la ligne horizontale rouge de la figure. Pour ce composant, nous considérons de plus que nous avons un mode de Bloch propagatif et un autre contrepropagatif. Dans ce cas, les différentes fréquences liées à la troisième ligne de l'équation 6.4, comprises entre 0 et $4\pi/a$, sont représentées sur la figure 6.11-b. Le pas d'échantillonage de la mesure de l'intensité est supposé tel que l'intervalle spectral pouvant être exploré lors de la mesure est celui de la figure 6.11-c, i.e. que les 4 fréquences de la figure 6.11-b sont mesurables.

Cependant, si nous considérons que la mesure est une mesure basée uniquement sur le champ lointain du cristal, tous les pics de la figure 6.11-b ne sont pas visibles sur la transformée de Fourier de la mesure. En effet, certains des pics proviennent d'une interaction entre des composantes du mode de Bloch situées sous le cône de lumière et sont donc absents en champ lointain. Au vue du choix de la fréquence réduite, une mesure en champ lointain, ne permet de mesurer que la fréquence associée au pic numéro 2 de la figure 6.11-b qui correspond à l'interaction entre le premier harmonique des deux modes de Bloch. Si nous avions choisi une fréquence réduite telle que toutes les composantes du mode de Bloch soient situées sous le cône de lumière aucun des pics n'auraient été mesurables en champ lointain.

Si maintenant nous considérons que la mesure est une mesure réalisée dans le champ proche optique du composant, en théorie, la seule limite sur les différentes fréquences pouvant être obtenues lors de la mesure est l'intervalle spectral défini par l'échantillonnage de la mesure, i.e. que les quatre pics peuvent être présents dans la transformée de Fourier de la mesure. Cependant, en prenant en compte d'une part la zone de collection de la sonde de champ proche qui produit un lissage de la mesure dans l'espace direct, et d'autre part, le fait que les fréquences spatiales les plus grandes ne sont pas, ou peu, couplées dans la sonde, il

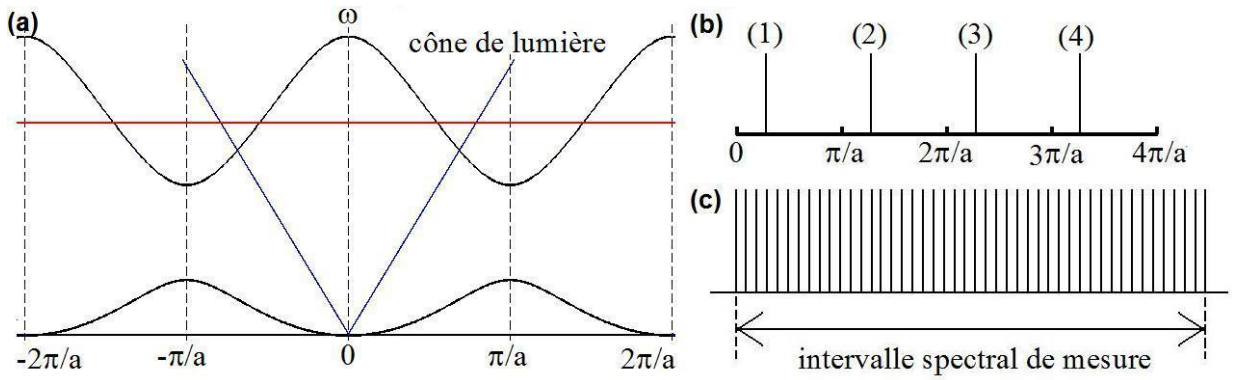

FIG. 6.11: *Schéma de principe de la limitation de l'espace réciproque pouvant être sondé lors d'une mesure de l'intensité électrique d'un cristal photonique à une dimension. A partir du diagramme de bande du cristal (a), les différentes fréquences spatiales présentes sur la transformée de Fourier de la mesure sont calculées (b). Les paramètres de la mesure dans l'espace direct définissent l'intervalle spectral (c) pouvant être étudié.*

s'avère que l'intervalle spectral pouvant être mesuré se réduit mais reste tout de même plus grand que dans le cas d'une mesure basée uniquement sur le champ lointain du composant.

Dans les prochains paragraphes, nous montrons l'influence de cette interaction en champ proche optique.

6.3.3 Mise en évidence des interférences entre harmoniques

Après avoir visualisé les interférences sur des spectres de photoluminescence réalisés en champ proche optique, nous mettons en évidence ces interférences dans le domaine spatial.

6.3.3.1 En spectroscopie par sonde locale

Sur les différents spectres de photoluminescence présentés (figure 6.4-b), nous avons associé les bandes permises du cristal aux deux séries de pics. Lors de la mesure d'un spectre de photoluminescence, la sonde locale peut être placée à divers endroits de la structure. Les pics visibles sur ces spectres sont dus à des conditions d'accord de phase entre les modes de Bloch, par exemple, le mode propagatif et le mode contrapropagatif. Il doit donc être possible, en changeant la position de la sonde, d'influencer le contraste et la position des différents pics visibles sur les spectres de photoluminescence.

Nous effectuons donc un premier spectre avec la sonde en asservissement au centre de la structure (courbe noire de la figure 6.12). Sur ce spectre, différents pics sont visibles ; ils ne correspondent pas forcément à ceux visibles sur un spectre réalisé quelques microns à côté (courbe rouge de la figure 6.12). Par contre, si la sonde est seulement éloignée de quelques microns de la surface (les courbes en points de la figure 6.12), les pics sont ceux obtenus lors de la mesure en asservissement et c'est le contraste des différents pics qui varie.

Dans les prochains paragraphes, nous visualisons l'influence du couplage des harmoniques des modes de Bloch sur une cartographie expérimentale.

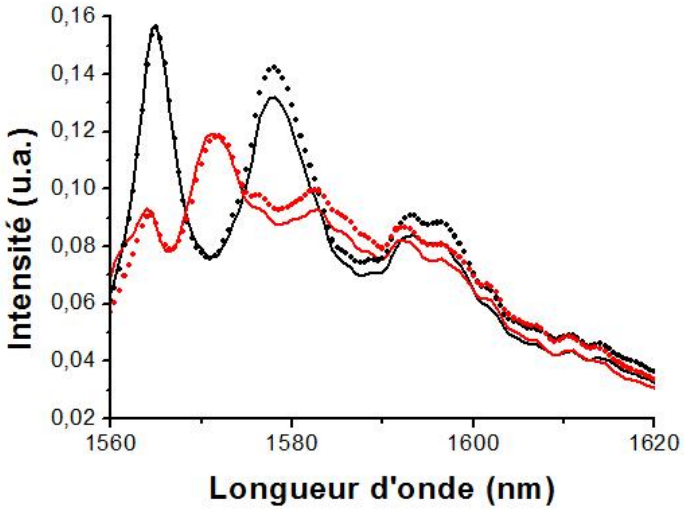

FIG. 6.12: *Influence de la position de la sonde sur les spectres de photoluminescence de la structure graphite 6 pour les longueurs d'onde de la deuxième bande. Les courbes continues correspondent à des spectres réalisés en asservissement, tandis que les spectres en points sont obtenus en reculant la sonde de quelques microns. Pour les spectres noirs, la sonde est au centre de la structure, tandis que pour les spectres rouges, la sonde est déplacée de quelques microns sur le côté.*

6.3.3.2 En imagerie par sonde locale

Le couplage induit par la sonde entre les différents modes de Bloch de la structure, visible sur les spectres de photoluminescence, donne lieu à des images optiques présentant des grandes périodes de modulation (plusieurs micromètres) du signal détecté. La figure 6.13 présente les résultats obtenus en champ proche optique pour la structure graphite 1 à 1528nm. A cette longueur d'onde, située entre les deux séries de pics de la structure (visible sur la figure 6.4-a), le cristal photonique permet la propagation d'un seul mode de Bloch.

L'image optique de la figure 6.13-b présente une répartition de la lumière associée au cristal (symétrie de type C6) mais dont la période ne correspond pas à celle de la maille graphite. Notons que pour réaliser cette image optique, nous avons utilisé une fibre optique attaquée chimiquement. En faisant l'étude dans l'espace réciproque de la topographie, il est possible de mesurer la position des différents centres de zones secondaires (on peut même remonter jusqu'au cinquièmes centres de zones) et ainsi définir la première zone de Brillouin, visible à la fois sur la transformée de Fourier de la topographie (figure 6.13-c) et sur celle de l'image optique (figure 6.13-d). Sur cette dernière image, on peut voir que l'image optique présente deux périodes différentes ; l'une des deux est proche des coins de la première zone de Brillouin, l'autre est située vers les centres de zones de secondaires. Cette deuxième période s'explique facilement, c'est la période du cristal qui correspond à celle du mode de Bloch ; pour la première période, nous utilisons le modèle présenté précédemment.

En effet, pour cette longueur d'onde, la norme du vecteur d'onde associé au mode de Bloch dans la direction ΓM (respectivement ΓK) est à peu près égale à la moitié de la distance ΓM (respectivement ΓK). Comme nous sondons une bande permise, nous pouvons avoir une interaction entre un mode de Bloch propagatif et un mode de Bloch contre propagatif, ce

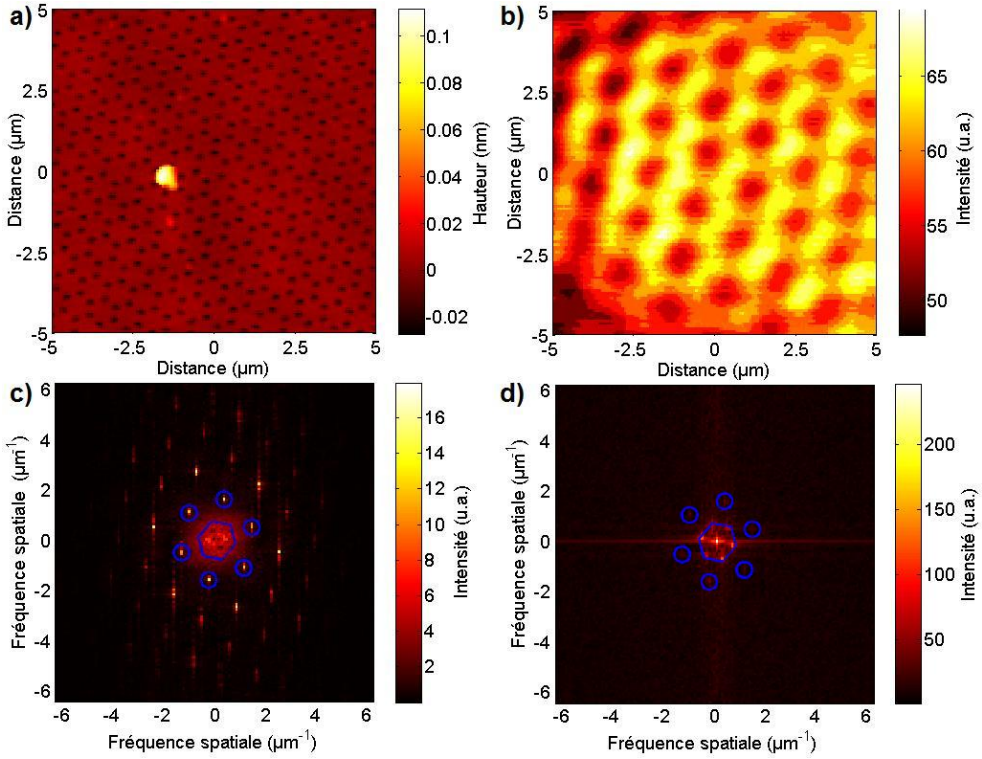

FIG. 6.13: *Résultats obtenus en champ proche optique pour la structure graphite 1 à 1528nm. A partir de l'image topographique (a) pour un balayage de* $10 \times 10\mu m^2$ *et de l'image optique associée (b), l'étude se fait dans l'espace réciproque de l'image topographique (c) et de l'image optique (d). La première zone de Brillouin est représentée par l'hexagone bleu tandis que la position des centres de zones secondaires est indiquée par les cercles bleus.*

qui conduit à un doublage de la norme des vecteurs d'onde à considérer. Dans notre cas, ce doublage de norme permet d'obtenir un bon accord entre les valeurs expérimentales obtenues pour les vecteurs d'onde et le diagramme théorique du composant à cristal photonique.

Dans les prochains paragraphes, nous procédons au sondage complet des différentes bandes permises des structures graphites pour pouvoir remonter à un diagramme de bande expérimental.

6.4 Imagerie en champ proche optique des bandes permises à indice effectif negatif

Au début des années 2000 [Pendry 00], J. Pendry a permis la résurgence des matériaux à indices négatifs qui avaient déjà été explorés théoriquement [Veselago 68]. Un matériau qui possède à la fois une permittivité et une perméabilité négative permet, entre autres, d'être à la base d'une superlentille [Parimi *et al.* 03]. Les pré-requis pour avoir un tel matériau ont permis à certaines géométries de structures métalliques de se développer [Shelby *et al.* 01]. En plus des structures métalliques, des structures diélectriques comme les cristaux photoniques ont vite été envisagées pour réaliser de tels matériaux dans le domaine des micro-ondes

[Parimi *et al.* 04] mais aussi dans le domaine optique [Gersen *et al.* 05].

Dans cette partie, nous commençons par présenter un ensemble de cartographies optiques obtenues avec une fibre optique attaquée chimiquement pour la structure graphite 1. Nous mettons en évidence l'imagerie d'une bande permise à indice effectif négatif. Nous nous intéressons ensuite aux transformées de Fourier des images optiques pour retrouver les courbes de dispersion de la structure. Ensuite, pour une sonde différente (réalisée par étirage à chaud), nous montrons qu'il est possible d'obtenir des informations pour un intervalle spectral plus grand. Enfin, nous visualisons l'influence des défauts de la structure graphite 6 pour quelques longueurs d'onde.

6.4.1 Analyse des cartographies dans l'espace direct

Des différentes images optiques réalisées, les images présentant la symétrie C6 la plus marquée sont celles obtenues pour la structure graphite 1. Nous commençons donc par présenter les résultats expérimentaux obtenus pour cette structure. De plus, la deuxième série de pics (correspondant à la troisième bande) présents sur le spectre de photoluminescence de la structure (figure 6.1-b) est bien plus marquée que la première série de pics, nous présentons donc tout d'abord les différentes images obtenues en champ proche optique de la distribution de la lumière au sein de la structure pour différentes longueurs d'onde comprises entre 1530 et 1600nm.

Pour pouvoir obtenir les deux spectres de photoluminescence de la figure 6.14, nous avons suivi la méthode suivante. Nous commençons par réaliser un spectre de photoluminescence en plaçant la sonde vers le centre de la structure. Sur ce spectre de photoluminescence (non présenté), plusieurs pics sont visibles. Nous choisissons alors un pic situé au milieu de la série de pics, correspondant à peu près au pic (e) visible sur la figure 6.14. Sur l'image obtenue, nous avons des minima et des maxima de lumière. Nous plaçons alors la sonde, successivement sur un des minima puis sur un des maxima afin de réaliser les deux spectres de photoluminescence présentés sur la figure 6.14.

Ensuite, nous imageons les distributions de champ associées aux différents pics que nous avons obtenus pour les deux spectres de photoluminescence (images optiques (a à i) de la figure 6.14). De plus, nous réalisons quelques images à des longueurs d'onde intermédiaires, i.e. situées entre deux pics des spectres de photoluminescence (les 4 dernières images optiques de la figure 6.14).

En regardant les différentes images optiques plusieurs constats sont possibles :

- plus la longueur d'onde augmente, plus l'image optique présente des minima et des maxima, i.e. les périodes présentes dans l'image optique diminuent.
- la symétrie C6 est respectée pour les images optiques réalisées aux longueurs d'onde des pics (images a à i), exceptée les deux premières images.
- la symétrie C6 n'est pas respectée pour les images optiques réalisées aux longueurs d'onde intermédiaires (les 4 dernières images optiques).

L'évolution des différentes images optiques peut s'expliquer en considérant que le composant à cristal photonique est une cavité Fabry-Pérot. A chaque pic des spectres de photoluminescence est associé un mode de cavité. Cependant, quand la longueur d'onde augmente, le nombre de noeuds et de ventres augmente. Dans une cavité Fabry-Pérot, en général, c'est l'effet inverse qui est obtenu. Ceci s'explique par le fait que les bandes permises du cristal que nous étudions sont des bandes à indice négatif, i.e. ayant une valeur maximale en centre

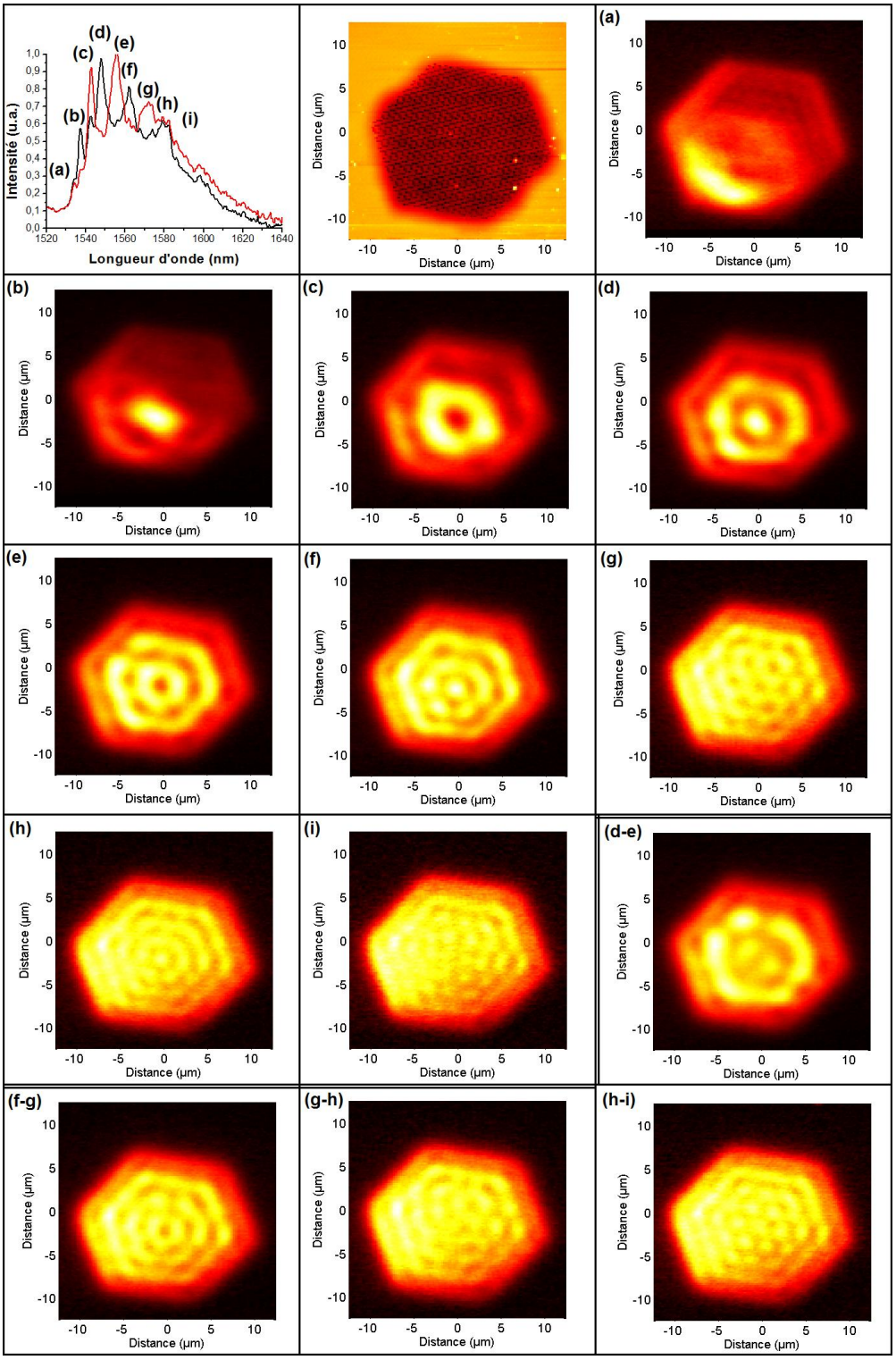

FIG. 6.14: *Etude dans l'espace direct de la deuxième bande de la structure graphite 1. Deux spectres de photoluminescence sont réalisés pour deux positions de la sonde (en haut à gauche). Une image topographique expérimentale est présentée en haut au milieu. Les distributions de la lumière associées aux différents pics sont alors imagées (a à i). Des images intermédiaires sont également réalisées (d-e) (f-g) (g-h) et (h-i).*

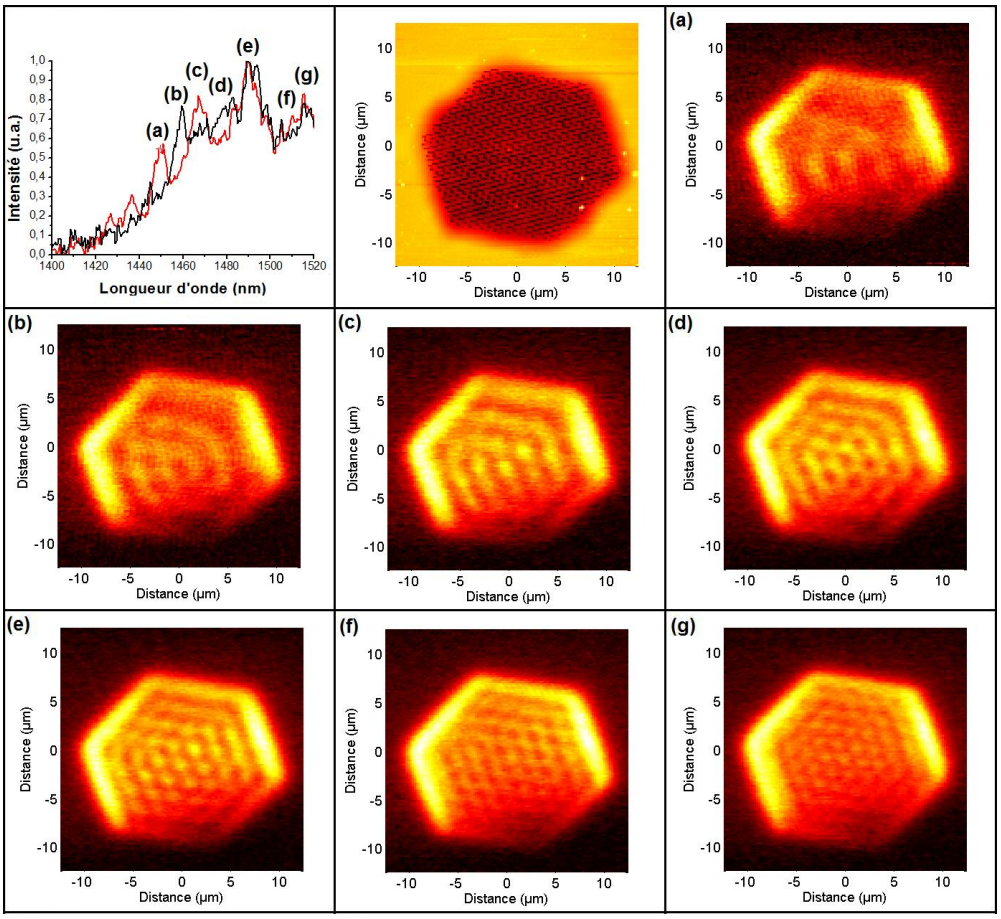

FIG. 6.15: *Etude dans l'espace direct de la troisième bande de la structure graphite 1. Deux spectres de photoluminescence sont réalisés pour deux positions de la sonde (en haut à gauche). Une image topographique expérimentale est présentée en haut au milieu. Les distributions de la lumière associées aux différents pics sont alors imagées (a à g).*

de zone.

De plus, notons que pour cette série de pics, ce sont les premiers pics, associés aux images optiques les plus simples qui sont les mieux déterminés.

Nous réalisons alors une étude similaire pour la première série de pic du spectre de photoluminescence de la structure entre 1440 et 1520nm. Si les différentes remarques présentées pour la première série de pics restent valables, notons que pour cette série d'images, les premiers pics (ceux présentant des périodes les plus grandes) sont peu visibles (spectres de photoluminescence de la figure 6.15). Ceci est dû à la faiblesse du signal optique considéré. Comme les positions des pics ne sont pas facilement identifiables, les images optiques associées aux faibles longueurs d'onde ne présentent pas vraiment la symétrie C6. Toutefois, il est possible d'imager des distributions de la lumière présentant des périodes plus faibles que pour la première série de pics de la structure et ayant la symétrie C6.

Dans les prochains paragraphes, nous poursuivons l'étude des différentes images optiques présentées dans l'espace réciproque.

6.4.2 Analyse des cartographies dans l'espace réciproque

Pour poursuivre notre étude, nous réalisons alors l'étude dans l'espace réciproque des différentes images optiques présentées (figure 6.16). Notons que nous avons réalisé un grand balayage $25 \times 25 \mu m^2$ afin d'avoir un domaine fréquentiel réciproque réduit et convenablement discrétisé. Avec les paramètres de discrétisation utilisés, nous pouvons alors obtenir des informations contenues dans les trois premières zones de Brillouin au moins. De plus, afin de mieux faire apparaître les différentes fréquences spatiales des transformées de Fourier, nous avons saturé les différentes représentations.

La diminution des périodes du signal optique des images dans l'espace direct se traduit par une augmentation des fréquences spatiales ayant des composantes non nulles dans l'espace réciproque (figure 6.16). On obtient ainsi un élargissement de la zone lumineuse sur les transformées de Fourier. De plus, il s'avère que ces composantes sont principalement situées dans la première zone de Brillouin (les hexagones bleus) et qu'aucune mesure ne fait apparître une composante de période égale à celle de la maille graphite (cercles bleus). Le respect ou non de la symétrie C6 du cristal, cependant, n'apparaît pas clairement sur ces images à cause de la saturation de l'échelle de représentation. En s'intéressant à ce qui se passe dans la zone centrale de la transformée de Fourier, nous pouvons remarquer qu'il semble y avoir plusieurs fréquences différentes ayant une amplitude non nulle.

Nous obtenons le même type d'évolution pour la troisième bande permise du cristal (figure 6.17). Nous pouvons également remarquer que la partie centrale des différentes transformées de Fourier semble présenter plus de fréquences spatiales dont les amplitudes sont nulles que les images de la figure 6.16. Il faut alors se rappeler que pour les images optiques obtenues entre 1400 et 1520nm, un seul mode de bloch est propagatif dans le cristal. Le nombre de fréquences spatiales existant dans le cristal est donc plus faible que dans le cas précédent. Pour les images optiques obtenues entre 1520 et 1640nm deux modes de Bloch différents peuvent se propager dans le cristal, ceci donnant lieu à un nombre plus important de fréquences possibles et donc à plus de fréquences non nulles sur les transformées de Fourier.

A partir des différentes images optiques qui résultent principalement de l'interférence entre un mode de Bloch propagatif et un contrepropagatif dans le cristal (associée à la cavité

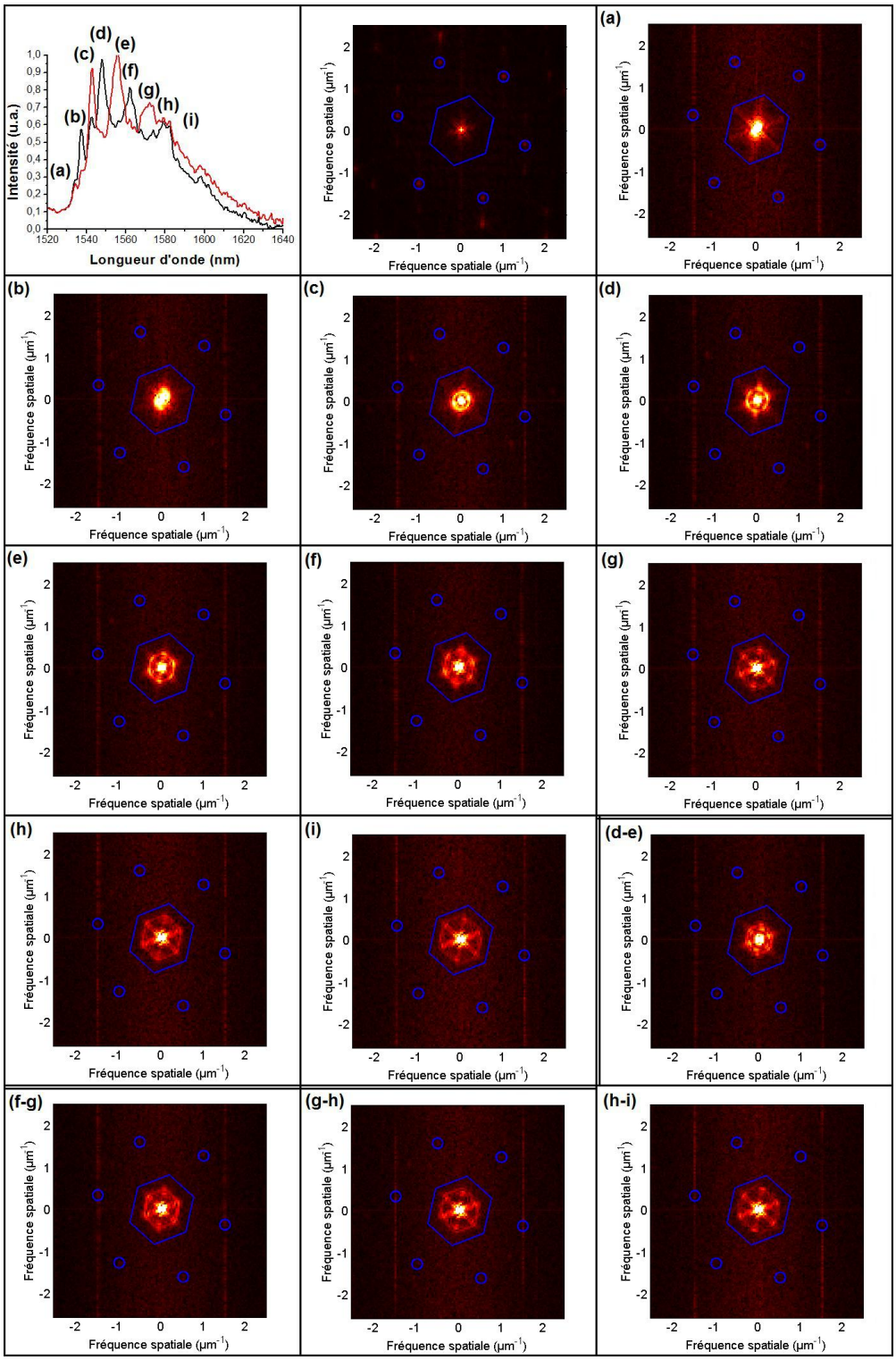

FIG. 6.16: *Etude dans l'espace réciproque de la deuxième bande de la structure graphite 1. Cette étude est réalisée à partir des images présentées en 6.14. La première zone de Brillouin, obtenue à partir de l'image topographique (en haut au milieu) correspond à l'hexagone bleu, tandis que les centres de zones secondaires sont indiqués par les cercles bleus.*

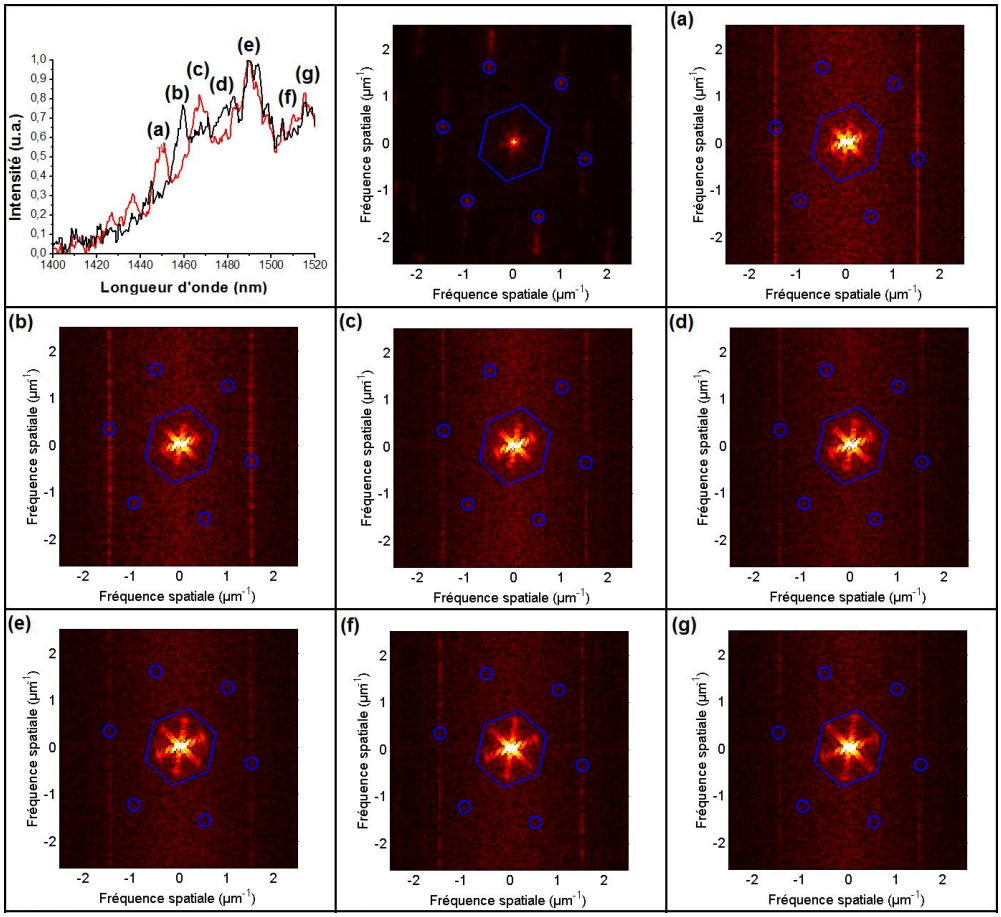

FIG. 6.17: *Etude dans l'espace réciproque de la troisième bande de la structure graphite 1. Cette étude est réalisée à partir des images présentées en 6.15. La première zone de Brillouin, obtenue à partir de l'image topographique (en haut au milieu) correspond à l'hexagone bleu, tandis que les centres de zones secondaires sont indiqués par les cercles bleus.*

Fabry-Pérot), nous mesurons la fréquence spatiale associée au doublage du vecteur d'onde du mode de Bloch. Ces mesures sont réalisées uniquement pour deux directions de haute symétrie du cristal, ΓM et ΓK. En effet, dans la direction MK, il n'y a pas de composantes à mesurer. Les mesures sont alors reportées sur le diagramme de bande théorique de la structure (figure 6.18).

Les différentes mesures présentent un bon accord avec le diagramme de bande théorique. L'évolution des différentes bandes permises est plutôt bien décrite, avec une augmentation du vecteur d'onde du mode de Bloch dans la zone de Brillouin réduite quand la fréquence réduite diminue et une diminution de la fréquence réduite en s'éloignant du centre de zone. Cependant, il s'avère qu'il existe un décalage entre les mesures expérimentales et la théorie. Cet écart ne semble pas provenir de la dispersion de l'indice effectif de la couche guidante (écart à peu près constant), mais plutôt de la méthode de simulation utilisée (méthode des ondes planes à deux dimensions) qui ne correspond qu'à une approximation de la structure.

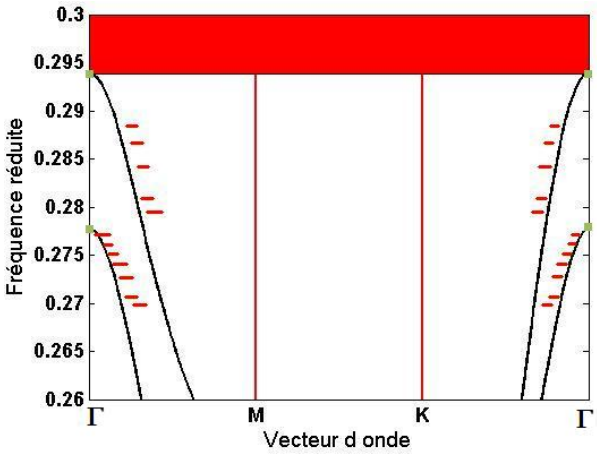

FIG. 6.18: *Comparaison entre le diagramme théorique (courbe noire) et les mesures expérimentales (traits horizontaux rouges) issues des différentes images optiques présentées sur les figures 6.14 et 6.15. Les fréquences réduites associées aux modes lents en centre de zone sont indiqués par les carrés verts.*

Pour les différentes mesures réalisées, nous n'avons pas obtenu de signal présentant la période de la maille cristalline contrairement à ce qui été attendu. Dans les prochains paragraphes, nous montrons qu'il est possible en utilisant une sonde différente de voir apparaître cette période de modulation.

6.4.3 Augmentation de l'intervalle spectral mesurable

Si pour obtenir les images optiques des figures 6.14 à 6.17, nous avons utilisé une fibre optique attaquée chimiquement ; pour les prochaines images, nous utilisons maintenant une fibre optique étirée à chaud provenant de la société Lovalite. Nous présentons les images optiques et les transformées de Fourier associées obtenues pour un balayage plus petit que précédemment ($10 \times 10 \mu m^2$) pour les pics (a) à (f) de la figure 6.14. Si les différentes images optiques de la figure 6.19 présentent les mêmes grandes périodes que les images de la fi-

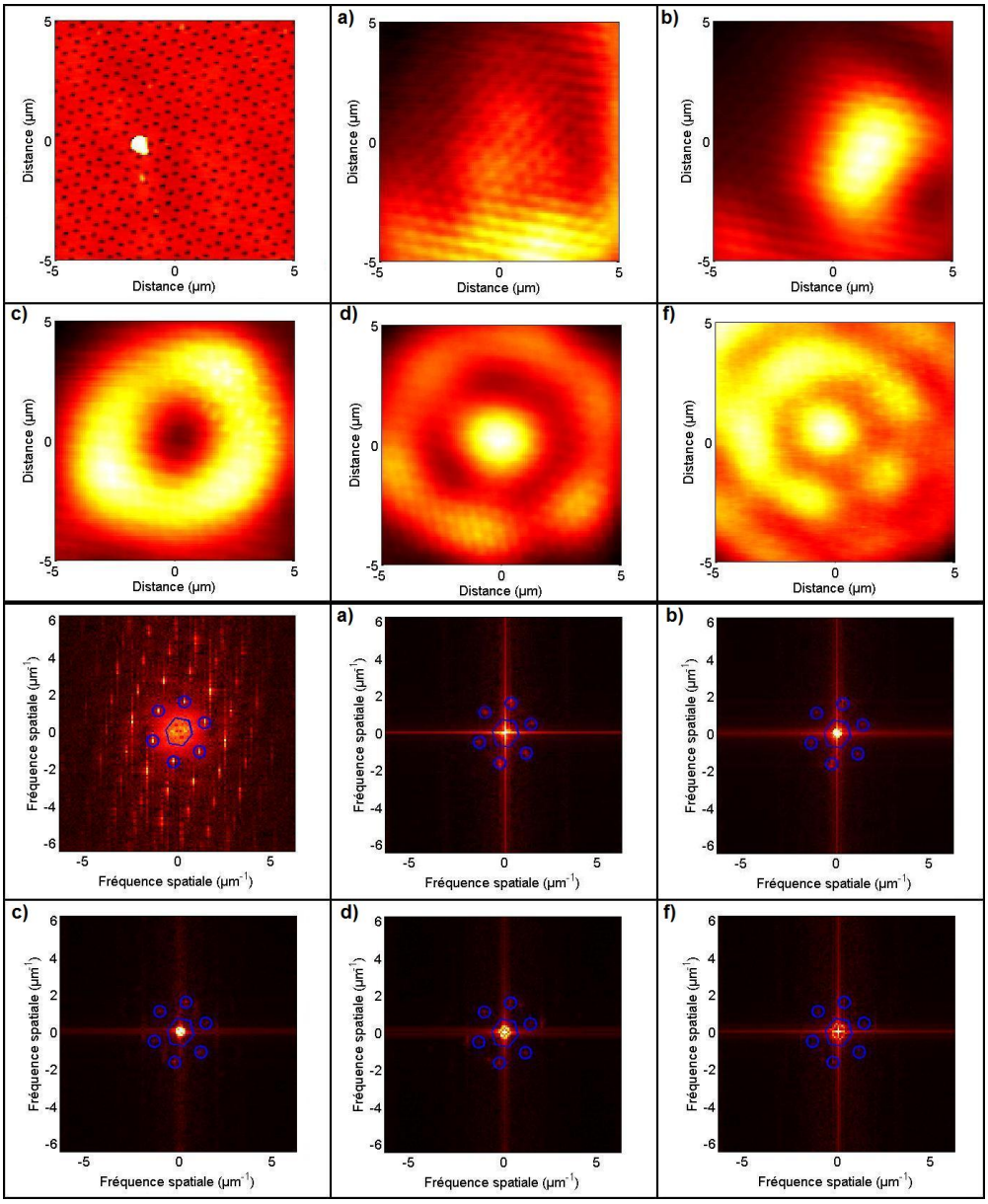

FIG. 6.19: *Etude de la structure graphite 1 avec la sonde étirée à chaud. L'etude se fait dans l'espace direct (les deux premières lignes) puis dans l'espace réciproque (les deux dernières lignes). En plus des différentes images optiques associées au pics (a,b,c,d,f) de la figure 6.14, une image topographique est présentée.*

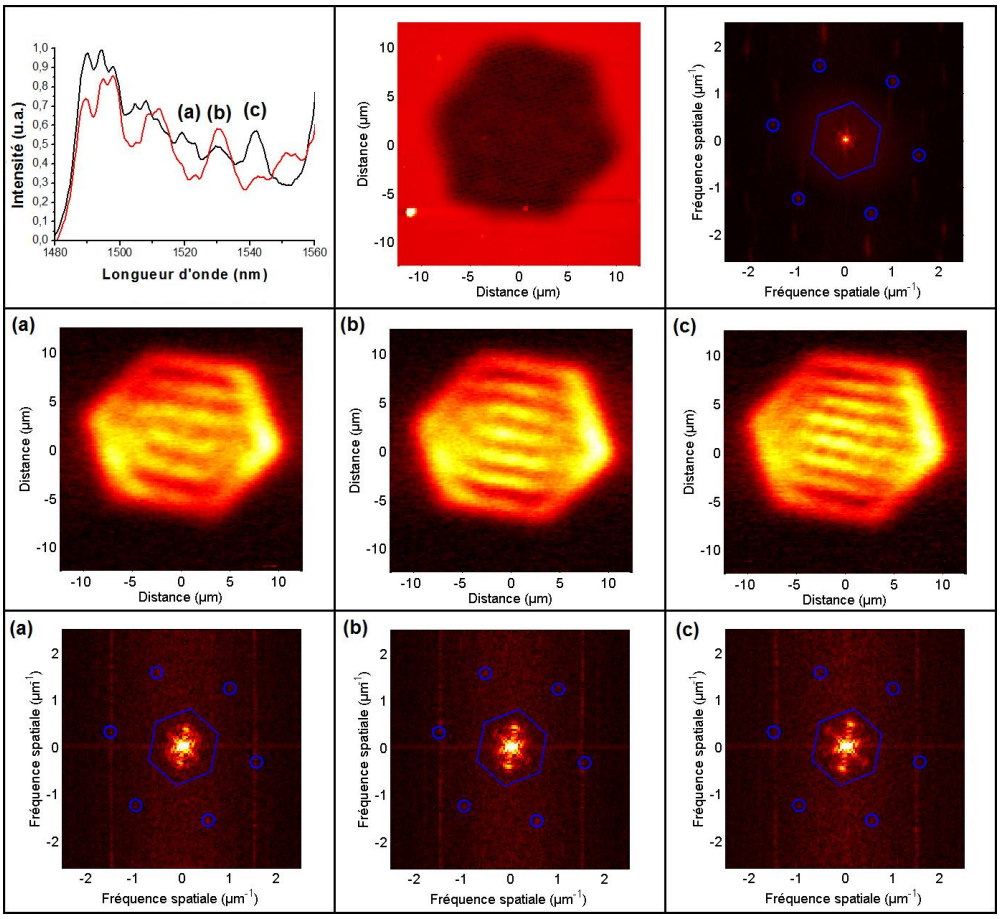

FIG. 6.20: *Etude de la structure graphite 6. Deux spectres de photoluminescence sont réalisés pour deux positions de la sonde (en haut à gauche). Une image topographique ainsi que sa transformée de Fourier sont présentées (en haut au milieu et à droite). A partir de trois images optiques (au milieu a,b,c), les transformées de Fourier sont calculées (en bas a,b,c).*

gure 6.14, il s'avère qu'une période de modulation comparable à celle de la maille graphite est visible.

Cette remarque est confirmée par les différentes transformées de Fourier qui présentent une composante non négligeable dans les cercles bleus associés aux centres des zones secondaires. Ceci est une confirmation des possibilités de sondage des bandes permises par la microscopie en champ proche optique. Des différentes mesures que nous avons effectuées, à la longueur d'onde correspondant au centre de zone, on peut associer l'image optique du pic (a) où la seule composante non nulle dans l'espace des fréquences est celle associée aux centres de zones secondaires.

Si pour les premières images présentées (figure 6.16 et 6.15), il semblait que l'intervalle spectral mesurable se limitait à la première zone de Brillouin, sur les dernières images optiques présentées (figure 6.19) il s'avère que cet intervalle peut au moins être étendu aux deux premières zones de Brillouin. Dans les prochains paragraphes, nous visualisons une nouvelle fois l'effet des défauts d'une structure en champ proche optique.

6.4.4 Visualisation de l'influence de défauts

Notons que nous utilisons, ici, la même sonde que celle nous ayant permis d'obtenir le diagramme de bande expérimental de la structure graphite 1, i.e. une sonde attaquée chimiquement. De plus pour faciliter la comparaison des résultats obtenus pour la structure graphite 6 avec ceux de la structure 1, nous reprenons la même taille de balayage $25 \times 25 \mu m^2$.

Même si les différentes images (espace direct et réciproque de la figure 6.20) présentent bien la diminution de la période et l'augmentation de la fréquence spatiale avec la longueur d'onde, elles ne possèdent pas la symétrie C6. En effet, les trois images optiques expérimentales présentent une direction principale de modulation (la direction verticale). Cependant, sur les images de l'espace réciproque, il s'avère que la transformée de Fourier présente bien la symétrie C6 sur les positions mais pas sur les intensités des composantes spectrales. De plus, les périodes et les positions des fréquences spatiales associées sont bien similaires à celles obtenues pour la structure graphite 1.

Malgré les défauts de la structure qui induisent un changement drastique de l'imagerie dans l'espace direct (en favorisant une des directions), la mesure dans l'espace réciproque permet quand même de remonter au diagramme de bande expérimental de la structure. Nous en déduisons alors que cette mesure, dans l'espace réciproque, semble plus robuste que la mesure dans l'espace direct.

6.5 Conclusion

Au début de ce chapitre, nous avons rappelé qu'une mesure de photoluminescence en champ lointain de composants à cristal photonique est très sensible au diagramme de rayonnement du composant, contrairement à la mesure en champ proche optique. Comme nous l'avons montré, le positionnement de la sonde est le paramètre important de la mesure par sonde locale à cause des effets de sommation des harmoniques des modes de Bloch.

Si cette sommation peut nuire quelque peu à une mesure spectroscopique, elle permet de connaître les différentes courbes de dispersion d'un composant à cristal photonique. Nous avons pu ainsi accéder au diagramme de bande complet d'un composant à cristal photonique.

Cette mesure complète est la première a avoir été réalisée en champ proche optique. En effet, dans divers travaux [Bozhevolnyi *et al.* 02] [Loncar *et al.* 02] [Gersen *et al.* 05], une étude similaire a pu être réalisée dans le cas d'un guide à cristal photonique. Cependant, l'étude qui a été réalisée, dans ces différents cas, n'a pu être faite que pour la direction de propagation de la lumière. Dans notre cas, nous avons réussi à obtenir ce diagramme de bande pour différentes directions et différentes bandes permises. La comparaison entre le diagramme de bande théorique et le diagramme de bande expérimental que nous avons présentée a été limité aux directions de hautes symétries.

Nous avons également montré l'apport de la microscopie en champ proche optique par rapport à des méthodes de sondage basées uniquement sur le champ lointain. Pour ce faire, nous avons considéré les intervalles spectraux pouvant être atteints par ces différentes méthodes d'un point de vue théorique. Expérimentalement, nous avons montré que la microscopie en champ proche optique permet de remonter à un intervalle spectral couvrant les deux premières zones de Brillouin.

Enfin, nous avons également montré que même si les images optiques ne semblent pas symétriques, la mesure du diagramme de bande en passant dans l'espace réciproque est une mesure robuste.

Dans le chapitre précédent, nous avons montré l'intérêt de la microscopie en champ proche optique pour l'étude des modes de défaut d'un composant à cristal photonique. Dans ce chapitre, la microscopie en champ proche optique a été utilisée pour étudier les bandes permises d'un composant à cristal photonique d'un point de vue novateur. Cependant, dans ces deux chapitres, nous avons considéré la microscopie en champ proche optique essentiellement comme un outil d'étude, voire de caractérisation à l'échelle nanométrique. Dans le prochain chapitre, nous montrons que la microscopie en champ proche optique peut devenir un outil de contrôle à l'échelle nanométrique des propriétés de composants à cristal photonique, et en particulier de résonateurs.

Chapitre 7

Contrôle des propriétés de structures passives à cristal photonique

Dans les deux précédents chapitres, nous nous sommes intéressés à des structures à cristal photonique actives présentant des volumes modaux importants de l'ordre de plusieurs μm^3 pour lesquelles la sonde du microscope en champ proche optique peut être considérée comme un capteur ne modifiant pas (ou très peu) les propriétés des structures étudiées. Cependant, certains travaux théoriques [Koenderink *et al.* 05] prévoient que pour des cavités à cristal photonique présentant des volumes modaux plus faibles, la sonde du microscope ne peut plus être considérée sans effet sur les propriétés des cavités.

Dans ce chapitre, où nous nous intéressons uniquement à des cavités à cristal photonique insérées sur guide d'onde (voir le chapitre 4 pour le montage optique expérimental), nous étudions l'influence du rapport entre le volume modal de la cavité et la taille de la sonde. Pour ce faire, nous allons considérer différentes cavités et plusieurs types de sonde.

Avant toute chose, nous présentons les différentes cavités qui sont étudiées dans ce chapitre ainsi que le principe des expériences qui sont réalisées. Les différentes expériences sont conduites avec des cavités dont le volume modal est faible (de l'ordre de $0{,}6(\lambda/n)^3$), pour lesquelles nous différencions plusieurs régimes d'interaction suivant la taille de la sonde. Nous distinguons deux cas différents. Le premier cas est celui où la taille de la sonde est comparable mais inférieure au volume modal de la cavité. Dans le deuxième cas que nous considérons, la taille de la sonde est au moins équivalente au volume modal de la cavité.

7.1 Description générale des expériences

Après avoir décrit succinctement le principe des différentes cavités étudiées dans ce chapitre, nous nous attardons sur leurs propriétés spatiales (taille, position des trous) et spectrales. Enfin nous présentons le principe des différentes expériences réalisées.

7.1.1 Principe des cavités à cristal photonique étudiées

Les cavités qui vont être étudiées dans ce chapitre sont insérées sur un guide d'onde et formées par deux miroirs à cristal photonique séparés par une distance fixée. Ces structures peuvent alors avoir différents modes de cavité formés par la réflexion des ondes entre les deux miroirs, ce qui est analogue à une cavité Fabry-Pérot [Cluzel 05]. A chaque réflexion des ondes sur les miroirs, une partie de l'énergie est évacuée sous la forme de pertes hors plan qui réduisent à la fois, le facteur de qualité et la transmission globale de la structure (figure 7.1). Le reste de l'énergie est soit réfléchi, soit transmis à travers le miroir [Yeh 88].

A la longueur d'onde de résonance de la cavité, les pertes proviennent du désaccord entre le mode de cavité et le mode de Bloch évanescent des miroirs à cristal photonique. En général, cette longueur d'onde étant située au milieu de la bande interdite photonique, il existe deux solutions pour diminuer les pertes à la réflexion sur les miroirs.

La première solution consiste à modifier la longueur de la cavité ce qui déplace la longueur d'onde de résonance vers le bord de bande de valence des miroirs, là où les pertes hors plan sont les plus faibles.

La seconde méthode consiste à réduire le désaccord entre le mode de Bloch des miroirs et le mode de cavité en réalisant une adaptation modale. Cette adaptation peut être réalisée en réduisant localement la période du cristal photonique de chaque côté de la cavité, de manière à minimiser la différence d'indice entre celui du mode de Bloch des miroirs et celui du mode

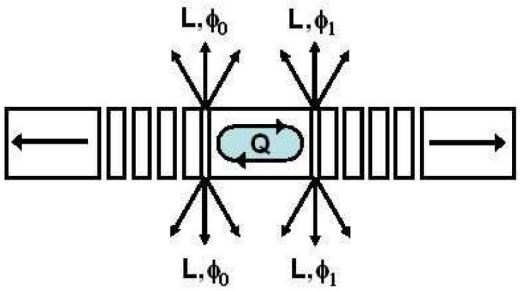

FIG. 7.1: *Illustration de l'origine des pertes à la résonance du mode de cavité. Le mode de cavité, de facteur de qualité Q, se réfléchit sur les miroirs de part et d'autre de la cavité. Chaque réflexion s'accompagne de perte L ayant une phase ϕ.*

guidé dans la cavité [Lalanne *et al.* 04] [Sauvan *et al.* 05b].

De telles cavités Fabry-Pérot peuvent être insérées sur des guides d'onde larges (de plusieurs micromètres) comme sur des guides d'onde monomodes (de 500nm de largeur). Dans les prochains paragraphes, nous rappelons certains résultats expérimentaux obtenus sur des cavités insérées sur des guides d'onde multimodes.

7.1.2 Réduction des pertes et adaptation d'impédance

Ces cavités, qui sont réalisées au CEA de Grenoble (dont un exemple est visible sur la figure 7.2-a), sont formées par deux miroirs à cristal photonique (réseau triangulaire de trous d'air). La distance entre les deux miroirs a été ajustée pour que la cavité présente un mode de cavité pair dans sa bande interdite photonique (figure 7.2-b).

Ces cavités ont été étudiées en collaboration avec B. Cluzel [Cluzel 05] et ont déjà été l'objet de publication [Cluzel *et al.* 06b], nous ne rentrerons donc pas le détail des résultats expérimentaux obtenus.

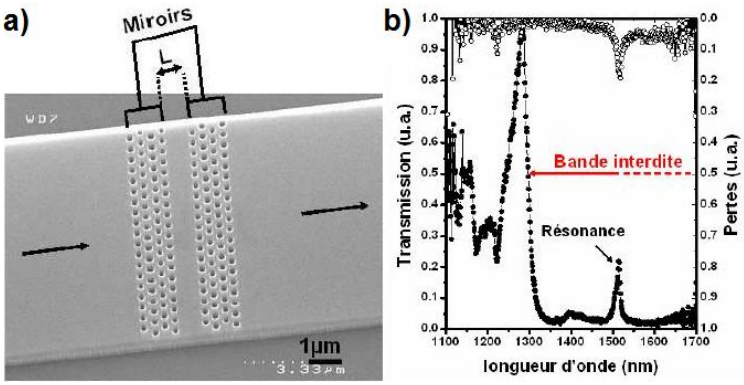

FIG. 7.2: *Présentation d'une cavité Fabry-Pérot. La cavité de longueur L est insérée sur un guide d'onde multimode (a). Une telle cavité présente un mode de cavité au milieu d'une large bande interdite photonique, visible sur les spectres de transmission et de pertes hors plan (b).*

Afin de visualiser le principe d'adaptation de mode en réduisant la distance δ séparant la première et la deuxième rangée de trous, différentes cavités sont réalisées pour des valeurs δ comprises entre 0 et 80nm, en pas de 20 nm (figure 7.3-a et b).

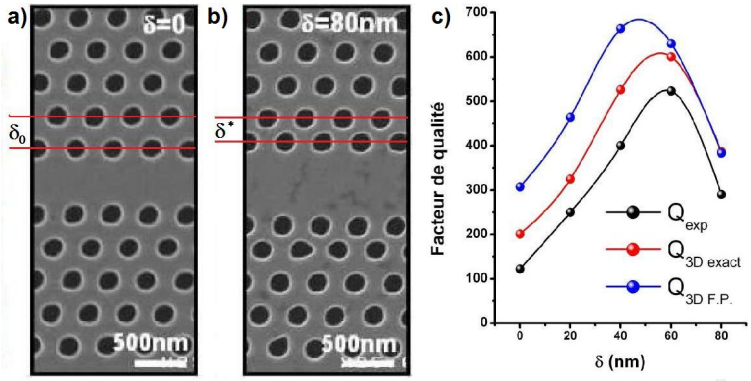

FIG. 7.3: *Adaptation modale. Plusieurs cavités dont la première rangée de trous des miroirs est déplacée sont réalisées. A partir de clichés de microscopie électronique à balayage, il est possible de déterminer cette valeur, comprise entre 0nm (a) et 80nm (b). En réalisant les spectres de transmission des différentes cavités, il est possible d'obtenir l'évolution du facteur de qualité (b) et de comparer les résultats expérimentaux (en noir) à des simulations numériques en utilisant soit un modèle Fabry-Pérot (en bleu), soit une méthode exacte à trois dimensions (en rouge).*

En utilisant à la fois des mesures réalisées en champ lointain et en champ proche optique, il a été possible de visualiser l'évolution du facteur de qualité en fonction du décalage de la première rangée de trous des miroirs (figure 7.3-c). Le facteur de qualité augmente de 122 pour la cavité de référence à 523 pour un déplacement de la rangée de trous de 60nm.

Des simulations numériques ont été réalisées par C. Sauvan au laboratoire Charles Fabry de l'Institut d'Optique à Orsay. Deux méthodes de calculs ont été employées, la première est une méthode modale exacte [Silberstein *et al.* 01] ; la seconde repose sur un modèle Fabry-Pérot [Sauvan *et al.* 05a]. Les simulations numériques et les résultats expérimentaux (figure 7.3-c) présentent un bon accord sur l'évolution du facteur de qualité en fonction du décalage de la première rangée de trous. La méthode modale exacte présente un meilleur accord sur les valeurs des facteurs de qualité que la méthode Fabry-Pérot. La différence entre les calculs et les expériences reposent essentiellement sur les imperfections inhérentes à toutes structures ce qui réduit le facteur de qualité.

Sans une réelle optimisation des paramètres géométriques des structures, les valeurs théoriques maximales pour le facteur de qualité restent relativement limitées. Par exemple, si la cavité optimisée (décalage de 60nm) avait un nombre infini de rangées de trous, le facteur de qualité atteint serait de 15000. Cependant, en effectuant une optimisation de la géométrie de la structure, i.e. en ajustant les positions et les diamètres des premiers trous autour de la cavité, il est possible pour des structures similaires d'obtenir des facteurs de qualité de 400000 [Velha *et al.* 06].

Dans les prochains paragrahes, nous présentons les différentes cavités insérées sur guide d'onde monomode que nous avons étudiées.

7.1.3 Les cavités sur guide d'onde monomode

Le guide d'onde supportant la cavité est un guide de silicium de 340nm de hauteur et de 520nm de large. Les paramètres géométriques des cavités ont été optimisés au laboratoire Charles Fabry de l'Institut d'Optique par P. Lalanne, tandis que la fabrication des cavités est réalisée au Laboratoire des Technologies de la Microélectronique par P. Vehla et D. Peyrade.

L'adaptation entre le mode de Bloch des miroirs et le mode de cavité est réalisée par l'intermédiaire de trous d'adaptation. Ces trous, situés entre chaque miroir et la cavité, présentent un diamètre croissant de 130 à 181nm et une distance les séparant croissante de 300 à 370nm. Les miroirs sont composés de trous d'un diamètre de 181nm et séparés les uns des autres de 370nm. Un cliché de microscopie électronique d'une cavité possédant sept trous (trois trous d'adaptation et quatre trous dans le miroir) de part et d'autre de la cavité est visible sur figure 7.4-a.

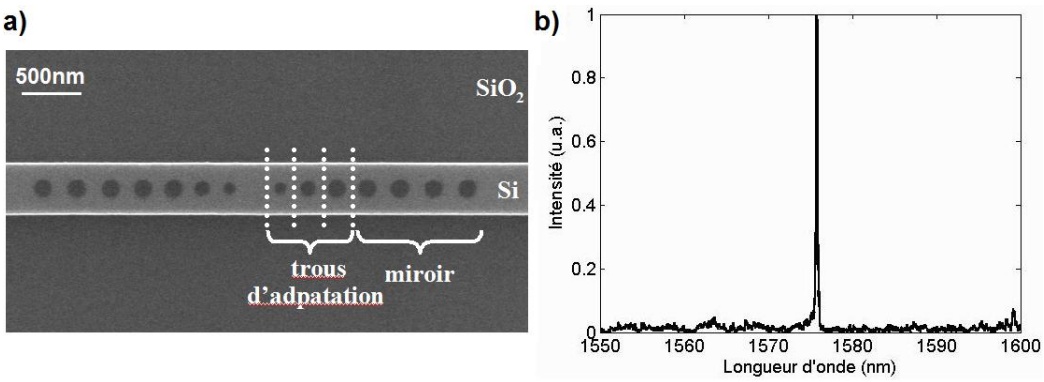

FIG. 7.4: *Exemple d'une cavité insérée sur un guide d'onde monomode (340nm de hauteur et 520nm de largeur). Sur le cliché de microscopie électronique de la cavité réalisé au CEA (a), les quatre trous du miroir sont distingués des trois trous d'adaptation. Le spectre de transmission (b) d'une telle cavité présente un pic lorentzien qui est la signature du mode de cavité.*

Cette cavité possède un résonance de cavité unique au milieu d'une bande interdite photonique large (figure 7.4-b). Sa signature spectrale est un pic lorentzien. Le volume modal de ce type de cavité est faible de l'ordre de $0{,}6(\lambda/n)^3$. La figure 7.5 présente la distribution du champ électrique au sein de la structure. Le calcul est effectué par une méthode à trois dimensions basée sur des techniques d'expansion de Fourier [Silberstein *et al.* 01] et réalisé au laboratoire Charles Fabry de l'Institut d'Optique. Ce calcul étant entièrement réalisé en trois dimensions, les différentes composantes du champ électrique dans un plan passant à 4nm de la cavité sont représentées en figure 7.5.

Les structures étudiées présentent deux paramètres variables ; le premier est le nombre de trous d'adaptation qui est de trois ou de quatre, le deuxième est le nombre de trous dans les miroirs. Notons que si le changement induit par le nombre de trous des structures est visible sur les propriétés spectrales des cavités (longueur d'onde de résonance, largeur à mi-hauteur du pic de résonance et donc facteur de qualité), la distribution des composantes du champ électrique du mode de cavité restent similaires. Aussi les cartographies expérimentales obtenues en champ proche optique présentées dans ce chapitre sont similaires quelque soit

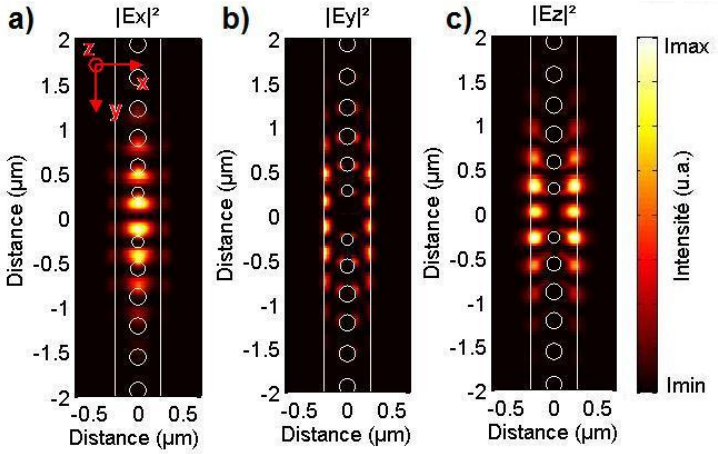

FIG. 7.5: *Calcul à trois dimensions des distributions en intensité des différentes composantes du champ électrique du mode de cavité à 4nm de la surface. L'intensité maximale de Ex (a) est 2,5 fois plus élevée que celle de Ey (b) et Ez (c).*

la cavité étudiée.

Les caractéristiques (facteur de qualité, longueur d'onde de résonance et nombre de trous) des différentes cavités sont récapitulées dans la figure 7.6. Ces cavités sont analysées en champ proche optique selon deux configurations expérimentales que nous décrivons brièvement dans les prochains paragraphes.

Facteur de qualité	Nombre de trous			Longueur d'onde de résonance
	au total	d'adaptation	des miroirs	
3000	7	3	4	1585,6nm
5000	7	4	3	1557,1nm
7000	8	3	5	1589,4nm
10000	8	4	4	1560,9nm
50000	9	4	5	1558,3nm

FIG. 7.6: *Paramètres des différentes cavités étudiées.*

7.1.4 Expériences préliminaires à l'étude des cavités en champ proche optique

Pour pouvoir étudier en champ proche optique des cavités insérées sur guide d'onde, nous utilisons le banc de transmission présenté dans le chapitre 4. Après avoir injecté un laser accordable dans le guide d'onde, lorsque la sonde de champ proche est positionnée au voisinage de la cavité, deux signaux différents peuvent alors être analysés. Dans une configuration "standard", c'est l'intensité détectée par la sonde qui est étudiée (figure 7.7-a), cependant dans une configuration moins usuelle, c'est l'intensité de la transmission de la cavité qui est étudiée (figure 7.7-b).

Différentes études vont ainsi pouvoir être conduites. Par exemple, si l'étude se fait dans le plan (x,y), i.e. en effectuant un balayage de la sonde au-dessus de la cavité, nous parlons de cartographie, en mode collection (figure 7.7-a) ou en mode interaction (figure 7.7-b). Par ailleurs, d'autres expériences vont aussi pouvoir être conduites comme l'étude en fonction de la hauteur de la sonde ou une étude spectrale avec la sonde en divers points de la cavité.

Les premières expériences que nous présontons sont réalisées pour la cavité de facteur de qualité de 10000. Après avoir déterminé la longueur d'onde de résonance de la cavité, à l'aide du spectre de transmission (figure 7.7-c), nous réalisons les deux types de cartographies en champ proche optique.

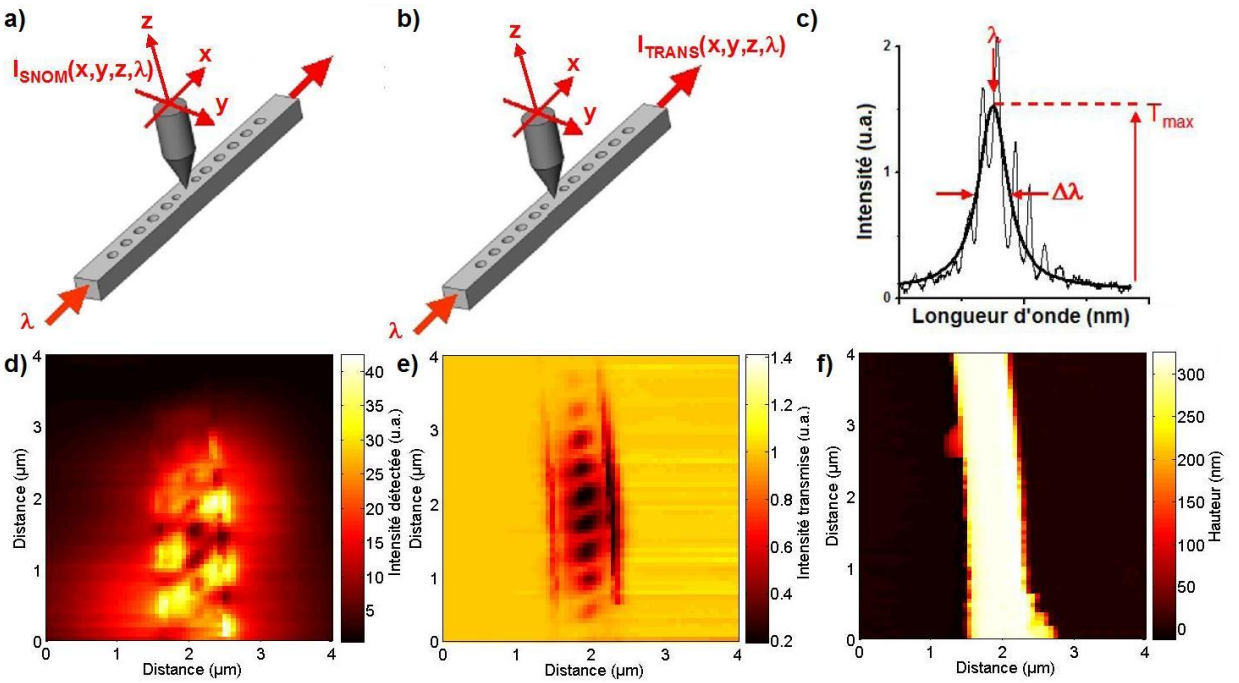

FIG. 7.7: *Principe des expériences en champ proche optique pour les cavités insérées sur guide d'onde. Le signal détecté peut provenir de la sonde (a) ou de la sortie du guide (b). A partir du spectre de transmission de la cavité (c), il est possible de déterminer sa longueur d'onde de résonance λ pour obtenir une cartographie en mode collection (d) ou en mode interaction (e) en plus de la topographie de la structure (f).*

L'image topographique (7.7-f) permet de situer la position de la cavité. La première image optique présentée (figure 7.7-d) correspond à l'intensité détectée par la sonde lorsque celle-ci est en balayage au-dessus de la cavité, i.e. en mode collection. Cette image présente une structuration complexe qui ne correspond à aucune des distributions du champ électrique à la résonance de la cavité (figure 7.5). Nous avons également réalisé une cartographie, toujours à la longueur d'onde de résonance de la cavité, de l'intensité transmise en sortie du guide d'onde (figure 7.7-e), i.e. en mode interaction. Sur cette figure, la transmission de la structure est diminuée quand la sonde se rapproche de la cavité.

La taille de la sonde et le volume de la cavité sont comparables (figure 7.8), avec toutefois un volume modal supérieur au volume de la sonde. L'interaction entre la sonde et la cavité est alors suffisamment importante pour modifier les propriétés de la cavité. Afin d'interpréter

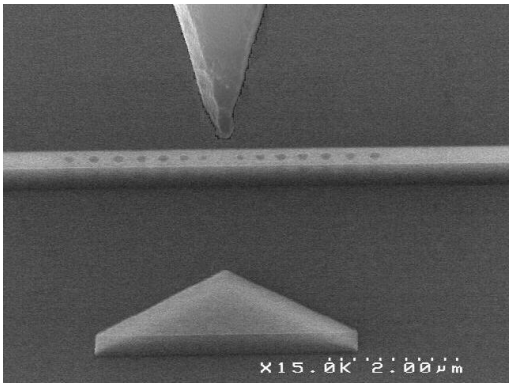

FIG. 7.8: *Cliché de microscopie électronique d'une cavité à cristal photonique insérée sur guide d'onde monomode, visible au milieu de l'image. Une sonde de microscopie en champ proche optique, visible en haut de l'image, est approchée de la cavité. Le triangle dans le bas de l'image sert de point de répérage pour le centre de la cavité.*

les images présentées, il convient d'analyser en premier lieu le type d'interaction mis en jeu entre la sonde et la cavité.

Dans la prochaine partie de cette thèse, nous considérons la sonde comme un élément perturbateur de la cavité pour développer le formalisme perturbatif utilisé dans le domaine des micro-ondes [Maier et Slater 52].

7.2 Interaction sonde-cavité, régime perturbatif à sonde diffusante

Après avoir présenté la théorie des perturbations pour une cavité dans un cadre général, nous utilisons certaines hypothèses, d'une part pour l'élément perturbateur et d'autre part pour la cavité perturbée, pour obtenir un modèle d'interaction entre la sonde et la cavité.

Nous présentons ensuite des résultats expérimentaux obtenus pour la cavité qui possède un facteur de qualité de 10000 environ [Lalouat *et al.* 07]. Après avoir discuté de la cartographie de la transmission à la longueur d'onde de résonance de la cavité, nous la comparons au calcul du champ électrique total dans la structure à la résonance de cavité.

Ensuite, nous nous intéressons à déterminer la longueur d'onde de résonance obtenue au maximum de perturbation qui sera dénommée sous le terme de longueur d'onde de résonance du système cavité-sonde. Pour ces deux longueurs d'onde de résonance, de la cavité et du système cavité-sonde, nous vérifions que l'interaction entre la sonde et la cavité est bien une interaction ayant une décroissance évanescente. Nous continuons cette étude par visualiser l'influence de la distance verticale entre la sonde et la cavité sur les propriétés de la résonance de cavité.

Enfin, nous nous intéressons à cartographier la perturbation pour des longueurs d'onde différentes.

7.2.1 Théorie des perturbations

Considérons une cavité optique résonante quelconque. A la résonance de cavité ω, les champs électromagnétiques de la cavité possèdent des distributions propres $\overrightarrow{E_{cav}}$ et $\overrightarrow{H_{cav}}$ (figure 7.9-a). La cavité possède une constante dielectrique ε et une perméabilité magnétique μ_0. On introduit alors un objet perturbatif de volume τ, de constante diélectrique ε_{pert} et de perméabilité magnétique μ_{pert}. La résonance de la cavité devient alors ω_p avec de nouvelles distributions de champs électromagnétiques $\overrightarrow{E_{pert}}$ et $\overrightarrow{H_{pert}}$ (figure 7.9-b).

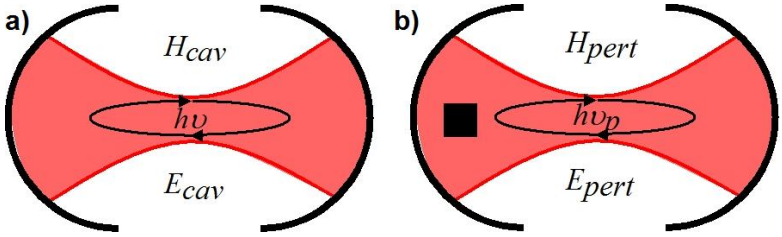

FIG. 7.9: *Schémas et propriétés d'une cavité optique résonante seule (a). Un objet perturbateur est introduit dans la cavité (b). La perturbation induit un changement adiabatique des champs électromagnétiques non perturbés E_{cav} et H_{cav} en champs électromagnétiques perturbés E_{pert} et H_{pert}.*

En considérant qu'un élément perturbateur agit adiabatiquement sur la cavité, i.e. que le rapport de l'énergie emmagasinée en moyenne par la fréquence de résonance est un invariant, il est alors possible de quantifier le décalage spectral de la résonance, avec la relation suivante :

$$\frac{\delta\omega}{\omega} = \frac{\delta\widetilde{U}}{\widetilde{U}_0} \tag{7.1}$$

où $\delta\omega$ est le décalage de la résonance de la cavité, $\delta\widetilde{U}$ la variation de l'énergie emmagasinée par la cavité et $\widetilde{U}_0$ l'énergie globale stockée dans la cavité non perturbée qui peut se mettre sous la forme :

$$\widetilde{U}_0 = \frac{1}{4}\int_{v_{cav}} \left(\varepsilon\overrightarrow{E_{cav}}(r).\overrightarrow{E^*_{cav}}(r) + \mu_0\overrightarrow{H_{cav}}(r).\overrightarrow{H^*_{cav}}(r)\right) dv \tag{7.2}$$

La variation d'énergie due à l'objet perturbateur est :

$$\delta\widetilde{U}(r) = -\frac{1}{4}\int_{\tau} \left(\overrightarrow{P^*}(r).\overrightarrow{E_{cav}}(r) + \overrightarrow{M^*}(r).\overrightarrow{B_{cav}}(r)\right) dv \tag{7.3}$$

avec les vecteurs polarisation $\overrightarrow{P} = (\varepsilon_{pert} - \varepsilon)\overrightarrow{E_{pert}}$ et magnétisation $\overrightarrow{M} = (\mu_{pert} - \mu_0)\overrightarrow{H_{cav}}$. On peut donc en déduire l'expression du décalage de la résonance :

$$\frac{\delta\omega(r)}{\omega} = -\frac{\int_{\tau} \left(\overrightarrow{P^*}(r).\overrightarrow{E_{cav}}(r) + \overrightarrow{M^*}(r).\overrightarrow{B_{cav}}(r)\right) dv}{\int_{v_{cav}} \left(\varepsilon\overrightarrow{E_{cav}}(r).\overrightarrow{E^*_{cav}}(r) + \mu_0\overrightarrow{H_{cav}}(r).\overrightarrow{H^*_{cav}}(r)\right) dv} \tag{7.4}$$

De cette expression générale (équation 7.4), il apparaît qu'un perturbateur diélectrique (respectivement magnétique) agit sur le champ électrique (respectivement magnétique) de la cavité. Cette expression générale de la perturbation est valable à la condition unique que l'objet perturbateur agit adiabatiquement sur le système résonant, i.e. que le perturbation du système se produit en n'introduisant peu ou pas de pertes.

Dans les prochains paragraphes, nous développons ce modèle dans notre cas expérimental.

7.2.2 Modèle de la sonde diffusante

Pour simplifier l'équation du modèle perturbatif (équation 7.4), nous allons nous intéresser à ce qui se produit en considérant que la cavité résonante est une cavité à cristal photonique insérée sur un guide d'onde monomode, avec comme élément perturbateur une sonde de microscopie de champ proche optique. Un schéma de l'ensemble cavité-élément perturbateur est visible sur la figure 7.10.

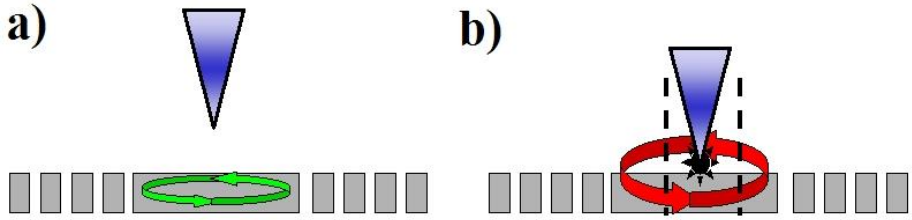

FIG. 7.10: *Schémas des régimes de fonctionnement de la cavité non perturbée (a) et de la cavité perturbée par la sonde de microscopie de champ proche optique (b). L'approche de la sonde induit une interaction locale entre la cavité et la sonde.*

Nous utilisons plusieurs hypothèses afin de simplifier l'expression générale du décalage spectral (équation 7.4). La première des hypothèses est de considérer que seul le bout de la sonde va agir comme un élément perturbateur, de plus cette extrémité va être apparentée à une petite sphére diffusante [Pérez *et al.* 02]. On en déduit alors l'expression des champs électromagnétiques perturbés :

$$\overrightarrow{E_{pert}}(r) = 3\frac{\varepsilon}{\varepsilon_{pert}+2\varepsilon}\overrightarrow{E_{cav}}(r) \text{ et } \overrightarrow{H_{pert}}(r) = 3\frac{\mu_0}{\mu_{pert}+2\mu_0}\overrightarrow{H_{cav}}(r) \tag{7.5}$$

d'où un décalage de la longueur d'onde de résonance $\delta\lambda$ donnée par :

$$\frac{\delta\lambda(r)}{\lambda} = \frac{\int_{\tau}\left(3\frac{\varepsilon_{pert}-\varepsilon}{\varepsilon_{pert}+2\varepsilon}\overrightarrow{E_{cav}}(r).\overrightarrow{E_{cav}}(r) + 3\frac{\mu_{pert}-\mu_0}{\mu_{pert}+2\mu_0}\overrightarrow{H_{cav}}(r).\overrightarrow{H_{cav}}(r)\right)dv}{\int_{v_{cav}}\left(\varepsilon\overrightarrow{E_{cav}}(r).\overrightarrow{E^*_{cav}}(r) + \mu_0\overrightarrow{H_{cav}}(r).\overrightarrow{H^*_{cav}}(r)\right)dv} \tag{7.6}$$

Si en plus le volume de perturbation est suffisamment petit, i.e. le champ de la cavité non perturbée est homogène sur l'ensemble du volume de perturbation, cette relation devient :

$$\frac{\delta\lambda(r)}{\lambda} = \frac{\left(3\frac{\varepsilon_{pert}-\varepsilon}{\varepsilon_{pert}+2\varepsilon}\left\|\overrightarrow{E_{cav}}(r)\right\|^2 + 3\frac{\mu_{pert}-\mu_0}{\mu_{pert}+2\mu_0}\left\|\overrightarrow{H_{cav}}(r)\right\|^2\right)\tau}{\Xi_0} \tag{7.7}$$

où $\Xi_0 = 4 \times \widetilde{U}_0$ est proportionnel à l'énergie stockée par la cavité non perturbée. En considérant une sonde avec des propriétés magnétiques pouvant être négligées (susceptibilité magnétique très faible), le décalage de la longueur d'onde de résonance se simplifie en :

$$\frac{\delta\lambda(r)}{\lambda} = \frac{3\frac{\varepsilon_{pert}-\varepsilon}{\varepsilon_{pert}+2\varepsilon}\left\|\overrightarrow{E_{cav}}(r)\right\|^2\tau}{\Xi_0} \tag{7.8}$$

Dans le cas du régime perturbatif par la sphère diffusante, il apparaît clairement (équation 7.8) que ce décalage va alors dépendre de trois paramètres. L'intensité du champ électrique dans le volume de perturbation agira sur la valeur absolue du décalage de la longueur d'onde pour une fibre donnée, de même que le volume de perturbation. Le matériau utilisé pour former la fibre indiquera le sens du décalage en longueur d'onde. En effet il apparait un intervalle de valeur de permittivité électrique pour lequel il est possible de diminuer la longueur d'onde de résonance, i.e. $-2\epsilon < \epsilon_{pert} < \epsilon$.

Cependant, dans le cas d'une sonde purement diélectrique (cas expérimental général), l'interaction entre la sonde et la cavité se traduit par une augmentation de la longueur d'onde de résonance de cavité, ce qui peut être vu comme une augmentation locale de l'indice effectif de la cavité ou comme un rallongement la longueur de la cavité. Le cliché de microscopie électronique de la figure 7.8 présente une sonde de champ proche approchée d'une cavité étudiée expérimentalement.

Dans les prochains paragraphes, nous développons l'équation 7.8 pour expliquer la formation des images expérimentales obtenues dans le mode interaction.

7.2.3 Formation de la cartographie en mode interaction

Les cavités étudiées possèdent des spectres de transmission présentant une signature lorentzienne à la longueur d'onde de résonance. L'intensité transmise I_T par la cavité en l'absence de sonde peut donc se mettre sous la forme :

$$I_T(\lambda) = \frac{w/2\pi}{(w/2)^2 + (\lambda - \lambda_r)^2} \tag{7.9}$$

où w est la largeur à mi-hauteur de la lorentzienne et λ_r la longueur d'onde de résonance de la cavité. En supposant que l'hypothèse de la lorentzienne est toujours valide et comme la sonde introduit un décalage de la longueur d'onde de résonance $\delta\lambda$, la transmission de la cavité en présence de la sonde peut se mettre sous la forme :

$$I_T(r,\lambda) = \frac{w/2\pi}{(w/2)^2 + (\lambda - \lambda_r - \delta\lambda(r))^2} \tag{7.10}$$

En utilisant la relation (7.8), la transmission de la cavité peut se mettre sous la forme :

$$I_T(r,\lambda) = \frac{w/2\pi}{(w/2)^2 + \left(\lambda\left(1 - D\left\|\overrightarrow{E_{cav}}(r)\right\|^2\right) - \lambda_r\right)^2} \tag{7.11}$$

où D est une constante pour une sonde donnée (dépendant de l'indice de la sonde et du volume perturbateur). A partir de cette dernière relation, il apparaît clairement que la

transmission de la cavité perturbée dépend de la longueur d'onde étudiée mais aussi de la position de la sonde. De plus, il apparaît que pour la longueur d'onde de résonance de la cavité non perturbée, la transmission est minimale si l'intensité du champ électrique de la cavité non perturbée est maximale ; tandis que pour la longueur d'onde correspondant au décalage maximal, il apparaît que la transmission de la cavité est minimale si l'intensité du champ électrique est minimale.

Dans les prochains paragraphes, nous étudions expérimentalement le système perturbé sonde-cavité.

7.2.4 Etude en mode interaction de la cavité

Après avoir validé le modèle perturbatif à sonde diffusante, nous quantifions la valeur du décalage spectral induit par la sonde. Ensuite, nous étudions l'influence de la distance verticale entre la sonde et la cavité sur les propriétés de cette dernière. Enfin, nous discutons l'influence de divers paramètres (longueur d'onde, indice optique de la sonde,...) sur la formation de la cartographie en mode interaction.

7.2.4.1 Mise en évidence expérimental du modèle perturbatif à sonde diffusante

Nous nous intéressons donc à imager la transmission de la cavité à la longueur d'onde de résonance de la cavité en fonction de la position latérale de la sonde (figure 7.11). Une image topographique obtenue en champ proche optique est visible sur la figure 7.11-a. Le guide et le triangle de répérage étant clairement visibles, l'échelle de couleur a été dilatée pour faire apparaître les trous de la cavité. Notons que la sonde pénètre de quelques nanomètres dans les trous. L'image optique obtenue en renormalisant la transmission de la cavité en fonction de la position de la sonde par la valeur de la transmission de la cavité seule est présentée en figure 7.11-b.

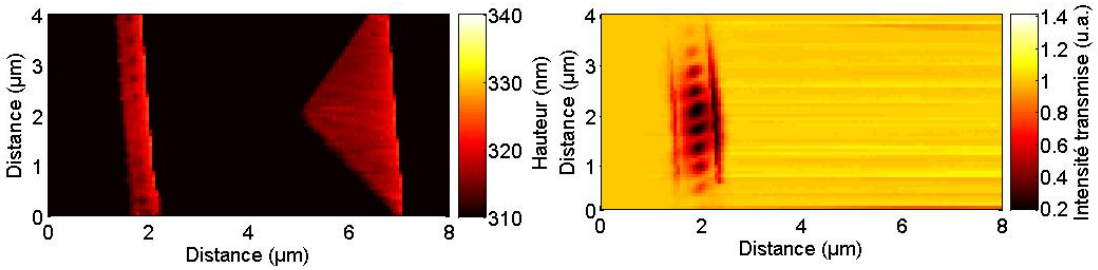

FIG. 7.11: *Images obtenues en microscopie de champ proche optique pour un balayage de $4\times8\mu m^2$ à la longueur d'onde de résonance de la cavité. Le plan moyen de balayage de l'image topographique a été retiré (a). L'échelle de couleur associée est dilatée pour faire ressortir les trous. Sur la cartographie en mode interaction (b), l'intensité transmise en fonction de la position de la sonde est normalisée par rapport à la transmission de la cavité sans sonde.*

Sur cette image optique, lorsque la sonde est loin de la cavité, aucune interaction n'est possible entre la sonde et la cavité. Quand la sonde s'approche du centre de la cavité, l'interaction entre la sonde et la cavité augmente, ce qui induit une diminution du signal transmis. Plus la sonde est proche du centre, plus la transmission diminue. La valeur maximale atteinte

pour la variation de transmission est une diminution d'un facteur cinq. Deux détails sur les images optiques expérimentales peuvent également être discutés. Tout d'abord, il apparaît sur les images expérimentales qu'il existe une différence de perturbation sur les côtés du guide ; le côté droit est toujours plus intense et plus large que le côté gauche. Ensuite, les maxima et minima d'intensité visibles au centre du guide ne sont pas circulaires mais plutôt de forme elliptique. Ceci s'explique par la forme de l'extrémité de la sonde qui ne doit pas être vraiment circulaire.

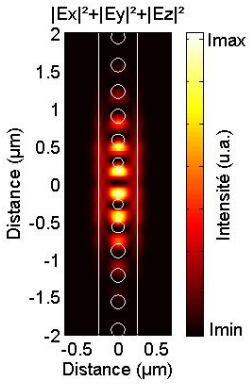

FIG. 7.12: *Calcul à trois dimensions de l'intensité du champ électrique à 4nm de la surface à la résonance de cavité. Les positions du guide et des trous sont indiquées en blanc.*

Afin de pouvoir valider l'expression proposée pour la perturbation (équation 7.11) et les différentes hypothèses utilisées, le calcul de la distribution du champ électrique au sein de la structure a été effectué par une méthode à trois dimensions basée sur des techniques d'expansion de Fourier [Silberstein *et al.* 01]. Les intensités des trois composantes du champ électrique ayant déjà été présentée (figure 7.5), nous ne présentons ici que l'intensité totale du champ électrique (figure 7.12) obtenue dans un plan passant à 4nm de la cavité. Un coup d'oeil rapide entre les figures 7.11-b et 7.12 permet de voir que l'évolution de la transmission au sein de la cavité est bien réliée à la distribution du champ électrique.

Enfin, nous avons réalisé des coupes sur l'image optique de la transmission à la longueur d'onde de résonance de la cavité perturbée et sur le calcul de l'intensité totale du champ électrique. Notons que les différentes coupes ont été renormalisées pour varier de 0 à 1 afin d'avoir une meilleure visibilité de la variation des signaux.

La première coupe a été réalisée le long de l'axe du guide, en son milieu (figure 7.13-a et b). Sur cette figure, il apparaît clairement que les périodes des oscillations visibles sur le signal transmis et sur la distribution de l'intensité du champ électrique sont identiques et valent 340nm. Si la position des minima et des maxima de transmission et d'intensité du champ électrique sont en accord, il existe des différences sur les amplitudes relatives. Ces différences peuvent être attribuées au fait que la sonde pénètre légérement et de manière variable dans les trous (voir l'insert sous la coupe de la figure 7.13-b). En effet, plus la sonde rentre dans un trou, plus elle va perturber la résonance de la cavité et donc moins la transmission de cette dernière sera élevée.

La deuxième coupe a été réalisée selon l'axe perpendiculaire du guide passant par le premier maximum d'intensité transmise (figure 7.13-c et d). Cette figure, présente bien un maximum centré au milieu du guide ; cependant sur les côtés du guide les évolutions des

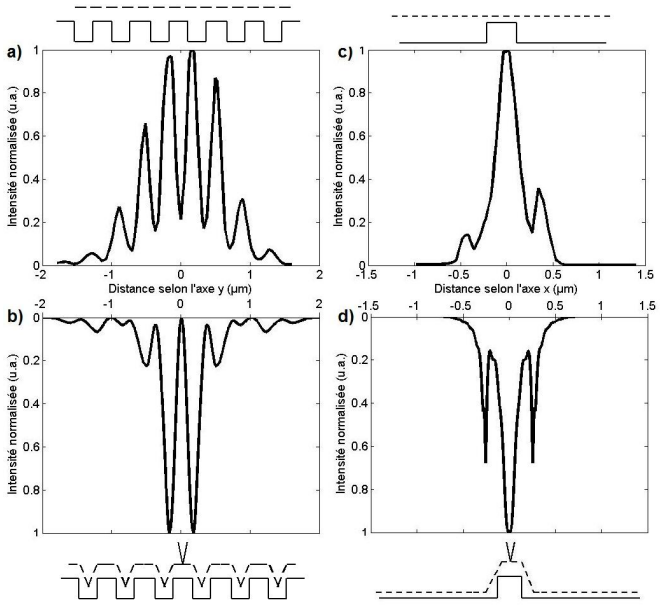

FIG. 7.13: *Comparaison entre l'image expérimentale à la longueur de résonance de la cavité (a et c) et les calculs théoriques du mode de cavité (b et d) suivant l'axe parallèle au guide passant par les trous (a et b) et l'axe perpendiculaire au guide (c et d). En-dessous des coupes expérimentales, un schéma décrit la façon dont balaye la sonde. Au-dessus des coupes théoriques, un schéma décrit la plan de la coupe.*

signaux, même si elles présentent une décroissance exponentielle, sont différentes. Sur la coupe théorique, les discontinuités du champ électrique sont bien visibles sur les côtés du guide ; tandis que pour la coupe expérimentale, ces discontinuités sont visibles nettement plus loin. Cet élargissement s'explique par le mouvement de la sonde. Afin de suivre la topographie, celui-ci ne présente pas l'évolution d'un créneau mais plutôt celui d'un trapèze légérement déformé (voir l'insert sous la coupe de la figure 7.13-d), d'où l'élargissement visible sur la coupe expérimentale alors que le calcul se fait dans un plan.

L'image expérimentale présentée permet de valider certaines des hypothèses utilisées pour expliquer l'origine physique de cette interaction. Il apparaît sur cette image expérimentale, en se référant aux simulations numériques, qu'une relation simple (inversement proportionnelle) lie la cartographie de transmission à la longueur d'onde de résonance de la cavité seule et la distribution du mode de cavité. Dans les prochains paragraphes, nous quantifions la valeur du décalage spectral maximal de la longueur d'onde de résonance induit par la sonde.

7.2.4.2 Quantification du décalage maximal de la longueur d'onde de résonance

Pour pouvoir déterminer la valeur maximale de décalage de la longueur d'onde de résonance, il faut placer la sonde au maximum de perturbation, i.e. là où la transmission est minimale à la longueur d'onde de résonance de la cavité seule. Expérimentalement, nous plaçons la sonde à cette position en effectuant des balayages successifs tout en réduisant leur taille.

Sur la figure 7.14, deux spectres de transmission présentant une réponse lorentzienne sur-

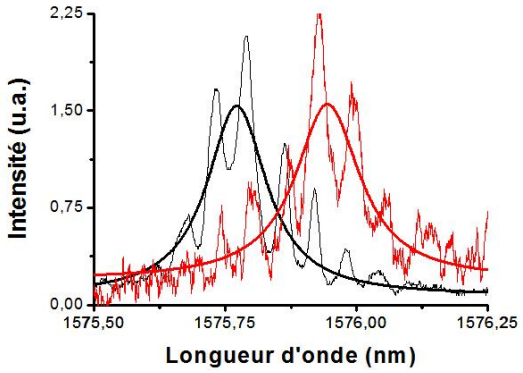

FIG. 7.14: *Spectres de transmission réalisés sans la sonde (en noir) et avec la sonde placée au maximum de perturbation (en rouge). Les oscillations Fabry-Pérot dues aux faces clivées de l'échantillon sont visibles sur les spectres expérimentaux (courbes fines). Les résultats des ajustements sur les spectres expérimentaux sont présentés en courbes grasses.*

modulée par des oscillations Fabry-Pérot dues à la réflexion sur les faces clivées de l'échantillon sont visibles. Le premier spectre (en noir) est un spectre de référence, réalisé sans la sonde ; tandis que le deuxième spectre (en rouge) est réalisé en plaçant la sonde au maximum de perturbation. La puissance du laser pour effectuer le spectre avec la sonde étant plus faible que pour celui obtenu sans la sonde, l'ensemble du spectre obtenu avec la sonde a été ajusté pour pouvoir comparer les transmissions maximales des spectres, ce qui explique le niveau de base plus élevé avec la sonde que sans.

Sur cette figure, il est clairement visible que la présence de la sonde produit un décalage vers les hautes longueurs d'onde de la résonance de 1560,87 à 1561,04nm. Ce décalage de 0,17nm correspond à un faible décalage relatif de la résonance de 0,01%. Le facteur de qualité diminue de 11300 à 11100, soit une baisse de 2%. Notons que les deux valeurs de facteur de qualité sont dans la barre d'erreur de l'ajustement. La transmission maximale de la cavité passe de 2,07 à 1,78, soit une diminution relative de près de 15%. En comparant les valeurs obtenues avec celle de [Hopman *et al.* 05], on s'aperçoit que leur décalage spectral est plus important (0.15%) de même que la diminution du facteur de qualité (65%). Les différences entre leurs valeurs et les nôtres peuvent s'expliquer par la différence entre les matériaux formant les sondes et leur géométrie.

Nous allons maintenant étudier l'influence de la distance verticale entre la sonde et la cavité sur les différentes propriétés de la cavité.

7.2.4.3 Influence de la distance verticale entre la sonde et la cavité

Nous gardons la sonde à la même position par rapport à la cavité, i.e. au maximum de perturbation. Pour les deux longueurs d'onde de résonance, celle de la cavité seule et celle du système sonde-cavité, nous enregistrons la transmission de la cavité en fonction de la distance verticale entre la sonde et la cavité.

Des courbes expérimentales, il est possible de tracer le gain ou l'atténuation de l'intensité transmise par la structure (figure 7.15). Les décroissances et croissances obtenues sur la figure sont caractéristiques d'une interaction de type champ proche, i.e. une interaction avec une

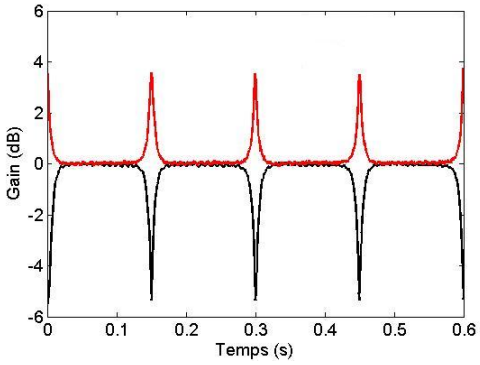

FIG. 7.15: *Atténuation de la transmission à la longueur d'onde de résonance de la cavité seule (en noir) et amplification de la transmission à la longueur d'onde de résonance du système sonde-cavité (en rouge) en fonction de la distance verticale entre la sonde et la structure. La sonde recule de 500nm puis revient à son point de départ toutes les 0,15 secondes.*

variation exponentielle. De plus, au-delà d'une centaine de nanomètres, la sonde n'interagit plus avec la cavité. Quand la sonde est proche de la cavité, l'atténuation maximale de la transmission à la longueur d'onde de résonance de la cavité seule est de 5dB, tandis que l'amplification pour l'autre longueur d'onde est de 4dB. Notons que le système complet (sonde-cavité) peut être utilisé comme un switch. La faible fréquence de modulation atteinte expérimentalement est essentiellement due à la réponse mécanique du système.

En gardant toujours la sonde située au maximum de perturbation et à l'aide d'un système d'acquisition rapide du signal optique, nous avons pu réaliser un ensemble de spectres pour différentes hauteurs de la sonde par rapport à la surface de l'échantillon. Ces différents spectres ne sont pas présentés, mais l'évolution des différents paramètres des spectres (longueur d'onde de résonance, largeur à mi-hauteur du pic et facteur de qualité) en fonction de la distance entre la sonde et la cavité est présentée en figure 7.16. Sur l'ensemble des courbes, il apparaît que toutes les évolutions suivent une décroissance exponentielle de 70nm environ (courbes noires). Lorsque la sonde se rapproche de la cavité (entre 500 et 4nm), la longueur d'onde augmente de 1575,79nm à 1576,02nm (soit 0,015%) pendant que la largeur à mi-hauteur augmente de 0,142 à 0,219nm (soit 54%) ; ce qui conduit le facteur de qualité à diminuer de 11100 à 7200 (soit 35%).

Notons enfin que, d'une manière générale, une sonde usuellement utilisée, même placée au maximum de perturbation et très proche de la surface (distance inférieure à 4nm), ne permet pas d'anihiler complètement les propriétés de transmission de la cavité, contrairement au cas de sondes utilisées en microscopie AFM [Märki *et al.* 06].

Dans les prochains paragraphes, nous étudions l'influence de divers paramètres sur les cartographies expérimentales en mode interaction.

7.2.4.4 Cartographie en mode interaction pour différents paramètres

Après avoir visualisé l'influence de la longueur d'onde sur les cartographies expériementales, nous étudions l'influence de l'indice optique du matériau constituant la sonde de champ proche.

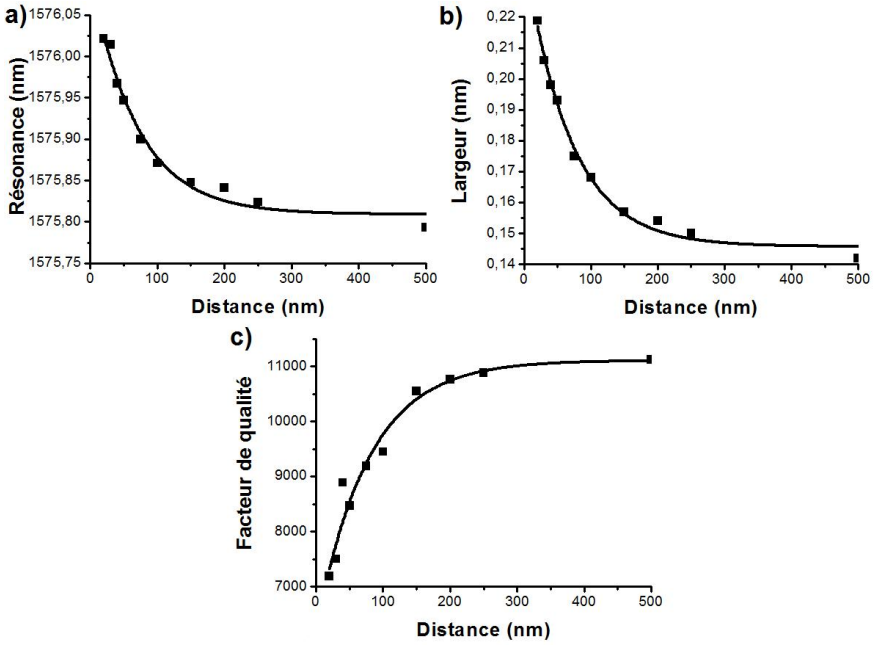

FIG. 7.16: *Etude en fonction de la distance entre la sonde et la cavité des propriétés du système sonde-cavité. La longueur d'onde de résonance du système (a), la largeur à mi-hauteur du pic de résonance (b) et le facteur de qualité (c) évoluent selon des courbes exponentielles ajustées (en noir). Les points expérimentaux sont indiqués par les carrés noirs.*

Influence de la longueur d'onde

Jusqu'à présent, nous n'avons présenté que des cartographies de la transmission de la cavité à la longueur d'onde de résonance de la cavité seule. Cependant, il est possible de faire ces cartographies pour d'autres longueurs d'onde. En se servant de l'expression analytique de la transmission (équation 7.11), il apparaît que la cartographie de la transmission pour la longueur d'onde de résonance du système sonde-cavité doit présenter une évolution similaire à celle obtenue à la longueur d'onde de résonance de la cavité seule, mais dont le sens de variation est opposé.

La figure 7.17 permet la comparaison entre la transmission de la cavité à la longueur d'onde de résonance de la cavité et celle à la longueur d'onde de résonance du système cavité-sonde. Ces deux images apparaissent bien complémentaires, i.e. quand l'une présente un maximum, l'autre présente un minimum et en accord avec le calcul de l'intensité du champ électrique (figure 7.12). Les valeurs maximales atteintes pour les variations de transmission sont comparables, une diminution ou une augmentation d'un facteur cinq suivant la longueur d'onde. La dissymétrie de l'interaction entre les deux côtés du guide et la forme elliptique des spots centraux est également visible à la longueur d'onde de résonance du système sonde-cavité.

Nous venons de cartographier la transmission de la cavité pour deux longueurs d'onde spécifiques. Nous allons maintenant présenter les cartographies obtenues pour des longueurs d'onde intermédiaires. La première longueur d'onde que nous choisissons est légérement supérieure à la longueur d'onde de résonance de la cavité seule, i.e. l'écart entre les deux longueurs

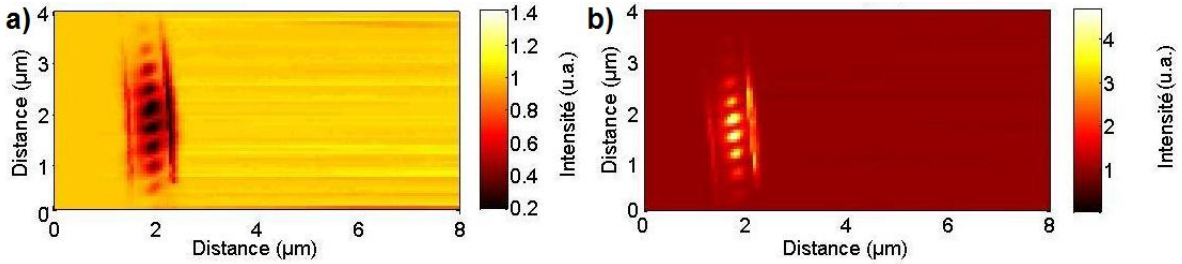

FIG. 7.17: *Images obtenues en champ proche optique pour un balayage de $8 \times 4\mu m^2$ de la transmission de la cavité pour la longueur d'onde de résonance de la cavité seule (a) et pour la longueur d'onde de résonance du système cavité-sonde (b). Les intensités optiques correspondent au rapport de l'intensité transmise en fonction de la position de la sonde par l'intensité transmise de référence, i.e. sans la sonde.*

d'onde correspond à peu près à une oscillation Fabry-Pérot (soit 38pm). La deuxième longueur d'onde que nous choisissons est située vers le milieu de l'intervalle défini par la longueur d'onde de résonance de la cavité et par celle du système sonde-cavité. Les cartographie de la transmission de la cavité pour ces deux longueurs sont visibles sur la figure 7.18.

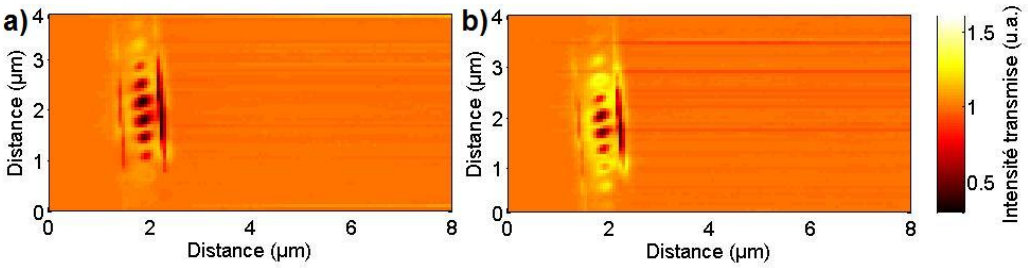

FIG. 7.18: *Images optiques de la transmission de la cavité pour un balayage de $8 \times 4\mu m^2$. La longueur d'onde est légérement supérieure à la longueur d'onde de résonance de la cavité seule (a). La longueur d'onde est située au milieur de l'intervalle défini par la longueur d'onde de résonance de la cavité seule et celle de la cavité perturbée (b). Les intensités transmises en fonction de la position de la sonde sont normalisées par rapport à la transmission de la cavité en l'absence de sonde.*

Dans un premier temps, en ne considérant que les positions des minima et des maxima de transmission le long du guide, on s'aperçoit que pour toutes les images optiques (figure 7.17 et 7.18), ils sont situés aux niveaux des maxima de champ électrique du mode de cavité. La différence réside uniquement dans le fait de savoir si on a un maximum ou un minimum. Si pour les longueurs d'onde de la figure 7.17, il est aisé de déterminer si on doit observer un maximum ou un minimum, ce n'est pas le cas pour les longueurs d'onde de la figure 7.18.

Considérons la figure 7.18-a. Comme la longueur d'onde choisie est légérement supérieure à la longueur d'onde de résonance de la cavité seule, il faut pour augmenter la transmission, i.e. pour avoir un maximum de signal, légérement pertuber la cavité, ce qui est le cas lorsque la sonde est sur les derniers trous d'adaptation (points lumineux en haut et en bas de l'image). Lorsque la sonde est au voisinage du centre de la cavité (selon l'axe du guide et

selon l'axe perpendiculaire), la transmission de la cavité est diminuée (points noirs au milieu de l'image). Ceci s'explique par le fait qu'au centre de la cavité, la perturbation introduite par la sonde est telle que la longueur d'onde de résonance du système est supérieure à la longueur d'onde étudiée.

La formation de l'image de la figure 7.18-b s'explique par un raisonnement analogue. Notons que l'échelle de couleur pour les deux images est la même. Dans ce cas, pour obtenir une diminution de la transmission, il faut plus perturber la cavité, ce qui se traduit par une réduction de la zone d'interaction positive sur l'image optique, i.e. il y a plus de blanc et moins de noir que pour la figure 7.18-a. On peut prendre comme exemple le nombre de spots lumineux sur les deux figures. Pour la figure 7.18-a, il y a deux spots en haut de l'image où la transmission est amplifiée ; tandis que pour la figure 7.18-b, il y en a trois.

Dans les prochains paragraphes, nous étudions l'influence de l'indice optique du matériau constituant la sonde de champ proche.

Influence de l'indice optique

Nous nous intéressons maintenant à une autre cavité, celle de facteur de qualité 3000. Pour cette cavité, nous étudions l'influence du matériau constituant la sonde sur l'atténuation maximale atteinte à la longueur de résonance de la cavité seule. Comme nous sommes toujours à la longueur d'onde de résonance de la cavité seule, on attend une diminution de la transmission lorsque la sonde s'approche de la cavité. Les volumes de perturbation étant similaires mais les indices optiques différents, la sonde à base de silicium doit interagir plus avec la cavité, i.e. l'atténuation doit être plus importante pour la sonde avec silicium que pour la sonde uniquement composée de silice.

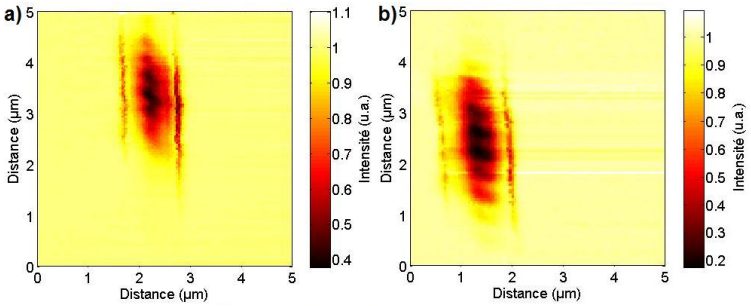

FIG. 7.19: *Images optiques de la transmission de la cavité pour un balayage de* $5 \times 5\mu m^2$ *à la longueur d'onde de résonance de la cavité seule. Les deux sondes utilisées possèdent des extrémités dont la taille est de 150/200nm. La sonde est fait de silice (a) tandis que la sonde est formée de silice avec une couche de 50nm de silicium (b).*

Sur la figure 7.19-a, obtenue avec la sonde composée uniquement de silice, la transmission de la cavité est diminuée lorsque la sonde s'approche de la cavité. En s'intéressant à l'évolution de la transmission le long de l'axe du guide, on peut apercevoir la surmodulation de cette diminution présentant une légére localisation au niveau des maxima d'intensité du champ électrique. Pour la sonde que nous avons utilisé sur la cavité précédente qui avait une extrémité plus petite, de l'ordre de 50/100nm, la localisation de la perturbation était plus

"fine". Maintenant, le volume de perturbation est un peu plus grand, ce qui conduit à un lissage de la modulation le long du guide. Le modèle perturbatif à sonde diffusante semble toutefois encore valable.

Sur la figure 7.19-b, obtenue avec la sonde composée de silice et recouverte de silicium, la transmission de la cavité est encore diminuée lorsque la sonde s'approche de la cavité avec une surmodulation de la transmission le long de l'axe du guide. La perturbation un peu plus localisée que pour la figure 7.19-a est due à la taille de la sonde qui est légérement plus petite que pour la sonde composée uniquement de silice. Néanmoins, la différence principale entre ces deux figures réside dans la différence d'atténuation maximale obtenue. La sonde recouverte de silicium, à taille équivalente, permet d'atténuer deux fois plus la transmission que la sonde non recouverte.

7.2.5 Conclusion partielle

Nous avons pu cartographier la transmission de la cavité en présence de la sonde pour différentes longueurs d'onde. Si pour certaines longueurs d'onde spécifiques (celle de la résonance de la cavité seule et celle de la résonance au maximum de perturbation), la formation des images en mode interaction s'explique facilement, nous avons vu que pour des longueurs d'onde intermédiaires, la formation des images expérimentales est moins triviale. Toutefois, des différentes cartographies réalisées, nous avons pu vérifier la validité des hypothèses utilisées pour obtenir l'équation 7.11. D'une part, nous avons comparé la localisation de la pertubation du système avec des simulations numériques du mode de cavité. D'autre part, nous avons montré l'influence du matériau utilisé pour réaliser la sonde sur la perturbation de la cavité.

De plus, nous avons visualisé l'effet de la distance verticale séparant la sonde et la cavité sur les propriétés de cette dernière. Nous avons pu montrer que l'interaction entre la sonde et la cavité est une interaction "de type évanescent", i.e. avec un évolution exponentielle.

Cependant, nous avons vu que plus la sonde possède une extrémité de grande taille, moins la localisation de la perturbation est importante. Dans les prochains paragraphes, nous nous intéressons à un autre régime de perturbation. Dans ce régime, nous étudions la perturbation introduite par une sonde sur une cavité lorsque la taille de la sonde est comparable, voire supérieure, au volume modal de la cavité étudiée.

7.3 Interaction sonde-cavité, hors régime perturbatif à sonde diffusante

Dans le cas d'une sonde diélectrique dont l'extrémité est suffisamment petite, la perturbation introduite par la sonde sur la cavité est directement reliée à la distribution de champ électrique de la structure. Nous allons nous intéresser à ce qui se passe lorsque la taille de la sonde augmente en gardant toujours le même volume modal pour la cavité. Nous présentons séparément différents régimes d'interaction (voir l'illustration de la figure 7.20). Pour les deux premiers régimes d'interaction (figure 7.20-a et b), la taille de l'extrémité de la sonde est encore suffisamment petite pour permettre au régime perturbatif d'être valable. Nous rappelons que la seule condition pour pouvoir considérer un régime perturbatif est d'avoir

un changement adiatique entre le système non perturbé et le système perturbé. Dans le troisième régime d'interaction (figure 7.20-c), le volume de perturbation est tel que le modèle perturbatif n'est plus valable.

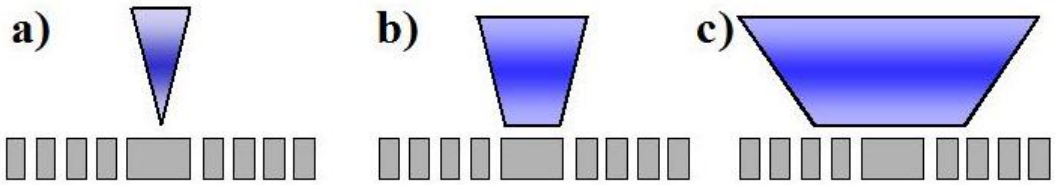

FIG. 7.20: *Schémas de principe présentant l'évolution de la taille de la sonde. L'interaction se produit en régime perturbatif à sonde diffusante, i.e. la taille de l'extrémité de la sonde est inférieure au volume modal (a). L'interaction se produit hors du régime perturbatif à sonde diffusante, avec une sonde de taille comparable à celle du volume modal (b) ou avec une taille nettement plus grande que le volume modal (c).*

D'une part, nous mettons en avant un régime pour lequel la taille de la sonde est comparable à celle du volume modal de la cavité. Pour ce régime d'interaction, où le modèle perturbatif (équation 7.4) est toujours valable, nous présentons un nouveau modèle physique [Cluzel *et al.* 08]. Nous developpons cette partie pour les cavités de facteur de qualité de 3000 et 7000. D'autre part, nous étudions l'influence d'une sonde dont la taille est nettement supérieure au volume modal de la cavité. Dans ce cas, le régime perturbatif n'est plus valable. Cette partie est développée avec les cavités de facteur de qualité de 5000, 10000 et 50000.

7.3.1 Influence de la taille de l'extrémité de la sonde sur la cartographie en mode interaction

Tout d'abord, nous allons présenter différentes cartographies de perturbation obtenues pour la cavité de facteur de qualité de 3000 à la longueur d'onde de résonance de la cavité sans la sonde (figure 7.21). La différence entre ces images expérimentales réside dans la taille de la sonde utilisée. En effet, lors des expériences précédentes, la fibre utilisée avait une extrémité de l'ordre de 50/100nm. Nous présentons, ici, des résultats obtenus pour des sondes dont l'extrémité est de 150/200nm (figure 7.21-a) et de 250/300nm (figure 7.21-b).

Sur la figure 7.21-a, obtenue avec la sonde de silice de 150/200nm, la transmission de la cavité est diminuée lorsque la sonde s'approche de la cavité. En s'intéressant à l'évolution de la transmission le long de l'axe du guide, on observe une surmodulation de cette diminution présentant une légére localisation au niveau des maxima d'intensité du champ électrique. La localisation de la perturbation est cependant moindre que celle obtenue pour une fibre d'extrémité de 50/100nm ; ceci est dû au volume de perturbation qui est plus important maintenant.

Pour la figure 7.21-b, obtenue avec la sonde de silice de 250/300nm, la transmission de la cavité est bien diminuée lorsque la sonde s'approche de la cavité. Cependant, cette atténuation ne présente plus de surmodulation le long de l'axe du guide ; la transmission semble ne plus dépendre de la position de la sonde. Cette évolution, qui semble plutôt

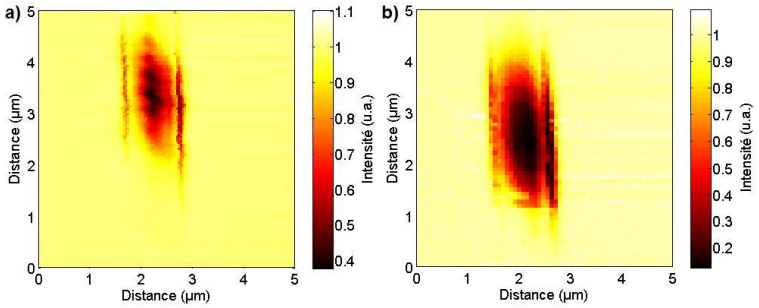

FIG. 7.21: *Images optiques de la transmission de la cavité pour un balayage de $5 \times 5\mu m^2$ à la longueur d'onde de résonance de la cavité seule. La sonde utilisée possède une extrémité dont la taille est soit de 150/200nm (a), soit de 250/300nm (b). Les intensités transmises en fonction de la position de la sonde sont normalisées par rapport à la transmission en l'absence de sonde.*

contradictoire avec le modèle perturbatif à sonde diffusante, est simplement due à l'extension du volume de perturbation. Pour prendre en compte cette extension de volume, qui est contraire aux différentes hypothèses menant à l'expression (7.11), nous avons développé en collaboration avec le Laboratoire Charles Fabry de l'Insitut d'Optique un nouveau modèle physique pour modéliser l'interaction entre la sonde et la cavité.

7.3.2 Le régime déphaseur

Après avoir présenté le principe du régime déphaseur, nous nous plaçons dans le cas particulier du modulateur de trajet optique. Dans ce cadre spécifique, nous étudions la réponse spectrale de différentes cavités de facteur de qualité de 3000 et 7000.

7.3.2.1 Modélisation du régime déphaseur

La cavité à cristal photonique étudiée peut être vue comme une cavité résonnante Fabry-Pérot dans laquelle le mode guidé fondamental, d'indice effectif $n_{eff} = 2,7$, est réfléchi entre les miroirs. Nous utilisons donc un modèle simple où l'on ne considère plus que le mode fondamental du guide et la sonde pour analyser l'interaction entre la sonde et la cavité. Pour comprendre cette interaction, il faut déterminer la transmission t et la réflexion r du mode guidé fondamental en présence de la sonde, comme décrit sur la figure 7.22. Ces simulations numériques sont réalisées au Laboratoire Charles Fabry de l'Institut d'Optique.

Ces coefficients sont calculés en fonction de la distance verticale entre la sonde et le guide pour différents diamètre de sonde (de 200, 250 et 300nm) compris dans le domaine des valeurs expérimentales. Les calculs ont mis en évidence, d'une part que le coefficient de réflexion $|r(z)|^2$ en intensité du mode, sur la sonde, est bien inférieur au coefficient de transmission en intensité du mode $|t(z)|^2$, et d'autre part que le coefficient de réflexion en intensité du mode $|r(z)|^2$ est bien inférieur au pertes hors plan dues à la sonde L.

Pour toutes les hauteurs de sonde, les pertes hors plan L sont alors déterminées par $L = 1 - |t(z)|^2$. De plus, lorsque le mode traverse la sonde, il accumule un retard de phase $\Psi(z)$ défini par $t(z) = |t(z)| \exp(i\Psi(z))$.

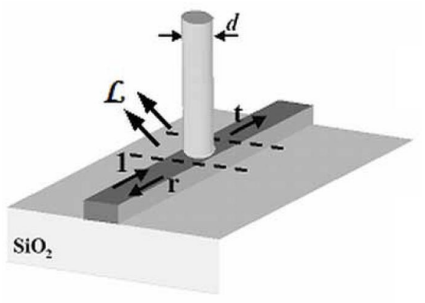

FIG. 7.22: *Schéma de principe des simulations numériques. Un barreau circulaire de silice de diamètre d est approché d'un guide en silice reporté sur du silicium. Les différents coefficients de transmission t, de réflexion r et les pertes L du mode guidé fondamental avec le barreau sont calculés.*

L'évolution des pertes L ainsi que le retard de phase Ψ induit par les différentes sondes (de diamètre de 200 à 300nm) en fonction de la distance entre la sonde et le guide sont tracés sur la figure 7.23. Le résultat le plus important sont les faibles pertes obtenues, même pour une sonde de diamètre de 300nm située à 4nm du guide.

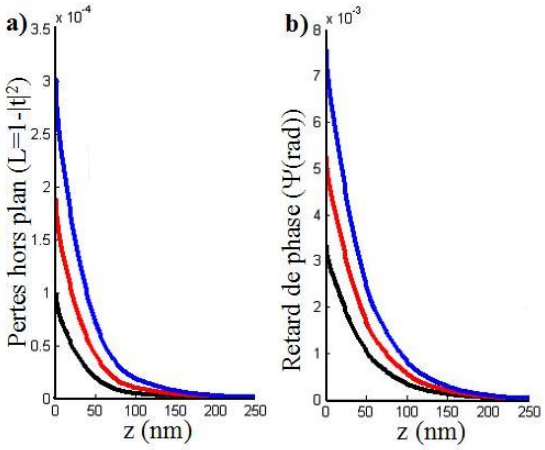

FIG. 7.23: *Influence d'une sonde en silice de forme cylindrique sur un guide d'onde en fonction de la distance les séparant. Les pertes par diffraction (a) et le retard de phase normalisé (b) sont calculés pour différents diamètre de sonde 200nm (en noir), 250nm (en rouge) et 300nm (en bleu).*

En utilisant alors un modèle Fabry-Pérot, et en négligeant la réflexion induite par la sonde, la transmission de la cavité T_{cav} en présence de la sonde à une hauteur z peut se mettre sous la forme :

$$T_{cav}(z) = \frac{t_M^2 \left|t(z)\right| 2}{\left|1 - r_M^2 t^2(z) \exp\left(2ik_0 n_{eff} D\right)\right|} \tag{7.12}$$

où est r_M le coefficient de réflexion du miroir, t_M est celui de transmission et D la longueur de la cavité.

Ce régime de fonctionnement, avec peu de pertes et très peu de réflexion induite par la sonde présente d'intéressantes propriétés. Dans les prochains paragraphes, nous explorons un cas particulier de ce régime.

7.3.2.2 Cas du modulateur de trajet optique

A partir du spectre de transmission de la structure, visible sur la figure 7.24-b (courbe noire) et obtenu pour une longueur de cavité $D = 435$nm, la distribution de la composante dominante du champ électrique E_x est calculée (la figure 7.24-a). A l'aide de la méthode modale à trois dimensions, nous avons calculé les spectres de transmission de la cavité pour différentes positions de la sonde le long du guide.

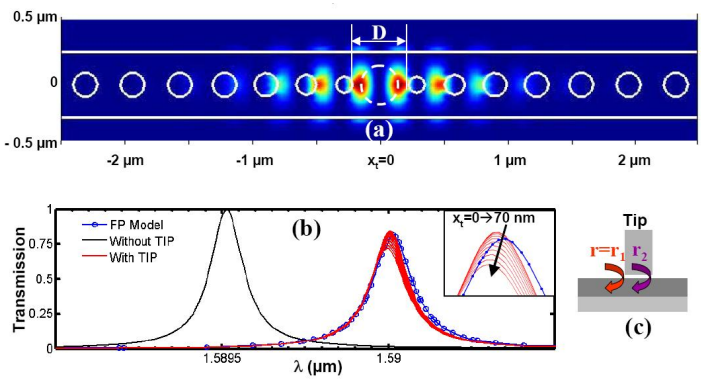

FIG. 7.24: *Etude de l'interaction cavité-sonde au centre de la cavité. Distribution de la composante majoritaire $|E_x|^2$ du mode de cavité à 4nm de la surface de la structure (a). Les différents trous sont définis par les cercles, la position de la sonde d'un diamètre de 300nm est indiquée par le cercle blanc discontinu. La transmission de la cavité est calculée pour différentes positions de la sonde allant de 0 à 70nm selon l'axe x_t (b). La courbe noire correspond à la transmission de la cavité seule, tandis que la courbe avec les cercles correspond au modèle Fabry-Pérot. Les coefficients de réflexion r_1 et r_2 de la sonde (c) sont définis au interface avant et arrière de la sonde.*

Dans le cas d'une sonde dont le diamètre est égal à un multiple de la période d'oscillation du champ électrique dans le guide $\lambda/n_{eff} \approx 300$nm, les coefficients de réflexion aux interfaces avant ($r1$) et arrière ($r2$) entre le guide et la sonde sont en opposition de phase et s'inhibent mutuellement. La sonde de diamètre $d = 300$nm, a été déplacée le long de l'axe x_t du centre de cavité ($x_t = 0$nm) à $x_t = (D - d)/2 \approx 70$nm. Ces différents spectres, visibles sur la figure 7.24-b, montrent que la transmission de la cavité est quasiment indépendante de la position de la sonde le long de l'axe du guide et que la sonde n'affecte que très peu le facteur de qualité qui diminue seulement de 10% au maximum.

Le spectre obtenu à l'aide de l'équation 7.12, visible sur la figure 7.24-b (courbe avec les cercles), est en bon accord avec le calcul à trois dimension. Le modèle physique présenté permet de mettre en évidence le principe d'interaction entre la sonde et la cavité. De plus, il apparaît que la transmission de la cavité est la même que la sonde soit positionnée sur un maximum ou un minimum d'intensité du champ électrique tant que la réflexion induite par

la sonde et plus faible que les pertes hors plan, ce qui est visible sur l'image expérimentale de la transmission de la cavité (figure 7.21-b).

Dans ce régime de fonctionnement, la sonde agit sur la cavité comme un modificateur de la longueur de la cavité sans diminution du facteur de qualité de la structure. Le seul effet visible de la sonde sur les spectres de transmission doit donc être un décalage vers les hautes longueurs d'ondes. Ce régime d'interaction entre la sonde et la cavité peut être qualifié de régime à modulation de trajet optique.

Dans les prochains paragraphes, nous présentons des résultats expérimentaux obtenus pour ce régime d'interaction particulier

7.3.2.3 Etude des spectres de transmission du système sonde-cavité

Nous avons réalisé les spectres de transmission sans et avec la sonde à 4nm de la cavité pour les deux structures, visibles sur la figure 7.25.

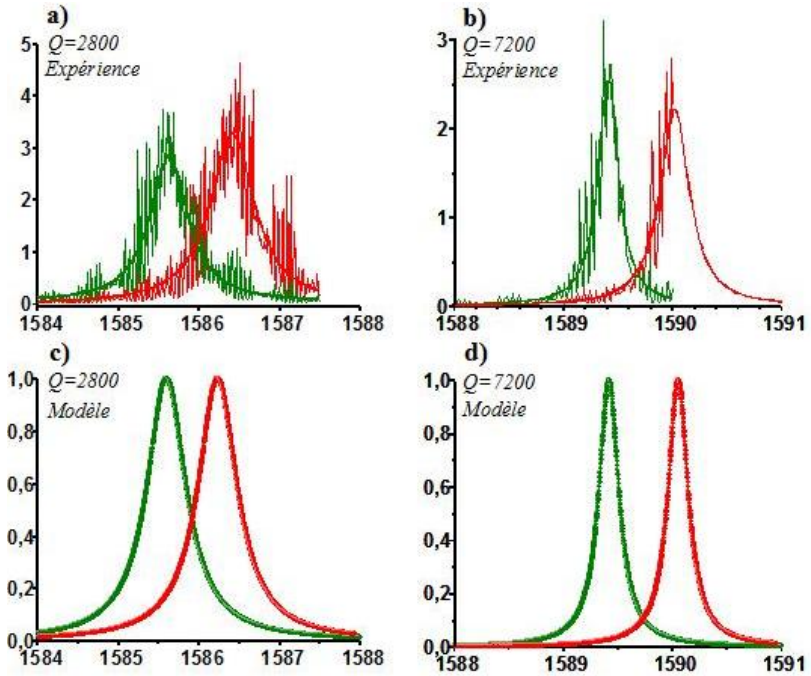

FIG. 7.25: *Etude du décalage spectral introduit par une sonde sans dégradation du facteur de qualité. Les spectres de transmission de la cavité non perturbée (en vert) et de la cavité perturbée (en rouge) pour la cavité de Q=2800 (a) et de Q=7200 (b) sont comparés aux spectres de résonance obtenus par le modèle Fabry-Pérot pour les deux cavités (c) et (d). L'erreur d'évaluation du facteur de qualité introduit par les interférences dues aux faces clivées de l'échantillon est de 10%.*

Pour la structure de plus faible facteur de qualité, la longueur d'onde de résonance passe de 1585,6nm à 1586,4nm. Ce décalage de 0,8nm, correspondant à un décalage relatif de 0,05% (figure 7.25-a) ; tandis que pour la structure de plus grand facteur de qualité, il apparaît que la longueur d'onde de résonance se décale de plus de 0,6nm. Le laser accordable utilisé pour ces expériences étant limité à 1590nm, nous n'avons pu obtenir de résonance complète sur

cette cavité (figure 7.25-b). Les valeurs expérimentales du décalage sont bien plus grandes que dans le cas de la sonde diffusante sans toutefois affecter le facteur de qualité. De plus, la transmission maximale de la cavité restent inchangée en présence de la sonde, ce qui n'est pas le cas pour d'autres travaux expérimentaux [Hopman *et al.* 05] [Märki *et al.* 06].

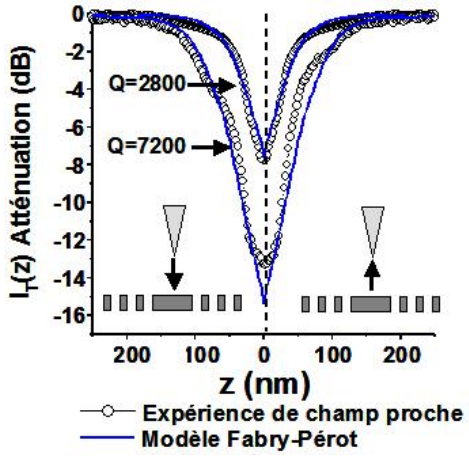

FIG. 7.26: *Atténuation de la transmission à la longueur d'onde de résonance de la cavité seule en fonction de la distance verticale entre la sonde et le centre de la cavité pour les deux cavités étudiées. Les résultats expérimentaux (cercle noir) et les simulations numériques (courbe bleue) présentent un bon accord.*

Enfin, nous avons mesuré la décroissance évanescente de la transmission à la longueur d'onde de résonance de la cavité en fonction de la distance entre la sonde et la cavité (figure 7.26). Il apparaît sur ces courbes que lorsque la sonde est à plus de 100nm, cette dernière n'interagit pas avec la cavité. Quand la sonde est proche du contact (4nm), l'atténuation maximale atteinte est de 8dB (respectivement 14dB) pour la cavité de facteur de qualité 3000 (respectivement 7000). L'atténuation maximale dépend du facteur de qualité de la structure. En effet, le recouvrement entre les spectres perturbé et non perturbé diminue lorsque le facteur de qualité de la cavité augmente.

A partir du modèle Fabry-Pérot, il est possible de prévoir ce comportement. En effet, le ratio d'extinction, défini par $T_{cav}\left(z=4nm\right)/T_{cav}\left(z=100nm\right)$, est égal à $\left[1+\left(\Psi(4nm)/\pi F\right)^2\right]$ d'après l'équation 7.12 avec F la finesse de la cavité. Les mesures expérimentales (cercle noir) présentent un bon accord avec les valeurs théoriques issues du modèle, en terme d'atténuation maximale atteinte et de décroissance.

Dans les prochains paragraphes, nous nous intéressons à l'interaction entre une cavité et une sonde dont la taille est nettement supérieure au volume modal de la cavité.

7.3.3 Symétrisation verticale de la cavité

Les cavités étudiées sont formées avec quatre trous d'adaptation, i.e. celles dont les facteurs de qualité sont de 5000, 10000 et 50000. Les guides d'onde supportant les cavités sont des guides de silicium déposés sur un substrat de silice. Nous effectuons une expérience de symétrisation de la cavité, i.e. au remplacement de l'air au-dessus du guide par de la silice. Dans ce cas, une estimation du décalage de la résonance peut être faite à partir de l'indice

effectif du mode fondamental. En entourant complétement le guide de silice, l'indice effectif n_{eff} de ce mode passe de 2,754 à 2,762, soit une différence relative de 0,29%. En utilisant un modèle Fabry-Pérot, la longueur d'onde de résonance λ_r du mode de cavité fondamental étant $\lambda_r = 2n_{eff}L_{cav}$ (où L_{cav} est la longueur de la cavité), il est possible d'estimer la valeur maximale de décalage relatif de la longueur d'onde à $0,29\%$.

Expérimentalement, pour pouvoir symétriser la cavité, nous utilisons une fibre optique monomode dégainée et clivée. Cette "sonde" de champ proche possède donc une zone plate circulaire de plusieurs microns permettant de symétriser partiellement la cavité.

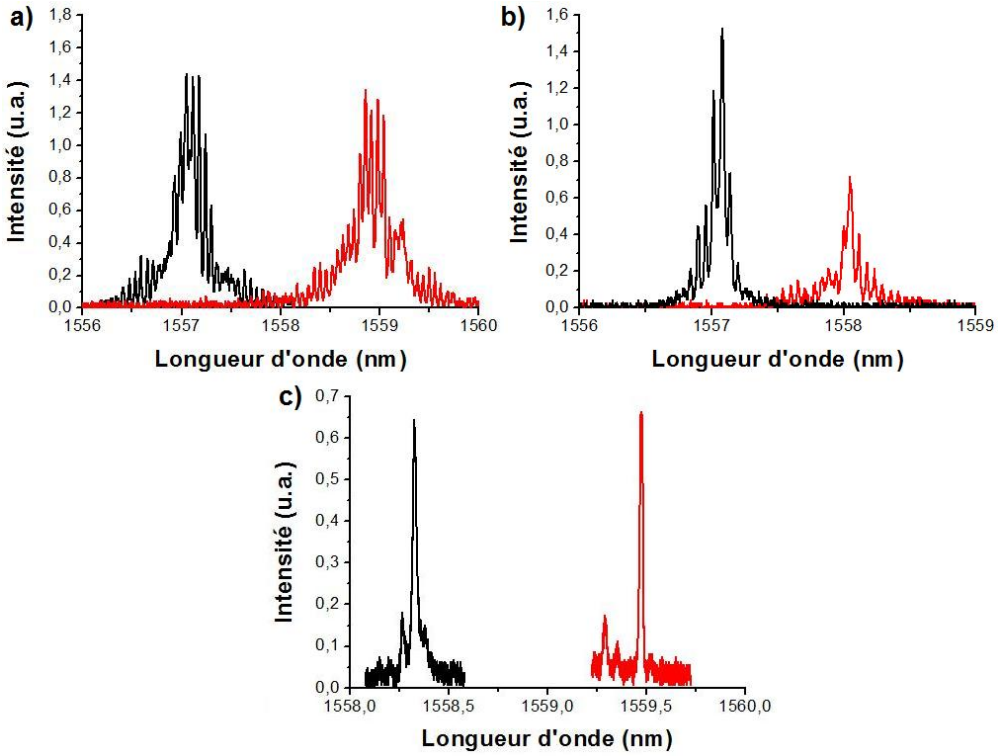

FIG. 7.27: *Spectres de transmission pour la cavité seule (en noir) et avec la sonde (en rouge), pour la structure de facteur de qualité 5000 (a), celle de qualité 10000 (b) et celle de facteur de qualité de 50000 (c). Les oscillations fabry-Pérot dues aux faces clivées de l'échantillon (visibles sur les spectres du haut) ont une période de taille comparable à la largeur du pic de résonance des spectres du bas.*

Après avoir positionné la sonde au-dessus de la cavité, un spectre de transmission de la cavité est enregistré et comparé avec un spectre de référence effectué juste après. Les différents spectres obtenus sont visibles sur la figure 7.27. Considérons les spectres correspondant à la cavité de facteur de qualité 5000 (figure 7.27-a). Pour cette cavité, la sonde induit un décalage de la longueur de 1557,08 à 1558,92nm, soit de 1,84nm. Cette valeur est la valeur maximale que nous avons pu obtenir en considérant l'ensemble des expériences présentées ici. Ce décalage est dix fois plus important que celui obtenu avec une sonde de faible extrémité et plus de deux fois plus grand que celui obtenu avec une sonde dans le cas du modulateur de trajet optique. Cependant, la diminution du facteur de qualité est importante ; il passe de 5200 à 3600, soit une perte de 30%. Cette valeur est comparable à celle obtenue

pour une sonde de faible extrémité mais nettement supérieure à celle obtenue dans le régime déphaseur.

Pour les spectres correspondant à la cavité de facteur de qualité 10000 (figure 7.27-b), la sonde induit un décalage de la longueur de 1557,07 à 1558,4nm, soit de 0,97nm. Dans ce cas, la dégradation du facteur de qualité est très faible (environ 0,2%). Toutefois, on peut s'apercevoir que la transmission maximale de la cavité est divisée par deux par rapport à la transmission maximale en l'absence de sonde.

En ce qui concerne la cavité de facteur de qualité 50000 (figure 7.27-c), la largeur à mi-hauteur du pic de résonance est de l'ordre de 30pm. Les oscillations Fabry-Pérot dues aux faces clivées de l'échantillon déformant donc complétement les spectres de résonance, nous ne faisons qu'une estimation de la longueur d'onde de résonance de la cavité en considérant que les facteurs de qualité des deux spectres sont les mêmes. La sonde induit un décalage de la longueur d'onde de résonance de 1558,33 à 1559,48nm. Le décalage relatif est donc de 0,07%, cette valeur est un peu moins élevée que celle obtenue pour la cavité de facteur de qualité 5000, mais comparable à celle obtenue pour la cavité de facteur de qualité de 10000. Par contre, la figure de mérite, définie comme le rapport du décalage de la longueur d'onde de résonance par la largeur à mi-hauteur du pic, est élevée, dans ce cas 38. De plus, notons que la transmission maximale des cavités reste quasiment la même avec ou sans la sonde.

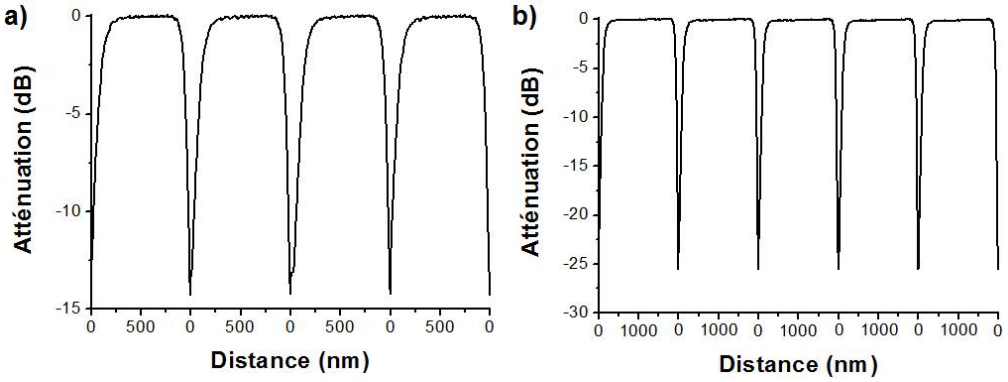

FIG. 7.28: *Atténuation de la transmission à la longueur d'onde de résonance de la cavité seule pour la structure de facteur de qualité 5000 (a) et celle de facteur de qualité de 10000 (b) en fonction de la distance entre la sonde et la cavité. La sonde fait un aller-retour en 0,15s.*

Intéressons nous maintenant à l'atténuation de la transmission à la longueur de résonance de la cavité seule. L'interaction entre la cavité et la sonde est toujours caractérisée par une allure exponentielle (figure 7.28). Avec une valeur maximale d'atténuation de 15dB pour la cavité à faible facteur de qualité ($Q = 5000$) et de 25dB pour celle à fort facteur de qualité ($Q = 10000$). De ces valeurs obtenues sans traitement, notons que l'atténuation maximale obtenue de 25dB correspond en fait à la limite mesurable de notre configuration expérimentale. En effet, quand la transmission est atténuée de 25dB, le niveau de transmission de la cavité est juste au niveau du bruit expérimental. Si on avait retiré ce niveau de base, l'atténuation maximale obtenue tendrait vers l'infini. Ce bruit expérimental correspond à une valeur de tension de 3,78mV sur la ligne de détection optique.

Nous venons de voir qu'il est possible en utilisant une sonde de taille comparable à la structure complète de décaler fortement la longueur d'onde de résonance d'une cavité à fort coefficient de qualité, tout en gardant les propriétés de résonance de la structure.

7.3.4 Conclusion partielle

Nous avons présenté deux nouveaux régimes d'interaction entre la sonde de champ proche et la cavité.

D'une part, nous avons pu mettre en évidence un régime d'interaction, spécifique à la microscopie de type SNOM, à savoir le cas du modulateur de trajet optique. Dans ce cas, la sonde de champ proche permet de contrôler la longueur d'onde de résonance de la cavité sans déteriorer son facteur de qualité ; pour les différents travaux réalisés avec des pointes AFM, la perturbation d'une structure résonante est toujours accompagnée d'une diminution du facteur de qualité.

D'autre part, nous avons exploré un régime de symétrisation verticale de la cavité. Ce régime d'interaction est celui qui permet d'obtenir, en théorie, le plus grand décalage spectral de la résonance de cavité, de l'ordre de $0,29\%$. Expérimentalement, nous avons pu obtenir un décalage relatif maximum d'environ $0,11\%$ (soit 1,84nm). Cette valeur, qui reste inférieure à la valeur théorique, peut s'expliquer d'une part par la présence d'air sur les côtés du guide, et d'autre part par l'existence d'une couche d'air entre la sonde et la cavité puisque nous sommes toujours en asservissement de type shear-force. Par ailleurs, l'angle de clivage de la sonde est aussi à prendre en compte.

Pour ces deux régimes d'interaction, nous avons montré que le contrôle de la distance verticale entre la sonde et la cavité permet d'envisager l'utilisation d'un tel système comme un switch. Dans le cas de la symétrisation de la cavité, nous avons pu obtenir un switch de 25dB (qui est la valeur limite mesurable pour notre configuration expérimentale). Le véritable ratio d'extinction obtenu est donc tout à fait comparable à ceux des meilleurs switchs. Si on considère un système basé sur un switch électro-optique [Xu *et al.* 05], l'atténuation maximale atteinte n'est que de 16dB. Dans les travaux de [Grillet *et al.* 07] où des décalages spectraux de plusieurs nanomètres pour la longueur d'onde de résonance sont obtenus en approchant une fibre optique amincie, aucune mesure de l'atténuation n'est présentée ; cependant il paraît correct d'estimer que cette atténuation n'excède pas 10dB.

De plus, les courbes expérimentales, qui ont été obtenues en modulant la distance verticale entre la sonde et la cavité, sont limitées à de faibles fréquences par les résonances mécaniques de notre système expérimental. En intégrant directement sur un composant la sonde à côté de la cavité, il est possible d'obtenir des fréquences de modulation de l'ordre du mégahertz. En optimisant la taille réellement nécessaire pour obtenir ce switch, il est tout à fait envisageable d'intégrer ce système dans un multiplexeur ou démultiplexeur en longueur d'onde.

Jusqu'à présent, nous avons uniquement considéré des cartographies expérimentales obtenues en mode interaction. Dans la prochaine partie de cette thèse, nous nous intéressons à des cartographies en mode collection dans le cas où l'interaction sonde-cavité est régie par le modèle perturbatif à sonde diffusante.

7.4 Comparaison des cartographies en mode collection et en mode interaction

Dans cette partie, nous étudions la cavité dont le facteur de qualité est de 10000, pour laquelle l'interaction de la sonde avec une cavité à cristal photonique a été étudiée en régime perturbatif à sonde diffusante. Nous allons étudier l'interaction entre la sonde et la cavité dans le cas de cartographie en mode collection. Après avoir présenté les images expérimentales, nous comparons les cartographies en mode collection à celles obtenues en mode interaction. Enfin nous expliquons la formation des images en mode collection.

7.4.1 Cartographies expérimentales de la perturbation en mode collection

La figure 7.29 récapitule l'ensemble des cartographies que nous avons réalisées, en mode collection et en mode interaction, à la longueur d'onde de résonance de la cavité seule et à la longueur d'onde de résonance du système sonde-cavité. Pour pouvoir comparer les différentes cartographies, nous étudions d'une part le centre du guide et d'autre part les côtés du guide.

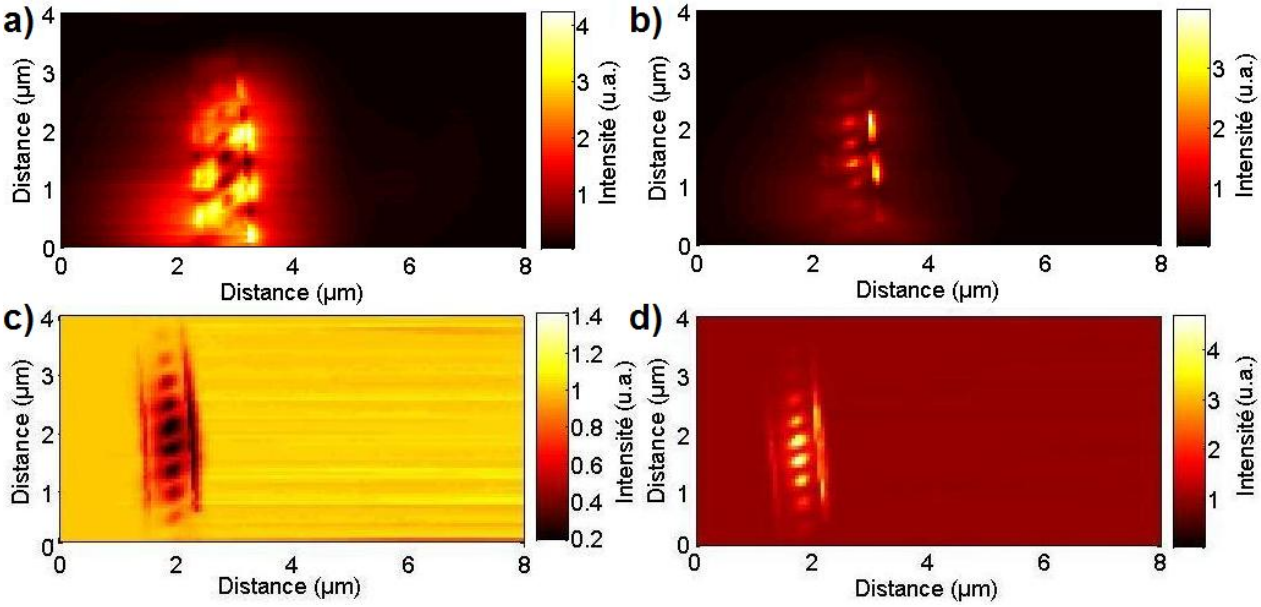

FIG. 7.29: *Comparaison des cartographies expérimentales en mode collection (a et b) et en mode interaction (c et d) pour un balayage de $8 \times 4\mu m^2$ à la longueur d'onde de résonance de la cavité seule (a et c) et à la longueur d'onde de résonance de la cavité avec la sonde (b et d).*

En ne s'intéressant qu'à ce qui se passe au centre du guide le long de la cavité, on peut s'apercevoir que les différentes images sont similaires. Considérons la longueur d'onde de résonance du système global (figure 7.29-b et d), plusieurs maxima d'intensité sont visibles ; ils sont situés aux mêmes endroits pour le mode collection (figure 7.29-b) et pour le mode interaction (figure 7.29-d). Ceci est logique puisque pour avoir un champ électrique non nul

dans la cavité, il faut que celle-ci transmette la lumière. Or pour que la cavité transmette, il faut que la sonde soit présente et donc elle recueille du signal.

Pour l'image obtenue à la longueur d'onde de résonance de la cavité seule (figure 7.29-a et c), on observe des minimas d'intensité collectée. Pour ces minimas, la transmission (figure 7.29-c) de la cavité avec la sonde est minimum (ceci est encore dû à la perturbation de la cavité) i.e. le champ électrique dans la cavité avec la sonde est donc minimum à l'emplacement de la sonde, d'où un minimum d'intensité collectée (figure 7.29-a). De plus, notons que les maxima d'intensité collectée présentent une forme elliptique pour les cartographies en mode collection et en mode interaction.

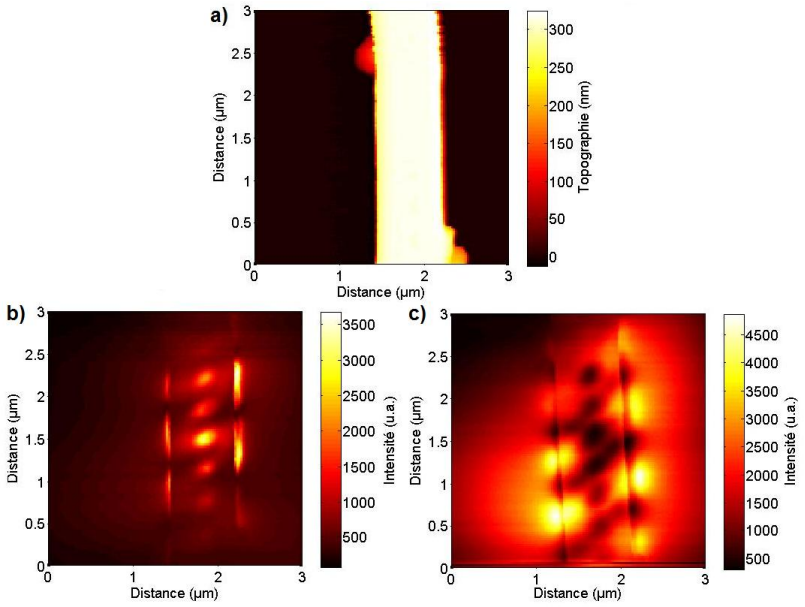

FIG. 7.30: *Zoom au centre de la cavité pour un balayage de $3 \times 3\mu m^2$. En plus de l'image topographique (a), les deux cartographies obtenues en mode collection sont présentées à la longueur d'onde de résonance de la cavité avec la sonde (b) et à la longueur d'onde de résonance de la cavité sans la sonde (c).*

Intéressons-nous maintenant aux côtés du guide. Dans un premier temps, la longueur d'onde de résonance du système global sonde-cavité est choisie. Sur l'image optique obtenue en mode collection de la figure 7.30-b (zoom au niveau de la cavité), on observe des maxima de collection sur les côtés du guide. Cependant, contrairement à la cartographie obtenue en mode interaction pour la même longueur d'onde, une modulation de l'intensité collectée le long des côtés des guides est visible. De plus, les maxima de chaque côté du guide sont en opposition de phase. On remarque également que l'intensité de signal collecté n'est pas la même suivant le côté du guide considéré, comme c'était le cas pour les images de la transmission de la cavité.

En ce qui concerne, l'intensité collectée à la longueur d'onde de résonance de la cavité seule, une évolution similaire est obtenue le long des côtés du guide (figure 7.30-c). Cependant cette évolution est en partie masquée par un fort niveau de signal quand la sonde est loin du guide (jusqu'à 1μm).

L'origine de la modulation de l'intensité collectée le long du guide, déphasée entre les deux

côtés du guide peut s'expliquer à l'aide d'une hypothèse régulièrement utilisée en microscopie de champ proche optique. Nous allons developper ce point dans les prochains paragraphes.

7.4.2 Analyse de la formation des images en mode collection

Comme les images optiques obtenues en mode collection ne respectent pas la symmétrie transverse du guide d'onde, au moins deux modes, dont un pair par rapport à l'axe du guide et un impair par rapport à ce même axe, doivent co-exister dans la structure. En effet, en champ proche optique, un tel phénomène est généralement attribué à la capacité de la sonde de sommer en amplitude et en phase les différents modes guidés [Balistreri *et al.* 00]. Cette sommation a déjà été observée entre des modes de parités opposées, pour des guides à crital photonique de type W [Loncar *et al.* 02]. Lorsque la localisation des champs électromagnétiques est assez petite, l'intensité collectée par la sonde présente une évolution en "W" le long du guide [Abashin *et al.* 06].

Après avoir présenté les différents modes propres supportés par le guide d'onde, nous nous intéressons à leur sommation en amplitude et en phase dans le cas du guide simple. Enfin, nous intégrons la cavité pour mieux rendre compte des conditions expérimentales.

7.4.2.1 Présentation des modes guidés

Nous allons donc envisager le même type d'hypothèse, i.e. une interaction entre les différents modes guidés. Le guide d'onde, de 340nm de hauteur et de 520nm de largeur (figure 7.31), où la cavité à cristal photonique est insérée n'est pas purement monomode ; en fait, trois modes différents sont guidés. Il n'existe qu'un seul mode guidé de type TM, i.e. avec un champ électrique majoritairement suivant l'axe z (en bas à gauche de la figure 7.31) ; tandis que deux modes de type TE sont guidés. Dans une première approche, on peut considérer que la sonde de champ proche collecte plutôt les composantes du champ électrique perpendiculaires à l'axe z ; nous ne considérons donc pas le mode TM et nous nous limitons dans les différents calculs et représentations aux composantes de champ électrique dans le plan Oxy. Il ne reste donc que deux modes de type TE. L'extension latérale du mode TE d'ordre 1 (en bas à droite de la figure 7.31) est supérieure à celle du mode TE fondamental (en bas au milieu de la figure 7.31). De plus, pour illustrer simplement notre raisonnement, nous considérons dans un premier temps un guide simple.

En ne considérant que les composantes du champ électrique dans le plan Oxy, les champs électriques des deux modes TE peuvent se mettre sous la forme :

$$\begin{aligned} \overrightarrow{E_0}(x,y,z) &= A_{0,x}(x,z)e^{i(k_0y+\varphi_0)}\overrightarrow{x} + A_{0,y}(x,z)e^{i(k_0y+\varphi_0)}\overrightarrow{y} \\ \overrightarrow{E_1}(x,y,z) &= A_{1,x}(x,z)e^{i(k_1y+\varphi_1)}\overrightarrow{x} + A_{1,y}(x,z)e^{i(k_1y+\varphi_1)}\overrightarrow{y} \end{aligned} \tag{7.13}$$

où $A_{I,u}(x,z)$ est la répartition de l'amplitude de la composante selon u du champ électrique du mode d'ordre I pour une coupe similaire à celles présentées dans le bas de la figure 7.31. Le mode d'ordre I se propage avec un vecteur d'onde $\overrightarrow{k_I}$ et une phase d'origine φ_I.

La figure 7.32 (respectivement 7.33) présente la propagation des deux composantes du champ électrique dans le plan du mode fondamental (respectivement du mode d'ordre 1) le long du guide. Ces calculs sont réalisés par une méthode de type FDTD à deux dimensions.

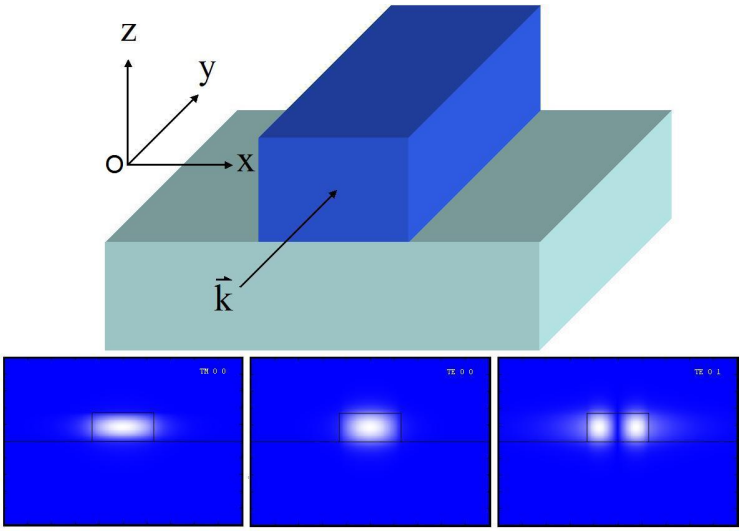

FIG. 7.31: *Présentation des différents modes guidés calculés par la méthode de l'indice effectif. Un schéma du guide simulé (en haut) permet de définir les axes utilisés dans le développement mathématique. Les différentes composantes majoritaires sont présentées en bas, pour le mode TM (à gauche), pour le mode fondamental TE (au milieu) et pour le mode d'ordre 1 TE (à droite). La fenêtre de représentation est de* $2 \times 2\mu m^2$.

Pour prendre en compte la hauteur finie de l'échantillon, nous utilisons l'indice effectif de la couche guidante comme ce fut le cas pour l'étude des cavités hexagonales par la méthode des ondes planes à deux dimensions.

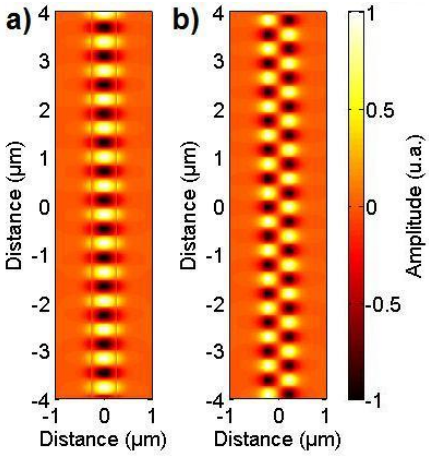

FIG. 7.32: *Etude de la propagation du mode fondamental TE du guide. La propagation du mode est obtenue en calculant* $Re(A_{0,x}e^{i(k_0y+\phi_0)})$ *(a) et* $Re(A_{0,y}e^{i(k_0y+\phi_0)})$ *(b).*

Notons que pour les images des figures 7.34 à 7.36, nous calculons toujours le même type de distribution, i.e. Re $\left[Ee^{i\phi}\right]$ où E est l'amplitude d'une des composantes du champ électrique (selon x ou y) et ϕ est la phase de cette composante. Par abus de langage, dans les légendes de ces figures, nous simplifions la notation complète pour la remplacer par

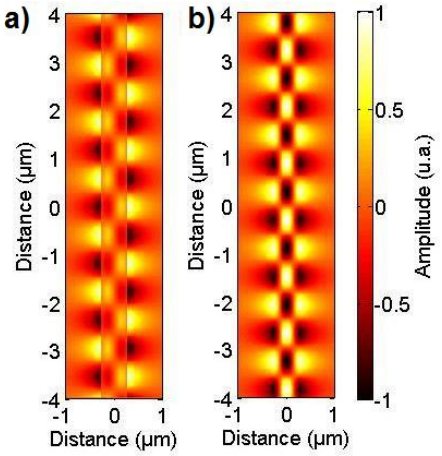

FIG. 7.33: *Etude de la propagation du mode d'ordre 1 TE du guide. La propagation du mode est obtenue en calculant* $Re(A_{1,x}e^{i(k_1y+\phi_1)})$ *(a) et* $Re(A_{1,y}e^{i(k_1y+\phi_1)})$ *(b).*

"distribution de l'amplitude".

Maintenant que nous avons défini les différents modes guides, nous allons nous intéresser à leur sommation.

7.4.2.2 Détermination des modes guidés à sommer

En plus de connaître la propagation des différents modes guidés, il convient de savoir s'il faut considérer un mode propagatif seul ou s'il faut considérer à la fois un mode propagatif et un mode contre-propagatif ; et ce pour le mode fondamental et pour le mode d'ordre 1. Le mode fondamental, qui est injecté en entrée du guide, se propage le long du guide et à travers la cavité jusqu'à la face clivée de sortie où il est en partie réfléchit. Il faut donc prendre en compte pour le mode fondamental un mode qui est propagatif et un autre qui est contre-propagatif. Il reste encore à fixer la valeur du déphasage entre les deux. Lorsque nous effectuons une cartographie expérimentale en collection, nous nous plaçons d'une part à la longueur de résonance de la cavité et d'autre part sur un maximum des oscillations Fabry-Pérot entre les faces clivées du guide. Il convient donc de faire interférer constructivement ces deux modes, ce qui se fait en fixant un déphasage nul entre eux. Le mode fondamental s'écrit donc, en prenant en compte le mode contre-propagatif :

$$\overrightarrow{E_{0T}}(x,y,z) = \begin{array}{c}\left(A_{0,x}(x,z)e^{i(k_0y+\varphi_0)}\overrightarrow{x} + A_{0,y}(x,z)e^{i(k_0y+\varphi_0)}\overrightarrow{y}\right)\\ +\left(A_{0,x}(x,z)e^{-i(k_0y+\varphi_0)}\overrightarrow{x} + A_{0,y}(x,z)e^{-i(k_0y+\varphi_0)}\overrightarrow{y}\right)\end{array} \tag{7.14}$$

ce qui, en fixant la phase $\varphi_0 = 0$, se met sous la forme :

$$\overrightarrow{E_{0T}}(x,y,z) = 2A_{0,x}(x,z)\cos(k_0y)\,\overrightarrow{x} + 2A_{0,y}(x,z)\cos(k_0y)\,\overrightarrow{y} \tag{7.15}$$

A priori, pour le mode d'ordre 1, nous ne savons pas s'il convient de considérer seulement le mode propagatif ou un mode contre-propagatif en plus du mode propagatif. De plus, s'il faut aussi considérer le mode contre-propagatif, nous ne savons pas quel est le déphasage

entre ces deux modes. Nous écrivons donc le mode d'ordre 1 sous la forme :

$$\overrightarrow{E_{1T}}(x,y,z) = \begin{array}{c} \left(A_{1,x}(x,z)e^{i\left(k_1 y+\varphi_{1p}\right)}\overrightarrow{x} + A_{1,y}(x,z)e^{i\left(k_1 y+\varphi_{1cp}\right)}\overrightarrow{y}\right) \\ +\tau_c\left(A_{1,x}(x,z)e^{-i\left(k_1 y+\varphi_{1p}\right)}\overrightarrow{x} + A_{1,y}(x,z)e^{-i\left(k_1 y+\varphi_{1cp}\right)}\overrightarrow{y}\right) \end{array} \tag{7.16}$$

où τ_c est un coefficient permettant de prendre en compte ou non le mode d'ordre 1 contre-propagatif, φ_{1c} et φ_{1cp} les phases respectives du mode propagatif et contre-propagatif.

Lorsque nous réalisons une image en champ proche optique, la sonde va sommer en amplitude et en phase les composantes des champs électriques selon x entre elles et les composantes des champs électriques selon y entre elles ; sans toutefois permettre la sommation en amplitude et en phase des composantes des champs électriques selon x avec celles selon y. On considère donc que la sonde ne dépolarise pas les composantes des champs électriques. Cependant, ces sommations en amplitude et en phase sont l'origine d'un battement à la fois pour les composantes selon x et les composantes selon y.

De plus, le détecteur mesure l'intensité globale collectée par la sonde ; ceci induit un battement entre les composantes selon x et celle selon y. En ne notant pas les dépendances spatiales des répartitions d'amplitude, l'intensité détectée peut donc se mettre sous la forme :

$$\begin{aligned} I_D(x,y,z) &= \left(2A_{0,x}\cos(k_0 y) + A_{1,x}e^{i\left(k_1 y+\varphi_{1p}\right)} + \tau_c A_{1,x}e^{-i\left(k_1 y+\varphi_{1cp}\right)}\right) \\ &\quad .\left(2A_{0,x}\cos(k_0 y) + A_{1,x}e^{i\left(k_1 y+\varphi_{1p}\right)} + \tau_c A_{1,x}e^{-i\left(k_1 y+\varphi_{1cp}\right)}\right)^* \\ &\quad +\left(2A_{0,y}\cos(k_0 y) + A_{1,y}e^{i\left(k_1 y+\varphi_{1p}\right)} + \tau_c A_{1,y}e^{-i\left(k_1 y+\varphi_{1cp}\right)}\right) \\ &\quad .\left(2A_{0,y}\cos(k_0 y) + A_{1,y}e^{i\left(k_1 y+\varphi_{1p}\right)} + \tau_c A_{1,y}e^{-i\left(k_1 y+\varphi_{1cp}\right)}\right)^* \end{aligned} \tag{7.17}$$

Dans cette expression, plusieurs cas simples peuvent être considérés. Le premier cas est celui où le mode d'ordre 1 contre-propagatif n'existe pas. Les deuxième et troisième cas prennent en compte l'existence de ce mode contre-propagatif mais distinguent les cas où les modes d'ordre 1 sont soit en opposition de phase, soit en phase l'un par rapport à l'autre.

Si il n'existe pas de mode d'ordre 1 contre-propagatif, l'intensité détectée se simplifie en :

$$\begin{aligned} I_D(x,y,z) &= 4A_{0,x}^2\cos^2(k_0 y) + A_{1,x}^2 + 4A_{0,x}A_{1,x}\cos(k_0 y)\cos(k_1 y+\varphi_1) \\ &\quad +4A_{0,y}^2\cos^2(k_0 y) + A_{1,y}^2 + 4A_{0,y}A_{1,y}\cos(k_0 y)\cos(k_1 y+\varphi_1) \end{aligned} \tag{7.18}$$

avec $\varphi_1 = \varphi_{1p}$ qui représente le déphasage entre le mode fondamental propagatif et le mode d'ordre 1.

En partant de la propagation des modes seuls (figure 7.32 et 7.33), nous avons calculé la sommation en amplitude et en phase des différentes composantes (figure 7.34-a et b). De plus, nous avons représenté l'intensité détectée (figure 7.34-c). Sur cette dernière figure, le battement en forme de "W" visible sur les bords du guide présente une période de 1,2μm environ ; sur les images expérimentales obtenues en mode collection la période n'est que 600/700nm. De plus, l'intensité au centre du guide ne présente qu'une légère déformation par rapport à celle du mode fondamental.

Le deuxième cas que nous considérons pour l'expression de l'intensité détectée est celui où le mode d'ordre 1 possède aussi une composante contre-propagative qui est en opposition

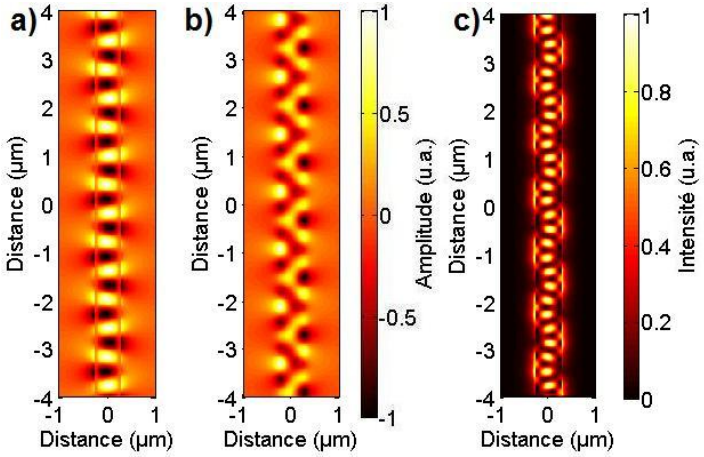

FIG. 7.34: *Etude de la propagation des modes du guide avec uniquement un mode d'ordre 1 propagatif. A partir des distributions de l'amplitude selon x (a) et selon y (b), la distribution de l'intensité détectée (c) est calculée,*

de phase avec le mode d'ordre 1 propagatif. Dans ce cas, l'intensité détectée (équation 7.17) se met sous la forme :

$$\begin{aligned} I_D(x,y,z) &= 4A_{0,x}^2\cos^2(k_0y) + 4A_{1,x}^2\cos^2\left(k_1y+\varphi_1+\frac{\pi}{2}\right) \\ &\quad +4A_{0,y}^2\cos^2(k_0y) + 4A_{1,y}^2\cos^2\left(k_1y+\varphi_1+\frac{\pi}{2}\right) \end{aligned} \tag{7.19}$$

avec $\varphi_1 = \varphi_{1p}$ qui représente le déphasage entre le mode fondamental propagatif et le mode d'ordre 1 propagatif.

Les sommations en amplitude et en phase des différentes composantes du champ électrique dans le cas où deux modes d'ordre 1 se propagent en opposition de phase sont visibles sur les figures 7.35-a et b. L'intensité détectée (figure 7.35-c) est particulière. Cette fois, il n'existe plus le battement en "W" le long du guide.

Le troisième cas à considérer est celui où le mode d'ordre 1 contre-propagatif existe et où celui-ci est en phase avec le mode propagatif d'ordre 1. Dans ce cas, l'intensité détectée (équation 7.17) se met sous la forme :

$$\begin{aligned} I_D(x,y,z) &= 4A_{0,x}^2\cos^2(k_0y) + 4A_{1,x}^2\cos^2(k_1y+\varphi_1) \\ &\quad +8A_{0,x}A_{1,x}\cos(k_0y)\cos(k_1y+\varphi_1) \\ &\quad +4A_{0,y}^2\cos^2(k_0y) + 4A_{1,y}^2\cos^2(k_1y+\varphi_1) \\ &\quad +8A_{0,y}A_{1,y}\cos(k_0y)\cos(k_1y+\varphi_1) \end{aligned} \tag{7.20}$$

avec $\varphi_1 = \varphi_{1p}$ qui représente le déphasage entre le mode fondamental propagatif et le mode d'ordre 1 propagatif.

Nous présentons toujours la sommation des différentes composantes du champ électrique (figure 7.36-a et b). L'intensité détectée (figure 7.36-c) présente de nouveau le battement en "W", toutefois la période est toujours de 1,2μm. Il est aussi important de noter que l'intensité au milieu du guide est beaucoup plus déformée que dans le cas du mode d'ordre 1 propagatif seulement.

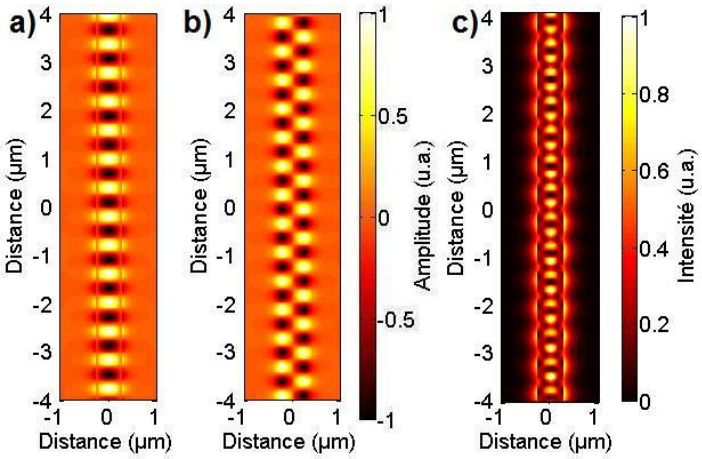

FIG. 7.35: *Etude de la propagation des modes du guide avec un déphasage de π entre les deux modes d'ordre 1. A partir des distributions de l'amplitude selon x (a) et selon y (b), la distribution de l'intensité détectée (c) est calculée,*

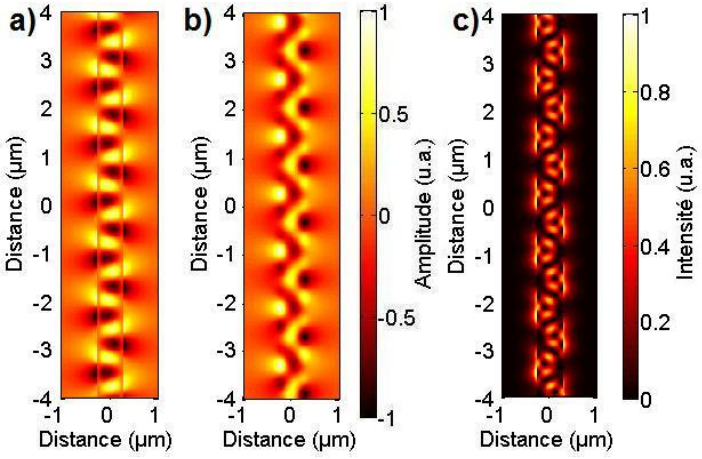

FIG. 7.36: *Etude de la propagation des modes du guide avec un déphasage nul entre les deux modes d'ordre 1. A partir des distributions de l'amplitude selon x (a) et selon y (b), la distribution de l'intensité détectée (c) est calculée,*

Il s'avère donc que des différentes cartographies d'intensité qui ont été présentées, celle qui représente le mieux les différents résultats expérimentaux obtenus est la cartographie obtenue dans le cas du mode d'ordre 1 uniquement propagatif. Les périodes de battement obtenues ne sont cependant pas les mêmes que dans l'expérience. Nous avons donc donc simulé un cas plus proche de la réalité en intégrant la cavité au guide d'onde.

7.4.2.3 Prise en compte de la cavité

Pour essayer de mieux appréhender la formation des images optiques expérimentales, nous considérons maintenant le cas réel, i.e. le guide d'onde avec les trous formant la cavité. Nous effectuons donc de nouvelles simulations de type FDTD à deux dimensions. Dans le

cas de la cavité à cristal photonique, le mode fondamental du guide cycle dans la cavité, i.e. le mode fondamental dans le cas du guide est localisé dans la cavité sans présenter de changement notable (figure 7.37).

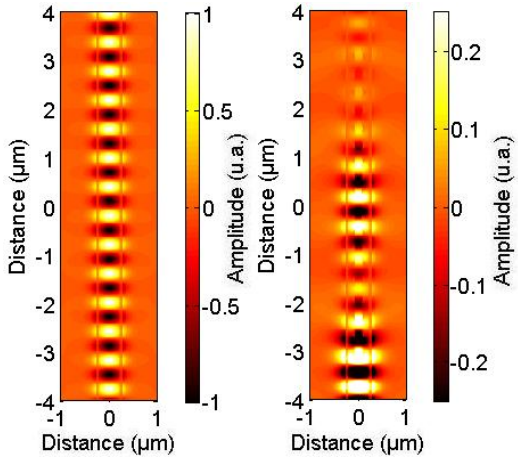

FIG. 7.37: *Comparaison de la propagation de la composante selon x déterminée par $Re(E_x e^{i\phi})$ où Ex est l'amplitude du mode fondamental et ϕ sa phase dans le guide seul (a) et dans la cavité (b). La source utilisée pour la simulation est injectée en bas de la fenêtre, i.e. en dehors de la cavité.*

En ce qui concerne le mode d'ordre 1, le mode qui se propage dans le guide est très différent de celui qui se propage dans le cristal photonique (figure 7.38). Notons que pour cette figure nous n'avons considéré qu'un seul mode propragatif d'ordre 1. Au regard de certaines simulations (non présentées), il semble que le mode d'ordre 1 n'est que très peu réfléchi par la présence des trous.

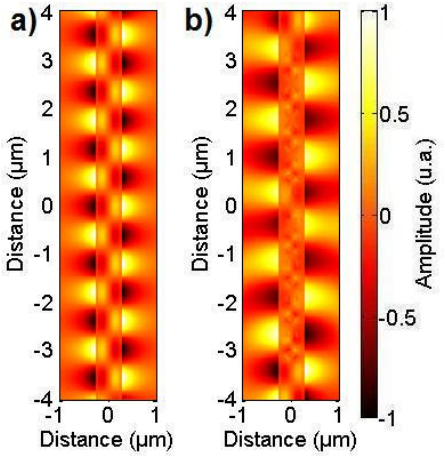

FIG. 7.38: *Comparaison de la propagation de la composante selon x déterminée par $Re(E_x e^{i\phi})$ où Ex est l'amplitude du mode d'ordre 1 et ϕ sa phase dans le guide seul (a) et dans la cavité (b), La source utilisée pour la simulation est injectée en bas de la fenêtre, i.e. en dehors de la cavité.*

Pour se replacer dans le cas expérimental, nous avons donc propagé dans la cavité, en partant du guide, le mode fondamental et le mode d'ordre 1 (figure 7.39). Ce calcul reste relativement éloigné des résultats expérimenaux obtenus. Ceci s'explique par le fait que dans le calcul une seule source placée dans le guide est utilisée pour exciter le mode d'ordre 1. Or la dépolarisation du mode guidé fondamental sur les différents trous pouvant être à l'origine du phénomène d'interférence, i.e. qu'une des composantes de champ du mode fondamental excite une des composantes de champ du mode d'ordre 1, il faudrait induire plusieurs sources dans le calcul pour pouvoir mieux simuler les conditions expérimentales. De plus, comme la source laser utilisée est une source cohérente, certaines relations de phase sont à respecter entre les différentes sources utilisées.

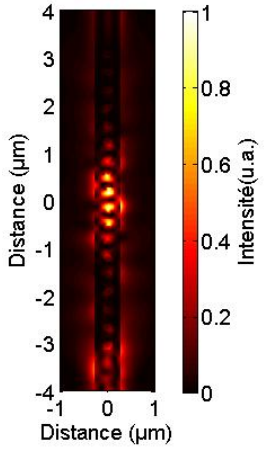

FIG. 7.39: *Intensité du champ électrique avec propagation du mode fondamental et du mode d'ordre 1 dans le cas de la cavité. Les deux modes sont injectés en bas de la fenêtre de calcul.*

Dans les prochains paragraphes, nous récapitulons briévement le principe de formation d'une image optique en mode collection.

7.4.3 Conclusion sur le mode collection

Pour illuster les similarités et les différences entre les deux modes de cartographie, en collection et en interaction, nous avons choisi d'utiliser les résultats expérimentaux obtenus à la longueur d'onde de résonance du système sonde-cavité (figure 7.40).

Ces deux images présentent la même évolution au centre du guide. Comme nous sommes à la longueur d'onde du système sonde-cavité, pour avoir une transmission non nulle de la cavité, il faut que la sonde perturbe le mode de cavité. Nous avons vu que pour perturber le mode de cavité, il faut que la sonde soit située à un maximum de l'intensité du champ électrique. Donc quand l'intensité transmise (figure 7.40-a) est non nulle, la sonde doit aussi recueillir de la lumière (figure 7.40-b).

Ce raisonnement, valable au centre du guide, devient quelque peu erroné lorsque la sonde est sur le côté du guide. En effet, pour expliquer la formation des images en "W", nous avons utilisé le fait que la sonde peut sommer en amplitude et en phase des modes guidés différents. Le principe de formation des cartographies en mode interaction et en mode collection sur les côtés du guide étant différent, les cartographies seront différentes. Si pour la cartographie en

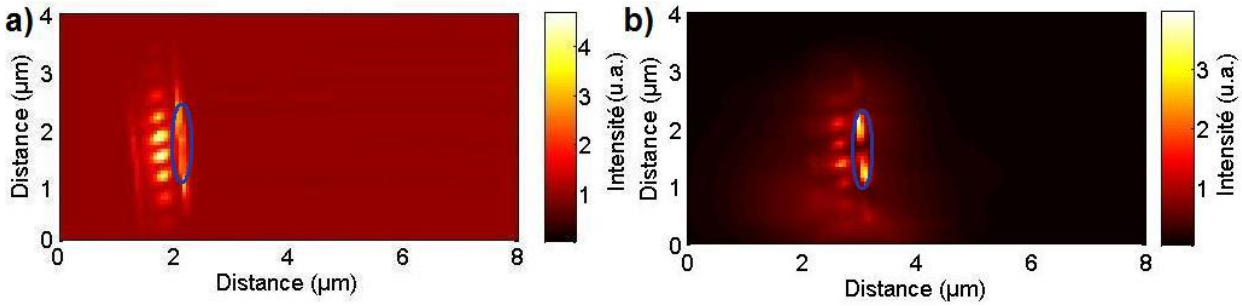

FIG. 7.40: *Comparaison pour un balayage de $8 \times 4\mu m^2$ à la longueur d'onde de résonance du système sonde-cavité, des cartographies expérimentales en mode interaction (a) et en mode collection (b). Les ellipses bleues indiquent les zones d'interaction les plus localisées.*

mode interaction, il suffit que la sonde perturbe la cavité pour avoir une transmission non nulle, en ce qui concerne la cartographie en mode collection, il faut que la sommation des modes guidés ne conduisent pas à un zéro pour avoir un signal détecté.

Pour conclure, l'image optique obtenue en mode interaction peut être associée à la visualisation du mode propre de la cavité et la cartographie obtenue en mode collection peut être associée à la visualisation de l'ensemble des champs électromagnétiques présents au niveau de la cavité. Ces deux images présentent donc des informations complémentaires.

7.5 Conclusion générale

Dans ce chapitre, nous avons vu qu'il est possible de contrôler la longueur d'onde de résonance de cavité à cristal photonique à l'aide d'une sonde de champ proche optique lorsque la taille de la sonde est au moins du même ordre de grandeur que la cavité. Ce contrôle a été étudié pour différents régimes de travail. Deux de ces régimes de fonctionnement (ceux impliquant des sondes de grandes tailles par rapport au volume modal de la cavité) sont spécifiques à la microscopie à sonde locale à ouverture.

Pour l'ensemble de ces différents régimes, l'interaction évanescente a été étudiée pour les différentes propriétés de la cavités (longueur d'onde de résonance, largeur de la résonance et facteur de qualité).

Des différentes mesures obtenues, il s'avère que la sonde permet d'atteindre dans le cas où celle-ci présente une taille nettement supérieure au volume modal un véritable régime de switch entre deux longueurs d'onde de résonance pour lesquelles les pics de résonance associés peuvent ne présenter aucun recouvrement. En miniaturisant ce système sonde-cavité, il est même possible d'utiliser le système comme un multiplexeur/démultiplexeur.

Un modèle spécifique a été développé dans le cas où la sonde agit comme un modulateur de trajet optique. Dans ce cas, la sonde, qui permet de contrôler la longueur d'onde de résonance sans détérioration du facteur de qualité de la cavité, peut même être utilisée pour accorder la longueur d'onde de résonance de la cavité réalisant ainsi un filtre adaptable.

Dans le cas où la taille de la sonde est petite devant le volume de la cavité, nous avons développé le formalisme de la théorie des perturbations du domaine des micro-ondes pour l'adapter aux cavités que nous avons étudiées. Nous avons également cartographié à la fois,

en mode interaction et en mode collection, la perturbation de la cavité induite par la sonde. Nous avons montré que ces mesures sont complémentaires. D'une part, la mesure en mode interaction est liée au mode propre de résonance de la cavité ; d'autre part, la mesure en mode collection permet d'obtenir une cartographie de l'ensemble des champs électriques présents au niveau de la cavité en présence de la sonde. De plus, il s'avère que pour les deux types d'images optiques, la localisation du signal (au niveau des côtés du guide) est du même ordre de grandeur, à savoir de l'ordre de 50nm. Des zones où localisation du signal est telle sont indiquées par les ellipses en bleu de la figure 7.40.

Enfin, il serait intéressant de faire l'étude du passage du régime perturbatif à sonde diffusante au régime perturbatif, et en particulier à celui où la sonde agit comme un modulateur de trajet optique. Pour ce faire, il faut pour un échantillonnage complet de sonde, i.e. en faisant varier à la fois la taille de l'extrémité de la sonde et l'indice du matériau composant la sonde, étudier le contrôle des propriétés des différentes cavités, i.e. quantification des décalages spectraux des résonances et de la diminution des facteurs de qualité des systèmes perturbés par rapport aux cavités seules. Cette étude serait intéressante pour pouvoir fixer les limites de validité des différents modèles physiques.

Conclusion

Pour le savant, croire la science achevée est toujours une illusion aussi complète que le serait pour l'historien de croire l'histoire terminée

Louis de Broglie, *Physique et microphysique*, 1947

Les cristaux photoniques sont des systèmes prometteurs pour contrôler la propagation de la lumière à une échelle submicronique. Des composants à cristal photonique pourront être une des briques essentielles du passage des circuits intégrés électronique aux futurs circuits intégrés photoniques. Dans ce travail, nous avons essentiellement étudié en champ proche optique les propriétés de différents types de composants à cristal photonique.

Ce travail de thèse s'est réalisé en collaboration avec différents laboratoires, le Laboratoire Charles Fabry de l'Institut d'Optique à Paris, le Laboratoire des Technologies de la Microélectronique à Grenoble, le Laboratoire d'Electronique Optoélectronique et Microsystèmes de L'Ecole Centrale de Lyon et le laboratoire Silicium Nanoélectronique Photonique et Structure du CEA de Grenoble. Par ailleurs, certains des résultats présentés dans ce travail ont été obtenus dans le cadre de l'ACI Chabip.

Dans la première partie de cette thèse, nous avons étudié des microcavités lasers à cristal photonique. Nous nous sommes intéressés d'une part à des lasers utilisant les modes de défaut et la bande interdite photonique d'un cristal photonique, et d'autre part à des lasers à mode de Bloch utilisant les branches plates du diagramme de bande du composant pour contrôler son émission.

Pour les lasers formés à partir des modes de défauts, après avoir expliqué la formation des images optiques en champ proche, nous nous sommes intéressés à la visualisation quasi-systématique des différents modes de cavités pour des cavités hexagonales de différentes tailles (cavités H1 à H5). La visualisation de ces modes, nous a permis de mettre en évidence des levées de dégénérescence induites par les défauts de fabrication de certaines structures. De plus, nous avons aussi réalisé des expériences de spectroscopie locale à travers la sonde pour ces différentes cavités en insistant sur le rôle de la sonde lors de la formation des images optiques.

Pour les lasers à mode de Bloch, notre étude a consisté à mettre en avant la propagation du mode de Bloch au sein du composant et à voir l'effet de la limitation spatiale du composant sur l'organisation de la lumière à l'intérieur. De plus, nous avons montré que la microscopie de champ proche optique, dans ce cas, permet de reconstruire le diagramme de bande du composant à cristal photonique.

Dans la première partie de cette thèse, nous avons considéré que la sonde ne perturbait pas le composant étudié, mais permettait d'obtenir une caractérisation passive. Il n'en va pas de même dans la deuxième partie de ce travail. En effet, dans cette deuxième partie, les cavités étudiées ont des volumes modaux allant de plusieurs microns-cubes à moins de $(\lambda/n)^3$ et des facteurs de qualité pouvant atteindre des valeurs de 50000, i.e. que nous avons des résonateurs où les champs électromagnétiques sont fortement confinés et amplifiés. Dans ce cas, la sonde locale peut être vue comme un élément perturbateur permettant le contrôle des propriétés du résonateur.

Nous avons distingué plusieurs cas expérimentaux suivant la taille de l'extrémité de la sonde par rapport au volume modal de la cavité ; ce qui nous nous a permis de séparer en trois régimes distincts l'interaction entre la sonde et la cavité. Le premier régime étudié est celui où l'interaction a été assimilée à une perturbation par une sonde diffusante. Dans ce cas, nous avons étudié la dépendance de l'interaction pour les trois variables d'espace, i.e. cartographie à deux dimensions et évolution évanescente de l'interaction dans la troisième direction. De plus, nous avons cartographié l'interaction sonde-cavité par deux méthodes différentes. La méthode usuelle (collection de la lumière par la sonde locale) permet de connaître la distribution de l'intensité totale du champ électrique au voisinage de la structure ; tandis que la cartographie en mode interaction permet de connaître la distribution du champ électrique du mode propre de la structure. Les informations obtenues par ces deux méthodes sont donc complémentaires. Par ailleurs, pour les cartographies en mode collection, nous nous sommes intéressés à effectuer des simulations numériques pour comprendre la formation des images optiques expérimentales.

Le deuxième régime d'interaction que nous avons étudié est celui où la sonde agit comme une déphaseur sans perte. Dans ce régime, la taille de la sonde est primoridale puisqu'elle permet de contrôler la longueur d'onde de résonance du système sans dégrader le facteur de qualité de la structure. Pour ce régime d'interaction, nous avons montré, par ailleurs, la possibilité d'utiliser le système sonde-cavité comme un filtre adaptatif en longueur d'onde. Ce régime d'interaction est celui qui présente le plus de débouchés technologiques.

Enfin, nous avons aussi étudié un régime d'interaction pouvant être qualifié de régime de symétrisation où la sonde est utilisée pour remplacer de l'air entourant la cavité et ainsi perturber fortement le résonateur.

Au cours de ma thèse, j'ai donc pu démontrer que la microscopie en champ proche permet d'accéder à certaines propriétés des modes de cavité inaccessibles par d'autres méthodes (distribution des champs électromagnétiques, lévée de dégénérescence, diagramme de bande,...). De plus, les travaux menés sur les cavités à faible volume modal ont montré la possibilité de développement d'une optique de champ proche active où la sonde locale contrôle les propriétés de ces cavités.

Il reste encore de nombreux points à approfondir. La microscopie de champ proche optique est utilisée depuis plusieurs années pour étudier des composants à cristal photonique. Cependant, nous avons pu voir que la sonde locale est un élement clé pour étudier un composant. Une amélioration possible (meilleure localisation spatiale de la lumière, meilleur contraste,...) des résultats obtenus en microscopie de champ proche optique passe par le contrôle des propriétés optogéométriques locales de la sonde. Une approche intéressante réside dans la fabrication des sondes dans un matériau de haut indice optique et semi-conducteur réalisées à partir des technologies de la microélectronique. Les sondes ainsi obtenues auraient des dimensions très contrôlées.

En ce qui concerne les lasers à mode de Bloch, nous avons vu que la taille finie de la structure influence la répartition de la lumière au sein du cristal. Un moyen pour limiter l'influence de la taille finie de la structure est d'utiliser un premier cristal photonique (pour réaliser le laser) et d'adapter ensuite les paramètres géométriques du cristal (par exemple par un cristal photonique à gradient d'indice) pour limiter l'extension spatiale du mode de Bloch sans rajouter de pertes au système. Avec un tel système, il devient envisageable d'étudier en champ proche optique un laser à mode de Bloch qui ne verrait pas les bords de la structure et donc de s'intéresser plus particulièrement à l'émission de la structure pour les branches plates du diagramme de bande.

En ce qui concerne, l'optique de champ proche actif (contrôle des propriétés d'un résonateur par la sonde locale), nous avons distingué plusieurs régimes d'interaction qu'il serait intéressant d'étudier en détail (influence de la taille et de la forme de l'extrémité de la sonde et du matériau la composant). De plus, nous n'avons pas étudié le passage du régime perturbateur à sonde locale au régime déphaseur ; cette étude serait intéressante. Dans les modèles physiques de l'interaction, nous avons montré qu'une sonde diélectrique agit sur le champ électrique du résonateur ; tandis qu'une sonde avec des propriétés magnétiques agit sur le champ magnétique et le champ électrique du résonateur. Cependant en recouvrant d'un métal de constante magnétique différente de celle du vide, le contrôle des propriétés du résonateur se fait à la fois sur le champ électrique et sur le champ magnétique. Pour pouvoir contrôler un résonateur à partir de sa distribution de champ magnétique, il faut envisager d'utiliser d'autres types de sondes.

Les remarques précédentes concernent plus des études "scientifiques" de l'interaction entre une sonde et un résonateur. Cependant, la microscopie de champ proche actif ouvre la possibilité d'avoir des composants optomécaniques actifs. Nous avons vu, dans le cas du régime déphaseur, que la sonde permet de choisir la longueur d'onde de résonance de la cavité ; en miniaturisant le système et en intégrant un micro-levier sur puce, il devient alors possible d'obtenir un filtre adaptable en longueur d'onde.

De plus, il est possible d'envisager des expériences de couplage fort entre une cavité et un émetteur. Pour ces expériences, il faut que la longueur d'onde de résonance de la cavité soit la même que celle d'émission. Ce besoin n'étant pas si simple à réaliser, la sonde locale, en contrôlant les propriétés de la cavité, permet d'adapter ces deux longueurs d'onde. D'autres expériences portant sur des cavités couplées ont été imaginées.

Pour finir, le travail accompli dans cette thèse a porté sur l'étude de composants diélectriques nanostructurés. Cependant, il serait intéressant d'étudier en champ proche optique de nouveaux composants, telles des structures métalliques. Parmi ces structures, on peut envisager l'étude de cristaux polaritoniques à deux dimensions ou des matériaux à indices négatifs (lentilles parfaites, cloaking,...). Certains de ces travaux sont déjà en cours.

Bibliographie

[Abashin *et al.* 06] Abashin (M.), Tortora (P.), Märki (I.), Levy (U.), Nakagawa (W.), Vaccaro (L.), Herzig (H.P.), et Fainman (Y.), *Near-field characterization of propagating optical modes in photonic crystal waveguides*, Opt. Exp. **14** (2006), 1643–1657.

[Ash et Nicholls 72] Ash (E.A.) et Nicholls (G.), *Super-reoslution aperture scanning miscorcope*, Nature **237** (1972), 510–512.

[Baba et Nakamura 02] Baba (T.) et Nakamura (M.), *Photonic crystal Light Deflection Devices Using the Superprism Effect*, IEEE J. Quant. Elec. **38** (2002), 909–914.

[Bachelot *et al.* 95] Bachelot (R.), Gleyzes (P.), et Boccara (A.), *Near-field optical microscope based on local perturbation of a diffraction spot*, Opt. Lett. **20** (1995), 1924–1926.

[Balistreri *et al.* 00] Balistreri (M.L.M.), Korterik (J.P.), Kuipers (L.), et van Hulst (N.F.), *Local observations of phase singularities in optical fields in waveguide structures*, Phys. Rev. Lett. **85** (2000), 294–297.

[Balistreri *et al.* 01] Balistreri (M.L.M.), Gersen (H.), Korterik (J.P.), Kuipers (L.), et van Hulst (N.F.), *Tracking femtosecond laser pulses in space and time*, Science **294** (2001), 1080–1082.

[Barenz *et al.* 96] Barenz (J.), Hollricher (O.), et Marti (O.), *An easy-to-use non-optical shear-force distance control for near-field optical microscopes*, Rev. Sci. Instrum. **67** (1996), 1912–1916.

[Berguiga 01] Berguiga (L.), *Etude et réalisation d'un microscope de champ proche sous asservissement de type shear-force. Application à l'étude en champ proche du viellissement de fibres optiques*, Thèse de doctorat, Université de Bourgogne, Dijon, 2001.

[Betzig *et al.* 86] Betzig (E.), Harootunian (A.), Lawis (A.), et Isaacson (M.), *Near-field diffraction by a slit : implications for superresolution microscopy*, Appl.Opt. **5** (1986), 1890–1900.

[Bogaerts *et al.* 01] Bogaerts (W.), Bienstman (P.), Taillaert (D.), Baets (R.), et Zutter (D.D.), *Out-of-plane scattering in photonic crystal slabs*, IEEE Phot. Tech. Lett. **13** (2001), 565–567.

[Born et Wolf 80] Born (N.) et Wolf (E.), *Principles of Optics*, Cambridge University Press, Cambridge, 1980.

[Boroditsky *et al.* 99] Boroditsky (M.), Vrijen (R.), Krauss (T.F.), Coccioli (R.), Bhat (R.), et Yablonovitch (E.), *Spontaneous emission extraction and purcell enhancement from thin-film 2-D photonic crystals*, Journ. of Light. Techn. **17** (1999), 2096–2112.

[Bozhevolnyi *et al.* 02] Bozhevolnyi (S.I.), Volkov (V.S.), Sondergaard (T.), Boltasseva (A.), Borel (P.I.), et Kristensen (M.), *Near-field imaging of light propagation in photonic crystal waveguides : explicit role of Bloch harmonics*, Phys. Rev. B **66** (2002), 235204.

[Chow *et al.* 01] Chow (E.), Lin (S.Y.), Wendt (J.R.), Johnson (S.G.), et Joannopoulos (J.D.), *Quantitative analysis of bending efficiency in photonic crystal waveguide bends at $\lambda = 1.55\mu$ m wavelengths*, Opt. Lett. **26** (2001), 286–288.

[Cluzel *et al.* 04] Cluzel (B.), Gérard (D.), Picard (E.), Charvolin (T.), Calvo (V.), Hadji (E.), et de Fornel (F.), *Experimental demonstration of Bloch mode parity change in photonic crystal waveguide*, Appl. Phys. Lett. **85** (2004), 2682–2684.

[Cluzel *et al.* 06a] Cluzel (B.), Calvo (V.), Charvolin (T.), Picard (E.), Noé (P.), et Hadji (E.), *Single-mode room-temperature emission with a silicon rod lattice*, Appl. Phys. Lett. **89** (2006), 201111.

[Cluzel *et al.* 06b] Cluzel (B.), Picard (E.), Charvolin (T.), Hadji (E.), Lalouat (L.), de Fornel (F.), Sauvan (C.), et Lalanne (P.), *Near-field spectroscopy of low-loss waveguide integrated microcavities*, Appl. Phys. Lett. **88** (2006), 051112.

[Cluzel *et al.* 08] Cluzel (B.), Lalouat (L.), Vehla (P.), Picard (E.), Peyrade (D.), Rodier (J.C.), Charvolin (T.), Lalanne (P.), de Fornel (F.), et Hadji (E.), *A near-field actuated optical nanocavity*, Opt. Exp. **16** (2008), 279–286.

[Cluzel 05] Cluzel (B.), *Réalisation et imagerie par sonde locale de cristaux photoniques en silicium sur isolant.*, Thèse de doctorat, Université de Bourgogne, Dijon, 2005.

[Fan *et al.* 97] Fan (S.), Villeneuve (P.R.), Joannopoulos (J.D.), et Schubert (E.F.), *High extraction efficiency of spontaneous emission from slabs of photonic crystals*, Phys. Rev. Lett. **78** (1997), 3294–3297.

[Fischer 85] Fischer (U.C.), *Optical characteristic of 0.1 μm circular apertures in a metal film as light sources for scanning ultramicroscopy*, J. Vac. Sci. Technol. B **3** (1985), 386–390.

[Gerace et Andreani 05] Gerace (D.) et Andreani (L.C.), *Low-loss guided modes in photonic crystal waveguides*, Opt. Exp. **13** (2005), 4939–4951.

[Gersen *et al.* 05] Gersen (H.), Karle (T.J.), Engelen (R.J.P.), Bogaerts (W.), Korterik (J.P.), van Hulst (N.F.), Krauss (T.F.), et Kuipers (L.), *Direct observation of bloch harmonics and negative phase velocity in photonic crystal waveguides*, Phys. Rev. Lett. **94** (2005), 123901.

[Gersen 04] Gersen (H.), *Time resolved motion of pulses in photonic crystal waveguides. A real space investigation*, Thèse de doctorat, Université de Twente, Twente, 2004.

[Gérard *et al.* 02] Gérard (D.), Berguiga (L.), de Fornel (F.), Salomon (L.), Seassal (C.), Letartre (X.), Rojo-Romeo (P.), et Viktorovitch (P.), *Near-field probing of active photonic crystal structures*, Opt. Lett. **27** (2002), 173–175.

[Gérard 04] Gérard (D.), *Etude en champ proche optique et en champ lointain de composants périodiquement nanostructurés : cristaux photoniques et tamis à photons.*, Thèse de doctorat, Université de Bourgogne, Dijon, 2004.

[Grillet *et al.* 07] Grillet (C.), Monat (C.), Smith (C.L.C.), Enggleton (B.J.), Moss (D.J.), Frédérick (S.), Dalacu (D.), Poole (P.J.), Lapointe (J.), Aers (G.), et Williams (R.L.), *Nanowire coupling to photonic crystal nanocavities for single photon sources*, Opt. Exp. **15** (2007), 1267–1276.

[Grober *et al.* 94] Grober (R.D.), Harris (T.D.), Trautman (J.K.), et Betzig (E.), *Design and implementation of a low temperature near-field scanning optical microscope*, Rev. Sci. Instrum. **65** (1994), 626–623.

[Hamann *et al.* 98] Hamann (H.F.), A. (Gallagher), et D.J. (Nesbit), *Enhanced sensitivity near-field scanning optical microscopy at high spatial resolution*, Appl. Phys. Lett. **73** (1998), 1469–1471.

[Hillenbrand *et al.* 03] Hillenbrand (R.), Keilmann (F.), Hanarp (P.), Sutherland (D.S.), et Aizpurua (J.), *Coherent imaging of nanoscale plasmon patterns with a carbon nanotube optical probe*, Appl. Phys. Lett. **83** (2003), 368–370.

[Ho *et al.* 90] Ho (K.M.), Chan (C.T.), et Soukoulis (C.M.), *Existence of a photonic gap in periodic dielectric structures*, Phys. ReV. Lett. **65** (1990), 3152–3155.

[Hopman *et al.* 05] Hopman (W.C.L.), Hollink (A.J.F.), de Ridder (R.M.), van der Werf (K.O.), Subramaniam (V.), et Bogaerts (W.), *Nanomechanical tuning and imaging of a photonic crystal micro-cavity resonance*, Opt. Exp. **14** (2005), 8745–8751.

[Hsu *et al.* 95] Hsu (J.W.P.), Lee (M.), White (C.A.), et Deaver (B.S.), *A non-optical tip-sample distance control method for near field scanning optical microscopy using impedance changes in a electromechanical system*, Rev. Sci. Instrum. **66** (1995), 3177–3181.

[Inouye et Kawata 94] Inouye (Y.) et Kawata (S.), *Near-field scanning optical microscope-with a metallic probe tip*, Opt. Lett. **19** (1994), 159–161.

[Joannopoulos *et al.* 95] Joannopoulos (J.D.), Meade (R.D.), et Winn (J.N.), *Photonic crystals : molding the flow of light*, Princeton University Press, 1995.

[John 87] John (S.), *Strong localization of photons in certain disordered dielectric superlatiices*, Phys. Rev. Lett. **58** (1987), 2486–2489.

[Johnson *et al.* 99] Johnson (S.G.), Fan (S.), Villeneuve (P.R.), Joannopoulos (J.D.), et Kolodziejski (L.A.), *Guided modes in photonic crystal slabs*, Phys. Rev. B **60** (1999), 5751–5758.

[Johnson et Joannopoulos 01] Johnson (S.G.) et Joannopoulos (J.D.), *Block-iterative frequency-domain methods for Maxwell's equations in a planewave basis*, Opt. Express **8** (2001), 173.

[Kalkbrenner *et al.* 01] Kalkbrenner (T.), Ramstein (M.), , Mlynek (J.), et Sandoghdar (V.), *A single gold particle as a probe for apertureless scanning near-field optical microscopy*, J. Mic. **202** (2001), 72–76.

[Karrai et Grober 95] Karrai (K.) et Grober (R.D.), *Piezoelectric tip-sample distance control method for near-field scanning optical microscopes*, Appl. Phys. Lett. **66** (1995), 1842–1844.

[Kawata *et al.* 03] Kawata (Y.), Urahama (S.), Murakami (M.), et Iwata (F.), *The use of capillary force for fabricating probe tips for scattering-type near-field optical microscopes*, Appl. Phys. Lett. **82** (2003), 1598–1600.

[Knoll et Keilmann 99] Knoll (B.) et Keilmann (F.), *Near-field probing of vibrational absorption for chemical microscopy*, Nature **399** (1999), 134–137.

[Koenderink *et al.* 05] Koenderink (A. F.), Kafesaki (M.), Buchler (B.C.), et Sandoghdar (V.), *Controlling the resonance of a photonic crystal microcavity by a near-field probe*, Phys. Rev. Lett. **95** (2005), 153904.

[Kramper *et al.* 04] Kramper (P.), Kafesaki (M.), Soukoulis (C.M.), Birner (A.), Müller (F.), Gösele (U.), Wehrspohn (R.B.), Mlynek (J.), et Sandoghdar (V.), *Near-field visualization of light confinement in a photonic crystal microresonator*, Opt. Lett. **29** (2004), 174–176.

[Kuramochi *et al.* 06] Kuramochi (E.), Notomi (M.), Mitsugi (S.), Shinya (A.), et Tanabe (T.), *Ultahigh-Q photonic crystal nanocavities realized by the local width modulation of a line defect*, Appl. Phys. Lett. **88** (2006), 041112.

[Labilloy *et al.* 97] Labilloy (D.), Benisty (H.), Weisbuch (C.), Krauss (T.F.), De La Rue (R.M.), Bardinal (V.), Houdré (R.), Oesterle (U.), Cassagne (D.), et Jouanin (C.), *Quantitative measurement of transmission, reflection and diffraction of two-dimensional photonic band gap structures at near-infrared wavelengths*, Phys. Rev. Lett. **79** (1997), 4147–4150.

[Lalanne *et al.* 04] Lalanne (L.), Mias (S.), et Hugonin (J.P.), *Two physical mechanisms for boosting the quality factor to cavity volume ratio of photonic crystal microcavitites*, Opt. Exp. **12** (2004), 458–467.

[Lalouat *et al.* 07] Lalouat (L.), Cluzel (B.), vehla (P.), Picard (E.), Peyrade (D.), Hugonin (J.P.), Lalanne (P.), Hadji (E.), et de Fornel (F.), *Near-field interactions between a subwavelength tip and a small-volume photonic-crystal nanocavity*, Phys. Rev. B **76** (2007), 041102.

[Lambelet *et al.* 98] Lambelet (P.), Sayah (A.), Pfeffer (M.), Philipona (C.), et Marquis-Weible (F.), *Chemically etched tips for near-field optical micro-*

scopy : a process for smoother tips, Appl. Opt. **37** (1998), 7289–7292.

[Lazarev *et al.* 03] Lazarev (A.), Fang (N.), Luo (Q.), et Zhang (X.), *Formation of fine near-field scanning optical microscopy tips. Part II. By laser-heated pulling and bending*, Rev. Sci. Instrum. **74** (2003), 3684–3688.

[Lee *et al.* 99] Lee (R.K.), Painter (O.J.), D'Urso (B.), Scherer (A.), et Yariv (A.), *Measurement of spontaneous emission from a two-dimensional photonic band gap defined microcavity at near-infrared wavelength*, Appl. Phys. Lett. **74** (1999), 1522–1524.

[Lee *et al.* 03] Lee (Y.J.), Kim (S.H.), Huh (J.), Kim (G.H.), Lee (Y.H.), Cho (S.H.), Kim (Y.C.), et Do (Y.R.), *A high-extraction-efficiency nano-patterned organic light-emitting dipole*, Appl. Phys. Lett. **82** (2003), 3779–3781.

[Li 96] Li (L.), *Use of fourier series in the analysis of dicontinuous periodic structures*, J. Opt. Soc. Am A **13** (1996), 1870–1876.

[Loncar *et al.* 02] Loncar (M.), Nedeljkovic (D.), Pearsall (T.P.), Vuckovic (J.), Scherer (A.), Kuchinsky (S.), et Allan (D. C.), *Experimental and theoretical confirmation of Bloch-mode light propagation in planar photonic crystal waveguides*, Appl. Phys. Lett. **80** (2002), 1689–1691.

[Louvion *et al.* 05] Louvion (N.), Gérard (D.), Mouette (J.), de Fornel (F.), Seassal (C.), Letartre (X.), Rahmani (A.), et Callard (S.), *Local observation and spectroscopy of optical modes in an active photonic-crystal microcavity*, Phys. Rev. Lett. **94** (2005), 113907.

[Louvion 05] Louvion (N.), *Microscopie en champ proche optique de structure à base de cristaux photoniques.*, Thèse de doctorat, Ecole Centrale de Lyon, Lyon, 2005.

[Maier et Slater 52] Maier (L.C.) et Slater (J.C.), *Filed strength measurements in resonant cavities*, J. Appl. Phys. **23** (1952), 68–77.

[Meade *et al.* 93] Meade (R.D.), Rappe (A.M.), Brommer (K.D.), Joannopoulos (J.D.), et Alerhand (O.L.), *Accurate theoretical analysis of photonic band-gap materials*, Phys. Rev. B **48** (1993), 8434–8437.

[Monat *et al.* 02] Monat (C.), Seassal (C.), Letartre (X.), Regnery (P.), Rojo-Romeo (P.), Viktorovitch (P.), le Vassor d'Yerville (M.), Cassagne (D.), Albert (J.P.), Jalaguier (E.), Pocas (S.), et Aspar (B.), *InP-based two-dimensional photonic crystal on silicon : in-plane Bloch mode laser*, Appl. Phys. Lett. **81** (2002), 5102–5104.

[Monat *et al.* 03] Monat (C.), Seassal (C.), Letartre (X.), Regnery (P.), Rojo-Romeo (P.), Viktorovitch (P.), le Vassor d'Yerville (M.), Cassagne (D.), Albert (J.P.), Jalaguier (E.), Pocas (S.), et Aspar (B.), *Two-dimensional hexagonal-shaped microcavitites formed in a two-dimensional photonic crystal on a InP membrane*, J. Appl. Phys. **93** (2003), 23–31.

[Märki *et al.* 06] Märki (I.), Salt (M.), et Herzig (H.P.), *Tuning the resonance of a photonic crystal microcavity with an AFM probe*, Opt. Exp. **14** (2006), 2969–2978.

[Mulin *et al.* 00] Mulin (D.), Spajer (M.), Courjon (D.), Carcenac (F.), et Chen (Y.), *Near-field probing control of optical propagation in bidimensional guiding mesostructures*, J. Appl. Phys. **87** (2000), 534–537.

[Nesci 01] Nesci (A.), *Measuring amplitude and phase in optical fields with sub-wavelength features*, Thèse de doctorat, Université de Neuchâtel, Neuchâtel, 2001.

[Nevière et Popov 03] Nevière (M.) et Popov (E.), *Light propagating in periodic media : differential theory and design*, Marcel Dekker, New-York, 2003.

[Notomi 00] Notomi (N.), *Theory of light propagation in strongly modulated photonic crystals : Refractionlike behavior in the vicinity of the photonic band gap*, Phys. Rev. B **62** (2000), 10696–10705.

[Nozaki et Baba 06] Nozaki (K.) et Baba (T.), *Laser characteristics with ultimate-small modal volume in photonic crystal slab point-shift nanolasers*, Appl. Phys. Lett. **88** (2006), 211101.

[Okamoto *et al.* 03] Okamoto (K.), Loncar (M.), Yoshie (T.), Sherer (A.), Qiu (Y.), et Gogna (P.), *Near-field scanning optical microscopy of photonic crystal nanocavities*, Appl. Phys. Lett. **82** (2003), 1676–1678.

[Painter *et al.* 99] Painter (O.), Lee (R.K.), Scherer (A.), Yariv (A.), O'Brien (J.D.), Dapkus (P.D.), et Kim (J.), *Two-dimensional photonic band-gap defect mode laser*, Science **284** (1999), 1819–1821.

[Parimi *et al.* 03] Parimi (P.W.), Lu (W.T.), Vodo (P.), et Sridhar (S.), *Imaging by flat lens using negative refraction*, Nature **426** (2003), 404.

[Parimi *et al.* 04] Parimi (P.W.), Lu (W.T.), Vodo (P.), Sokoloff (J.), Derov (J.S.), et Sridhar (S.), *Negative refraction and left-handed electromagnetism in microwave photonic crystals*, Phys. Rev. Lett. **92** (2004), 127401.

[Pendry 00] Pendry (J.B.), *Negative refraction makes a perfect lens*, Phys. Rev. Lett. **85** (2000), 3966–3969.

[Phillips *et al.* 99] Phillips (P.L.), Knight (J.C.), Mangan (B.J.), Russel (P. St. J.), Charlton (M.B.D.), et Parker (G.J.), *Near-field optical microscopy of thin film photonic crystal films*, J. Appl. Phys. **85** (1999), 6337–6342.

[Pohl *et al.* 84] Pohl (D.W.), Denk (W.), et Lanz (M.), *Optical stethoscopy : image recording with resolution lambda/20*, Appl. Phys. Lett. **44** (1984), 651–653.

[Pérez *et al.* 02] Pérez (J.P.), Carles (R.), et Fleckinger (R.), *Electromagnétisme Fondements et applications*, Dunod, Paris, 2002.

[Ryu *et al.* 03] Ryu (H.Y.), Notomi (M.), et Lee (Y.H.), *Finite-difference time-domain investigation of band-edge resonant modes in finite-size two-dimensional photonic crystal slab*, Phys. Rev. B **68** (2003), 045209.

[Sakoda 01] Sakoda (K.), *Optical properties of photonic crystals*, Springer-Verlag, Berlin, 2001.

[Salomon 91] Salomon (L.), *Théorie et mise au point d'un microscope à effet tunnel photonique*, Thèse de doctorat, Université de Bourgogne, Dijon, 1991.

[Sauvan *et al.* 05a] Sauvan (C.), Lalanne (P.), et Hugonin (J.P.), *Slow-wave effect and mode-rpofile matching in photonic crystal microcavities*, Phys. Rev. B **71** (2005), 165118.

[Sauvan *et al.* 05b] Sauvan (C.), Lecamp (G.), Lalanne (P.), et Hugonin (J.P.), *Modal-reflectivity enhancement by geometry tuning in photonic crystal microcavities*, Opt. Exp. **13** (2005), 245–255.

[Shelby *et al.* 01] Shelby (R.A.), Smith (D.R.), et Schultz (S.), *Experimental verification of a negative index of refraction*, Science **282** (2001), 77–79.

[Silberstein *et al.* 01] Silberstein (E.), Lalanne (P.), Hugonin (J.P.), et Cao (Q.), *Use of grating theories in integrated optics*, J. Opt. Soc. Am. A **18** (2001), 2865–2875.

[Specht *et al.* 92] Specht (M.), Pedarning (J.P.), Heckl (W.M.), et Hänsch (T.W.), *Scanning plasmon near-field microscope*, Phys. Rev. Lett. **68** (1992), 476–479.

[Stockle *et al.* 99] Stockle (R.), Fokas (C.), Deckert (V.), Zenobi (R.), Sick (B.), Hecht (B.), et Wild (U.P.), *High quality near-field optical probes by tube etching*, Appl. Phys. Lett. **75** (1999), 160–162.

[Sugimoto *et al.* 04] Sugimoto (Y.), Tanaka (Y.), Ikeda (N.), Nakamura (Y.), et Asakawa (K.), *Low propagation loss of 0.76 dB/mm in GaAs-based single-line-defect two-dimensional photonic crystal slab waveguides up to 1cm in length*, Opt. Exp. **12** (2004), 1090–1096.

[Synge 28] Synge (E.), *Suggested method for extending microscopic resolution into the ultra-microscopic region*, Phyl. Mag. **6** (1928), 356–362.

[Taflove et Hagness 00] Taflove (A.) et Hagness (S.G.), *Computational electrodynamics : The finite difference time domain method*, Artech House, Norwood, 2000.

[Talneau *et al.* 02] Talneau (A.), Lalanne (Ph.), Agio (M.), et Soukoulis (C.M.), *Low-reflection photonic-crystal taper for efficient coupling between guide sections of arbitrary widths*, Opt. Lett. **27** (2002), 1522–1524.

[Toledo-Crow *et al.* 92] Toledo-Crow (R.), Yang (P.C.), Chen (Y.), et Vaez-Iravani (M.), *Near-field differential scanning optical microscope with atomic force regulation*, Appl. Phys. Lett. **60** (1992), 2957–2959.

[Valaskovic *et al.* 95] Valaskovic (G.A.), Holton (M.), et Morrison (G.H.), *Parameter control, characterization, and optimization in the fabrication of optical fiber near-field probes*, Appl. Opt. **34** (1995), 1215–1228.

[van Hulst *et al.* 93] van Hulst (N.F.), Moers (M.H.P.), Noordman (O.F.J.), Tack (R.G.), Segerink (F.B.), et Bölgner (B.), *Near-filed optical microscope using a silicon-nitride probe*, Appl. Phys. Lett. **62** (1993), 461–463.

[Velha *et al.* 06] Velha (P.), Rodier (J.C.), Lalanne (P.), Hugonin (J.P.), Peyrade (D.), Picard (E.), Charvolin (T.), et Hadji (E.), *Ultra-high-reflectivity photonic-bandgap mirrors in a ridge SOI waveguide*, New J. Phys. (2006), 204.

[Veselago 68] Veselago (V.G.), *The electrodynamics of substances with simultaneously negative values of ϵ and μ*, Sov. Phys. Usp. (1968), 509–514.

[Vigoureux et Courjon 92] Vigoureux (J.M.) et Courjon (D.), *Detection of nonradiative fields in the light of Heisenberg uncertainty principle and Rayleigh criterion*, Appl. Opt. (1992), 3170–3177.

[Wessel 85] Wessel (J.), *Surface-enhanced optical microscopy*, J. Opt. Soc. Am. B **2** (1985), 1538–1540.

[Xu *et al.* 05] Xu (Q.), Schmidt (B.), Pradhan (S.), et Lipson (M.), *Micrometre-scale silicon electro-optic modulator*, Nature **435** (2005), 325–327.

[Yablonovitch 87] Yablonovitch (E.), *Inhibited spontaneous emission in solid state physics and electronics*, Phys. Rev. Lett. **58** (1987), 2059–2062.

[Yeh 88] Yeh (P.), *Opitcal waves in layered media*, Ed. Wiley, 1988.

[Zelsmann *et al.* 02] Zelsmann (M.), Picard (E.), Charvolin (T.), Hadji (E.), DalZotto (B.), Nier (M.E.), Letartre (X.), Rojo-Roméo (P.), et Seassal (C.), *Transmission spectroscopy of photonic crystals in a silicon-on-insulator waveguide structure*, Appl. Phys. Lett. **81** (2002), 2340–2342.

[Zelsmann 03] Zelsmann (M.), *Nano-structures à base de cristaux photoniques en silicium sur isolant pour les circuits intégrés photoniques et l'émission de lumière*, Thèse de doctorat, Université Joseph Fourier, Grenoble, 2003.

[Zenhausern *et al.* 94] Zenhausern (F.), O'Boyle (M.P.), et Wickramasinghe (H.K.), *Apertureless near-field optical microscope*, Appl. Phys. Lett. **65** (1994), 1623–1625.

[Zenhausern *et al.* 95] Zenhausern (F.), Martin (Y.), et Wickramasinghe (H.K.), *Scanning interferometric apertureless micropscopy : optical imaging at 10 A resolution*, Science **269** (1995), 1083–1085.