



**HAL**  
open science

# Etude en champ proche et en champ lointain de composants périodiquement nanostructurés : cristaux photoniques et tamis à photons

Davy Gérard

► **To cite this version:**

Davy Gérard. Etude en champ proche et en champ lointain de composants périodiquement nanostructurés : cristaux photoniques et tamis à photons. Physique [physics]. Université de Bourgogne, 2004. Français. NNT : . tel-00008751

**HAL Id: tel-00008751**

**<https://theses.hal.science/tel-00008751>**

Submitted on 11 Mar 2005

**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.

ÉCOLE DOCTORALE CARNOT  
LABORATOIRE DE PHYSIQUE DE L'UNIVERSITÉ DE BOURGOGNE

# THÈSE

Présentée et soutenue publiquement par

Davy GÉRARD

pour obtenir le grade de :

DOCTEUR DE L'UNIVERSITÉ DE BOURGOGNE  
*Spécialité Physique*

## Étude en champ proche et en champ lointain de composants périodiquement nanostructurés : cristaux photoniques et tamis à photons.

Soutenue le 9 juillet 2004 devant la commission d'examen :

Olivier FAUCHER	Professeur, Univ. Bourgogne	Président
Jean-Michel LOURTIOZ	Directeur de Recherche, Univ. Paris Sud	Rapporteur
Daniel VAN LABEKE	Professeur, Univ. Franche-Comté	Rapporteur
Vincent CALVO	Ingénieur, CEA Grenoble	Examineur
Xavier LETARTRE	Chargé de Recherche, École Centrale Lyon	Examineur
Frédérique DE FORNEL	Directeur de Recherche, Univ. Bourgogne	Directeur de thèse



*Une civilisation sans la science, c'est aussi  
absurde qu'un poisson sans bicyclette.*

PIERRE DESPROGES



# Remerciements

*Je tiens à remercier les personnes qui ont accepté de faire partie du jury :*

*M. Olivier Faucher, qui a bien voulu assurer la présidence de ce jury ;*

*MM. Jean-Michel Lourtioz, directeur de l'IEF à Orsay et Daniel Van Labeke, directeur du LOPMD à Besançon, qui ont bien voulu rapporter ce travail. Je les remercie pour l'intérêt qu'ils ont porté à ce mémoire ainsi que pour leurs remarques qui ont permis d'améliorer la qualité du manuscrit ;*

*Xavier Letartre et Vincent Calvo, qui ont accepté le rôle d'examineurs. Je dois de plus vous remercier pour le rôle actif que vous avez joué dans mon travail via la collaboration entre nos trois laboratoires ;*

*Enfin et surtout, je tiens à remercier très sincèrement Frédérique de Fornel pour m'avoir accueilli dans son équipe – il faut dire qu'elle n'avait pas trop le choix, j'étais le seul candidat. Plus sérieusement, je la remercie pour sa disponibilité et pour avoir toujours trouvé le temps de répondre à mes questions (du moins tant que nous n'étions pas dérangés par ce maudit téléphone !) ainsi que pour m'avoir suffisamment fait confiance pour me laisser presque libre dans mes orientations. Pour tout ça, et pour mille autres choses, je garderai un excellent souvenir de mon passage dans ton groupe.*

*J'ai eu la chance que ce travail de thèse se déroule en collaboration étroite avec deux autres laboratoires. Je tiens donc à remercier :*

*Christian Seassal, Adel Rahmani, Ségolène Callard, Pierre Viktorovitch et Jacques Joseph du LEOM. Un merci particulier à Christian qui a réalisé le premier échantillon InP et qui a toujours répondu à mes questions (quoique avec plus ou moins de retard !) ainsi qu'à Adel pour son aide durant la rédaction des articles ;*

*Emmanuel Hadji, Emmanuel Picard et Thomas Charvolin du laboratoire SiNaPS du CEA Grenoble. Je remercie plus particulièrement Emmanuel Picard pour son inestimable coup de main durant les "manipes" sur les échantillons SOI ;*

*À côté de l'équipe permanente de ces deux laboratoires, j'ai été plus particulièrement amené à collaborer avec mes camarades galériens, euh pardon thésards, Nicolas Louvion et Benoît Cluzel. Je les remercie donc tout particulièrement et leur souhaite bien du courage pour la suite, surtout en cette troisième année de thèse qui commence pour eux. Merci donc à Nico qui a réalisé le deuxième échantillon InP et qui a su rester zen alors que je le harcelais pour qu'il fasse des simulations pendant*

*que je finissais de rédiger ce mémoire. Et merci aussi à Benoît – tout le chapitre 4 est issu d'un travail commun. Il me faut de plus remercier Benoît pour cette fameuse nuit blanche de manipe où, outre le couplage entre les modes pair et impair d'un guide à cristal photonique, nous avons conjointement démontré que la physique expérimentale était soluble dans le Meursault-Perrière.*

*Je remercie Anatoly Zayats, le plus irlandais des ukrainiens (à moins que ce ne soit l'inverse?), avec qui j'ai eu le plaisir de travailler durant les deux mois qu'il a passé à Dijon puis ensuite à distance par la magie du courrier électronique. La discussion physique des résultats des chapitres 5 et 6 s'est faite avec son concours et Anatoly m'a longuement éclairé sur ces mystérieux objets que sont les plasmon-polaritons. J'espère que nous aurons à nouveau l'occasion de travailler ensemble.*

*Je suis très reconnaissant à Gilles Lérondel (du LNIO à Troyes) d'avoir réalisé un échantillon de tamis à ouvertures. Les expériences sur cet échantillon n'ont malheureusement pas été très concluantes, mais je ne désespère pas que nous puissions reprendre ces manipes un jour!*

*Je remercie Laurent Salomon, l'ours qui vit dans la grotte au fond du couloir. Laurent a été le grand architecte des codes informatiques que j'ai été amené à utiliser au cours de ce travail. Je me souviens avec émotion de ces après-midis de travail, enfermés dans ton bureau, à nous interroger sur tel ou tel pic apparaissant sur les spectres ou sur tel ou tel bug informatique. Et quelque soit le problème, nous arrivions inéluctablement à la même conclusion, à savoir que nous étions nuls. Tu vois, finalement, pour des nuls, on ne s'en sort pas si mal!*

*Je suis redevable envers Lotfi Berguiga, mon prédécesseur dans l'équipe, de m'avoir laissé en héritage un microscope en état de marche. Lotfi m'a patiemment initié aux mystères du shear-force, c'est en quelque sorte mon Yoda personnel – encore que Yoda soit un peu plus grand.*

*Je remercie le personnel de l'atelier de mécanique, André Javelle, Jean-Marc Müller, Olivier Pallegoix et Christophe Aquilina pour leur constante disponibilité et leur magnanimité face aux affreux schémas de pièces mécaniques que je leur présentais régulièrement...*

*Je remercie également Colette Dumas, qui a réalisé les attaques chimiques des pointes SNOM lors de ma dernière année de thèse et qui a grandement amélioré le procédé que j'utilisais auparavant.*

*Quelques remerciements un peu moins scientifiques maintenant...*

*Je remercie Jean-Michel Crettez pour l'aide qu'il m'a apporté lors de mes premiers pas dans l'enseignement. Pour une fois qu'un tuteur du CIES sert effectivement à quelque chose! J'en profite pour saluer Silvère Lagrange, mon binôme de TP du mercredi matin. Bonne chance à toi dans tes nouvelles aventures face aux étudiants!*

*Je souhaite bien du courage pour la fin aux autres thésards du groupe d'Optique de Champ Proche, Youssef Haidar, Souraya Goumri-Said et Maher Al-Naboulsi. Attention à la dernière ligne droite! Je dois surtout remercier Youssef, qui a non seulement repris le flambeau du shear-force, mais qui en plus a supporté stoïquement ma présence dans son bureau durant plus de deux ans.*

*Je remercie Jean-Paul Dufour, un des derniers hommes en blanc à hanter les couloirs du labora-*

toire – bientôt une espèce protégée ? Jean-Paul a considérablement contribué à ma bonne santé en me fournissant régulièrement en fromages du Jura.

Je remercie Lilian Fejard, alias l'Inspecteur Fej, pour m'avoir fait quitter la préhistoire de l'informatique en m'initiant à Linux.

Je suis obligé de remercier Alexis Labruyère, parce que sinon il ne m'invitera pas à son mariage. Il y a quelques années, Alexis et moi avons eu un succès d'estime dans un numéro de duettistes à caractère éducatif. Je garde de ces ateliers un souvenir ému et à peine émoussé par le fait qu'Alexis me coupait systématiquement la parole.

Je remercie Lionel Maillot, qui m'a présenté la science dans sa robe de soirée.

Le moment le plus important de la journée du thésard, c'est bien connu, est le repas de midi. Je souhaite donc remercier ici tous ceux qui ont participé avec moi aux débats philosophiques du midi au RU Montmuzard, et ont ainsi contribué au succès des expériences en me permettant de m'énerver sur autre chose que sur la manipe. Merci donc à, par ordre d'entrée en scène : Matthieu, Fred, Sylvain, Michaël, Mathias, Franck, Olivier (alias Dubreuil), Vincent, Nicolas, Mahdi, Alex, Anne-Laure, Kevin et Arnaud.

Je salue mon ex-binôme de TP, Rodolphe Jaffiol, avec qui j'ai traversé les terres arides du second cycle de physique à Dijon. L'exil t'a réussi, te voilà fonctionnaire ! Mais peut-on être maître de conférence et rester rock n'roll ?

Et enfin, last but not least, je remercie Jérémie Beal pour le sabre laser.

- Et qu'est-ce que tu vas faire maintenant ?
- [...] je vais voyager, parcourir le monde.
- Comment ça, parcourir le monde ?
- Tu sais, faire comme Caine dans Kung-Fu.

Vincent Vega et Jules Winnfield,  
dans PULP FICTION de Quentin Tarantino



# Table des matières

<b>Introduction</b>	<b>11</b>
<b>I Étude en champ proche de structures à cristaux photoniques</b>	<b>13</b>
<b>1 La microscopie en champ proche</b>	<b>15</b>
1.1 Microscopie en champ proche : principe et mise en œuvre . . . . .	15
1.1.1 Concept de champ proche . . . . .	15
1.1.2 Détection des ondes évanescentes : sonde sub-longueur d’onde . . . . .	16
1.1.3 Génération d’ondes évanescentes : source sub-longueur d’onde . . . . .	17
1.1.4 Les techniques du champ proche optique . . . . .	17
1.2 SNOM en mode collection sous asservissement <i>shear-force</i> . . . . .	18
1.2.1 Intérêt d’une régulation . . . . .	19
1.2.2 Régulation <i>shear-force</i> . . . . .	20
1.3 Sondes optiques de champ proche . . . . .	23
1.3.1 Techniques de fabrication . . . . .	23
1.3.2 Choix d’une pointe . . . . .	24
1.4 À propos des images expérimentales . . . . .	25
<b>2 Les cristaux photoniques</b>	<b>27</b>
2.1 Généralités sur les cristaux photoniques . . . . .	27
2.1.1 Concepts théoriques de base . . . . .	27
2.1.2 Réseau et réseau réciproque . . . . .	28
2.1.3 Bande interdite . . . . .	29
2.2 Cristaux photoniques 2D . . . . .	32
2.2.1 Diagramme de bandes . . . . .	32
2.2.2 Le problème de la troisième direction . . . . .	33
2.2.3 Cristaux photoniques sur membrane . . . . .	34
2.3 Modes de défaut . . . . .	35
2.3.1 Cavités à cristaux photoniques . . . . .	36
2.3.2 Guides à cristaux photoniques . . . . .	37
2.4 Méthodes de caractérisation . . . . .	38
2.4.1 Mesures de transmission . . . . .	38
2.4.2 Mesures de photoluminescence . . . . .	39
2.4.3 Mesures en champ proche . . . . .	40

<b>3</b>	<b>Étude de structures actives à cristaux photoniques</b>	<b>43</b>
3.1	Expérience préliminaire . . . . .	43
3.1.1	Présentation de l'échantillon . . . . .	43
3.1.2	Principe de l'expérience . . . . .	44
3.1.3	Fonctionnement de la régulation . . . . .	45
3.1.4	Choix de la sonde . . . . .	46
3.1.5	Etude d'une cavité en anneau . . . . .	47
3.1.6	Conclusions sur cette expérience . . . . .	50
3.2	Étude de microcavités H1 et H2 . . . . .	51
3.2.1	Présentation de l'échantillon . . . . .	51
3.2.2	Observation de microcavités H2 . . . . .	51
3.2.3	Observation de microcavités H1 . . . . .	56
3.2.4	Discussion des résultats expérimentaux . . . . .	60
3.2.5	Bilan sur ces expériences . . . . .	63
<b>4</b>	<b>Étude de structures photoniques en silicium sur isolant</b>	<b>65</b>
4.1	Principe des expériences . . . . .	65
4.2	Étude d'une microcavité 1D . . . . .	67
4.2.1	Présentation de l'échantillon . . . . .	67
4.2.2	Étude en champ proche . . . . .	68
4.2.3	Simulations FDTD . . . . .	71
4.3	Étude d'un guide à cristal photonique . . . . .	73
4.3.1	Résultats expérimentaux . . . . .	73
4.3.2	Discussion . . . . .	79
<b>II</b>	<b>Étude de films métalliques nanostructurés</b>	<b>81</b>
<b>5</b>	<b>Cristaux polaritoniques de surface</b>	<b>83</b>
5.1	Plasmon-polaritons de surface . . . . .	83
5.1.1	Qu'est-ce qu'un plasmon-polariton de surface? . . . . .	83
5.1.2	Excitation des plasmon-polaritons de surface . . . . .	86
5.2	Plasmon-polaritons de surface sur un réseau . . . . .	87
5.2.1	Approximation non perturbée . . . . .	87
5.2.2	Modes de Bloch, cristaux polaritoniques . . . . .	88
5.3	Les tamis à photons . . . . .	90
5.3.1	Expérience d'Ebbesen <i>et al.</i> . . . . .	90
5.3.2	Tamis 1D . . . . .	91
5.4	Exemple de tamis 1D à ouvertures . . . . .	92
5.4.1	Méthode numérique . . . . .	92
5.4.2	Propriétés de transmission . . . . .	95
5.4.3	Le tamis 1D à ouvertures : un cristal polaritonique de surface? . . . . .	99
<b>6</b>	<b>Un cristal polaritonique de surface sans ouvertures</b>	<b>101</b>
6.1	Principe . . . . .	101
6.2	Régime de couplage faible . . . . .	103
6.2.1	Incidence normale . . . . .	103
6.2.2	Incidence quelconque . . . . .	108

6.3	Régime de couplage fort . . . . .	111
6.3.1	Incidence normale . . . . .	111
6.3.2	Incidence quelconque . . . . .	114
6.4	Créneaux diélectriques . . . . .	118
6.5	Bilan et perspectives . . . . .	120
<b>Conclusion générale</b>		<b>123</b>
<b>A La méthode différentielle</b>		<b>125</b>



# Introduction

La physique du solide a montré que bien des propriétés de la matière cristalline proviennent du caractère périodique des arrangements atomiques. En particulier, le potentiel périodique auquel sont soumis les électrons libres du réseau cristallin est à l'origine de la structure en bandes des énergies électroniques et permet d'expliquer notamment le caractère isolant, semi-conducteur ou conducteur d'un matériau. Lorsqu'après la seconde guerre mondiale les physiciens ont compris qu'il était possible, en introduisant des impuretés dans un semi-conducteur, de contrôler la structure de bandes de ces matériaux, ils ont ouvert la voie à la révolution de l'électronique et à sa cohorte d'applications. Plus récemment, les photons sont apparus comme des vecteurs d'information performants. C'est dans ce contexte qu'Eli Yablonovitch suggéra, dans un article fondateur daté de 1987 ([Yablonovitch 87]), d'étendre les concepts de structure de bandes et de bande interdite, jusque-là apanage des électrons, aux photons. En structurant artificiellement la matière, il est possible de contrôler la lumière. Yablonovitch souhaitait initialement appliquer cette idée au problème du contrôle de l'émission spontanée, mais rapidement le caractère plus général de ce concept est apparu : les cristaux photoniques étaient nés. Certains y virent la prémisse d'une révolution technologique du même ordre que celle provoquée par les semi-conducteurs. Plus de quinze ans après et bien que cette révolution annoncée ne soit toujours pas au rendez-vous, les cristaux photoniques – et plus généralement les matériaux périodiquement nanostructurés – constituent une voie prometteuse pour le contrôle et l'ingénierie des photons.

Pour faire un cristal photonique, il suffit de faire en sorte que la constante diélectrique du matériau varie périodiquement dans toutes les directions. Sous ce pudique "il suffit" se cache en réalité un obstacle technologique majeur, la dimension des motifs à dessiner devant être de l'ordre de la longueur d'onde d'utilisation – tout comme les distances interatomiques des empilements cristallins sont bien adaptées à la longueur d'onde des électrons. Ce n'est que grâce aux progrès réalisés dans les techniques de nanofabrication – essentiellement issues de la microélectronique – que des cristaux photoniques fonctionnant dans les fréquences optiques ont pu être réalisés. Divers moyens de contrôle de la lumière reposant sur la notion de bande interdite photonique ont ainsi pu être fabriqués, tels que guides, microcavités ou bien microlasers. À ce jour, l'essentiel des réalisations sont des structures bidimensionnelles, la fabrication de structures présentant une période submicronique dans les trois directions de l'espace étant une tâche ardue. La taille submicronique des motifs des cristaux photoniques peut également devenir un problème dès lors qu'il s'agit de caractériser de telles structures. S'il est possible par des mesures en transmission résolues spectralement de mettre en évidence l'existence d'une bande interdite, l'imagerie directe par un microscope optique classique de la distribution spatiale de la lumière dans la structure est impossible – la taille des détails à résoudre étant inférieure à la limite de diffraction. Pour s'affranchir de cette limite il faut utiliser un microscope en champ proche optique. Tel est précisément l'objet de la première partie de ce mémoire.

Le photon est d'une nature rétive et il ne se laisse pas facilement mettre en cage. Si on lui

bloque deux directions, il s'empresse aussitôt de s'enfuir par la troisième. Pour contourner ce problème, la solution généralement retenue est d'utiliser des photons guidés par confinement réfractif. Une alternative possible est de faire appel non pas à des photons, mais à des modes électromagnétiques qui sont de par leur nature même confinés sur un plan, à savoir des modes de surface. Si cette surface est périodiquement structurée, il est possible de contrôler les modes de surface en modifiant leur structure de bandes. Nous proposerons, dans la deuxième partie de ce travail, une structure à bande interdite de polaritons de surface.

Ce mémoire de thèse est articulé suivant deux parties bien distinctes. La première partie est essentiellement expérimentale et est consacrée à l'étude de structures à bande interdite de photons par microscopie en champ proche. Les cristaux photoniques que nous avons étudiés ont été réalisés dans deux laboratoires avec lesquels notre équipe entretient une collaboration : le LEOM à l'École Centrale de Lyon et le laboratoire SiNaPS du CEA Grenoble. Le premier chapitre contient quelques brefs rappels sur la microscopie en champ proche ainsi qu'une présentation de notre microscope. Le deuxième chapitre a quant à lui pour objectif de donner au lecteur peu familier des cristaux photoniques les éléments qui lui seront nécessaires à la compréhension de la suite du mémoire. Les deux chapitres suivants sont intégralement consacrés à nos résultats expérimentaux ainsi qu'à leur discussion : dans le chapitre trois sont compilés les résultats sur les cristaux photoniques possédant une source interne (structures actives) tandis que le chapitre quatre est consacré à l'étude de structures passives. Nous montrerons au cours de ces deux chapitres que la microscopie optique en champ proche est un outil qui peut apporter des renseignements pertinents dans l'étude des structures à cristaux photoniques.

La seconde partie du mémoire est quant à elle théorique et numérique. Partant, au chapitre cinq, de considérations simples sur les modes existant à la surface des métaux nobles – les plasmon-polaritons de surface – nous verrons qu'il est possible par une structuration périodique de la surface de faire apparaître une bande interdite pour ces modes. Cette idée est mise à profit dans le chapitre six par l'étude numérique d'un véritable cristal polaritonique – c'est-à-dire une structure à bande interdite de plasmon-polaritons. Enfin, une annexe présente les bases de l'algorithme utilisé dans nos simulations numériques.

Première partie

Étude en champ proche de  
structures à cristaux photoniques



# Chapitre 1

## La microscopie en champ proche

Dans ce premier chapitre, nous allons introduire ce qui fut l'outil expérimental principal de ce travail : le microscope optique en champ proche. Nous commencerons par une présentation de la microscopie en champ proche, où nous nous efforcerons de ne pas tomber dans l'inventaire, mais plutôt d'introduire les concepts. Ensuite nous regarderons de plus près le fonctionnement de notre microscope et de son système de régulation de la distance pointe-surface. Nous terminerons par quelques considérations sur les sondes de champ proche, dont nous verrons qu'elles jouent un rôle important par la suite.

### 1.1 Microscopie en champ proche : principe et mise en œuvre

#### 1.1.1 Concept de champ proche

Considérons un objet limité dans l'espace et éclairons-le – par exemple avec un rayonnement monochromatique de longueur d'onde  $\lambda$  (Fig. 1.1). Si l'on analyse la lumière diffusée par l'objet, on s'aperçoit qu'elle comprend deux familles d'ondes. Des ondes dites *radiatives* ou *propagatives* qui peuvent se propager loin de l'objet (jusqu'à l'infini en l'absence d'absorption) et des ondes dites *non-radiatives* ou *évanescentes* dont l'amplitude décroît exponentiellement à mesure que l'on s'éloigne de l'objet. On peut définir le champ proche de cet objet comme la zone de l'espace où l'amplitude des ondes évanescentes n'est pas négligeable devant celle des ondes radiatives. Il s'agit donc d'une zone située au voisinage de l'objet, à une distance très inférieure à la longueur d'onde d'illumination. Dans le spectre visible par exemple, la zone de champ proche sera limitée à quelques centaines de nanomètres autour de l'objet. Au-delà, on se trouve dans le champ lointain de l'objet.

Mais qu'ont donc de si intéressant ces fameuses ondes évanescentes ? On peut montrer que la propagation se comporte comme un filtre passe-bas pour les fréquences spatiales, c'est-à-dire que les hautes fréquences spatiales du champ (liées aux détails les plus fins de la structure du champ) disparaissent au cours de la propagation de ce champ de la zone proche de l'objet étudié vers la zone lointaine (voir [van Labeke et Barchiesi 92] ou [Courjon et Bainier 01], chap. 1). En d'autres termes, l'information sur les hautes fréquences spatiales est contenue dans les ondes évanescentes et toute observation d'un objet en champ lointain est forcément limitée en résolution. Ce résultat est bien connu en optique sous le nom de limite de diffraction (voir par exemple [Born et Wolf 80]). En effet, le critère de Rayleigh-Abbe pour la microscopie optique classique stipule qu'un microscope ayant une pupille circulaire, un angle d'ouverture  $\theta$  et baignant dans un milieu d'indice  $n$  possède une limite de résolution latérale  $d$  donnée par :

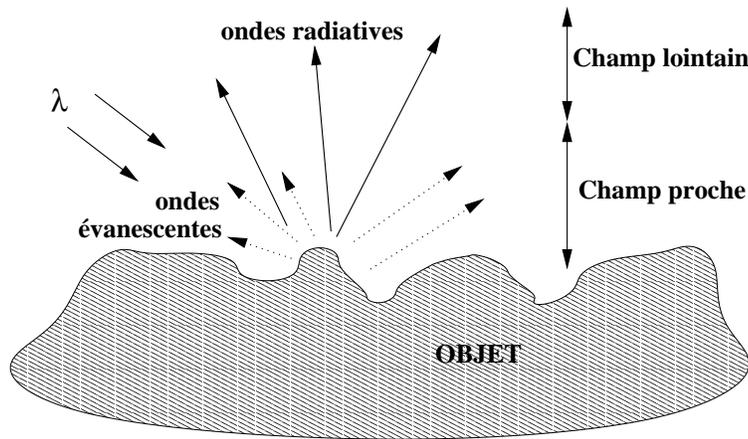


FIG. 1.1 – *Objet éclairé en réflexion. L'objet diffracte des ondes radiatives et des ondes évanescentes.*

$$d = \frac{0.61\lambda}{n \sin \theta} \quad (1.1)$$

Pour avoir une résolution élevée, on peut choisir d'utiliser un milieu incident d'indice élevé (c'est le principe du microscope à immersion) ou bien d'utiliser un éclairage à faible longueur d'onde – on quitte alors la microscopie optique visible pour entrer dans les microscopies UV, X et électronique. La dernière possibilité est de récupérer l'information sur les hautes fréquences spatiales qui est contenue dans les ondes évanescentes. Dans ce cas, on peut s'affranchir de la limite de diffraction, et on entre de plein pied dans le monde de la microscopie en champ proche.

### 1.1.2 Détection des ondes évanescentes : sonde sub-longueur d'onde

Nul besoin d'entrer dans un laboratoire de physique pour voir un microscope de champ proche : il suffit de se rendre chez son médecin. Le stéthoscope est en effet un microscope de champ proche *acoustique*. Bien que les ondes acoustiques que le stéthoscope détecte aient des longueurs d'onde de l'ordre du mètre, le médecin n'en est pas moins capable d'obtenir des informations sur nos organes, qui ne mesurent que quelques dizaines de centimètres. Cela est possible parce que la sonde du stéthoscope est située dans le champ proche acoustique de l'objet à étudier (le patient en l'occurrence). Le stéthoscope de Laennec appartient à la famille des microscopes de champ proche qui utilisent une sonde de champ proche pour convertir localement une partie des ondes évanescentes émises par l'objet en un signal détectable en champ lointain.

Mais revenons à l'optique et à la Fig. 1.1. Imaginons qu'une sonde constituée d'un milieu d'indice optique différent de un et dont les dimensions sont petites devant  $\lambda$  soit déplacée dans le champ proche de l'objet, par exemple à une hauteur constante au-dessus de l'objet. Le champ diffusé par l'objet va éclairer la sonde, qui va ainsi baigner dans un champ comprenant à la fois des ondes radiatives et évanescentes. Supposons de plus que pour chaque position de la sonde on puisse détecter en champ lointain les ondes diffusées par la sonde – par exemple en imaginant que la sonde est l'extrémité d'une fibre optique amincie reliée à un photodétecteur. L'image ainsi formée dépendra de l'éclairement de la sonde et donc des ondes évanescentes diffusées par l'objet : l'image pourra transcrire les hautes fréquences spatiales du champ. La sonde de champ

proche joue ici le rôle d'un convertisseur d'ondes évanescentes en ondes propagatives (ou en modes guidés dans le cas où la sonde est une fibre optique). Ce principe de fonctionnement est à l'œuvre dans les microscopes en champ proche fonctionnant en mode *collection*, ainsi que dans les microscopes sans ouverture (nous reviendrons sur ces termes plus tard).

### 1.1.3 Génération d'ondes évanescentes : source sub-longueur d'onde

Historiquement, ce n'est pas l'idée précédente, à savoir la détection en champ proche, qui fut proposée la première. En 1928, Synge imagina en effet l'idée réciproque ([Synge 28]). Il proposa d'éclairer l'objet à étudier au travers d'un trou de dimensions faibles devant la longueur d'onde percé dans un écran métallique, et de déplacer ce trou parallèlement à la surface de l'objet. Si les dimensions du trou sont assez petites, la lumière qui en émerge contient forcément des ondes évanescentes. Si de plus l'écran est placé assez près de l'objet, ce dernier sera éclairé par un spot contenant des ondes évanescentes. Le signal recueilli en champ lointain au travers de l'objet résultera de la diffraction de ces ondes évanescentes par l'objet : il aura donc une résolution dépassant le critère de Rayleigh-Abbe.

Comme on peut le voir, le principe proposé par Synge est conceptuellement assez simple. Néanmoins, il pose des problèmes pratiques qui étaient considérés à l'époque comme insurmontables, notamment le fait de maintenir le trou près de la surface de l'objet tout en le déplaçant parallèlement à celle-ci. Il faudra attendre 1972 pour cette idée soit concrétisée par Ash et Nicholls, dans le domaine des ondes centimétriques ([Ash et Nicholls 72]). La réalisation dans le domaine optique ne sera possible que grâce aux progrès considérables réalisés dans le domaine des céramiques piézo-électriques (pour gérer des déplacements sur des distances de l'ordre du nanomètre avec une grande précision) et de l'électronique (pour les asservissements et l'acquisition en temps réel).

### 1.1.4 Les techniques du champ proche optique

Les expérimentateurs séparent les microscopes en champ proche en deux grandes familles : les microscopes à ouverture et les microscopes sans ouverture. La famille des microscopes à ouverture comprend elle-même deux branches, les microscopes fonctionnant en mode *collection* et ceux fonctionnant en mode *illumination*. Nous désignerons par la suite l'ensemble de ces microscopes sous l'acronyme SNOM (pour *Scanning Near-Field Optical Microscope*) <sup>1</sup>.

#### Microscopes à ouverture

**Mode illumination :** Cette famille de microscopes est l'héritière directe de l'idée de Synge évoquée précédemment. La source sub-longueur d'onde la plus couramment utilisée est une fibre optique dont l'extrémité a été amincie jusqu'à environ une centaine de nanomètres, puis recouverte d'une couche de métal de façon à créer une ouverture sub-longueur d'onde en bout de fibre. Cette source est ensuite balayée au-dessus de la surface de l'objet, soit à hauteur constante, soit en utilisant un système de régulation de la distance (voir plus loin). La collection de la lumière s'effectue en général par un objectif de microscope à grande ouverture numérique situé derrière l'échantillon (si celui-ci est transparent).

---

<sup>1</sup>L'acronyme SNOM désignait à l'origine un type particulier de microscope en mode illumination, mais il tend de plus en plus à être utilisé comme un terme général pour l'ensemble des microscopes en champ proche.

**Mode collection :** Cette famille nous intéresse particulièrement puisque c'est celle du microscope qui a été au centre de ce travail. Une source située en champ lointain éclaire l'objet et une sonde sub-longueur d'onde vient collecter les ondes évanescentes dans le champ proche de l'objet. L'éclairage peut se faire soit au travers de l'objet (si celui-ci est transparent) soit en réflexion. La sonde peut être une fibre optique amincie (métallisée ou non), ou bien une pointe pyramidale en nitrure de silicium (telles que celles utilisées en microscopie à force atomique) percée d'un trou. En fait, toutes les pointes utilisées en SNOM mode illumination peuvent l'être en mode collection (l'inverse n'est en revanche pas vrai, une pointe non métallisée ne pouvant être utilisée comme source sub-longueur d'onde).

**Mode PSTM :** Le mode dit PSTM (pour *Photon Scanning Tunneling Microscope*) est une configuration particulière du mode collection où l'échantillon – qui doit être transparent – est éclairé en réflexion totale interne. Le faisceau étant totalement réfléchi, l'échantillon baigne dans un champ composé presque uniquement d'ondes évanescentes. La détection se fait par une fibre optique effilée. La dénomination PSTM fait allusion à la microscopie tunnel électronique (STM). En effet, les photons réfléchis à l'interface voient une barrière de potentiel due au gap d'air qui les sépare de la sonde. Cependant, quand cette dernière se trouve assez près de la surface, les photons peuvent passer de l'échantillon à la sonde par effet tunnel photonique, de la même façon que les électrons peuvent passer de l'échantillon à la pointe métallique dans un STM. Dans un PSTM, la décroissance exponentielle de l'amplitude du champ évanescent lorsqu'on s'éloigne de la surface de l'échantillon est utilisée pour réguler la position de la pointe au-dessus de l'objet ([Salomon 91]).

### Microscopes sans ouverture

La microscopie sans ouverture exploite les propriétés de convertisseur d'ondes évanescentes en ondes propagatives d'une sonde opaque. L'échantillon est éclairé, la sonde perturbe le champ évanescent et en transforme une partie en ondes radiatives qui sont détectées en champ lointain par un objectif de microscope. Dans l'approche développée par [Bachelot *et al.* 95], la sonde sans ouverture oscille perpendiculairement à la surface à une fréquence donnée. La lumière collectée par l'objectif peut être analysée avec une détection synchrone : le signal à la fréquence d'oscillation de la sonde est le signal de champ proche, tandis que le signal total est celui de champ lointain. On réalise ainsi deux images, l'une en champ lointain, l'autre en champ proche.

L'un des intérêts de la microscopie sans ouverture est que puisqu'elle ne nécessite pas une sonde transparente, on peut utiliser les sondes de grande qualité développées pour la microscopie tunnel électronique ou la microscopie à force atomique, et ainsi associer une microscopie optique et un accès à la topographie de l'objet grâce au STM ou à l'AFM. Il est à noter que la microscopie sans ouverture est celle qui détient le record de résolution annoncée (quelques nanomètres) – voir [Zenhausern *et al.* 95]. Néanmoins, devant l'incapacité d'autres groupes à reproduire ce résultat, il est permis de penser qu'il s'agit là plutôt d'un artefact lié à l'asservissement ([Hecht *et al.* 97]).

## 1.2 SNOM en mode collection sous asservissement *shear-force*

Dans cette partie nous allons présenter la configuration expérimentale utilisée en pratique. Notre microscope fonctionne en mode collection et sa caractéristique la plus importante est qu'il dispose d'un système de régulation de la distance entre la pointe et l'échantillon, basé sur la

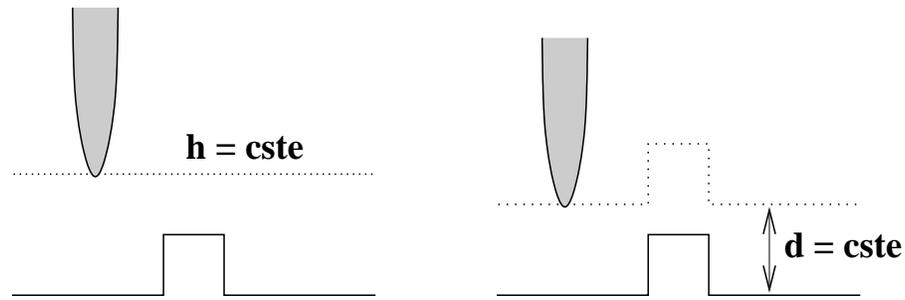


FIG. 1.2 – Comparaison entre les modes de régulation hauteur constante (à gauche) et distance constante (à droite). En mode distance constante, la sonde suit la topographie de la surface de l'échantillon.

détection des forces de cisaillement. Ce microscope a été installé au laboratoire par Lotfi Berguiga, et le lecteur intéressé trouvera une multitude de précisions importantes sur son fonctionnement dans sa thèse ([Berguiga 01]). Nous nous bornerons ici à souligner les points importants pour la suite.

### 1.2.1 Intérêt d'une régulation

Le rôle d'un système de régulation est de contrôler la distance pointe-surface afin de s'assurer qu'il n'y a pas de contact. Il est néanmoins possible de s'en affranchir : c'est le mode *hauteur constante* où la pointe se déplace à une certaine hauteur au-dessus d'un plan moyen de la surface (voir Fig. 1.2). Ce mode permet une acquisition rapide des images et semble simple à mettre en œuvre. En réalité, il est très peu pratique. En effet, il suffit d'un angle très faible entre la pointe et la normale à la surface de l'échantillon et d'un domaine de balayage standard (comme  $10\mu\text{m} \times 10\mu\text{m}$ ) pour générer des écarts de hauteur de plusieurs dizaines de nanomètres qui non seulement risquent de faire entrer la sonde en contact avec la surface mais également compliquent l'interprétation des images. Le mode hauteur constante n'est possible que sur de faibles distances de balayage et avec des échantillons relativement plats, ce qui n'est pas le cas ici. On comprend qu'il est alors nécessaire de contrôler la distance entre la sonde et la surface durant l'acquisition des images.

L'intérêt majeur d'un système de régulation de la distance tel que la régulation *shear-force* est d'obtenir en même temps que l'image optique en champ proche une image topographique de grande résolution. Cela permet donc de savoir à tout moment à quel endroit de l'échantillon on se trouve et de pouvoir faire des comparaisons directes entre topographie et réponse optique. Le désavantage de ce mode de balayage dit à *distance constante* est que la pointe suivant les variations de topographie de la surface de l'objet, bien souvent les variations de signal optique sont directement dues aux mouvements de la pointe au-dessus de l'objet : on parle alors d'artefact. Du fait de ce couplage entre l'image optique et la topographie, la prudence est de mise dans l'interprétation des contrastes optiques obtenus ([Hecht *et al.* 97]).

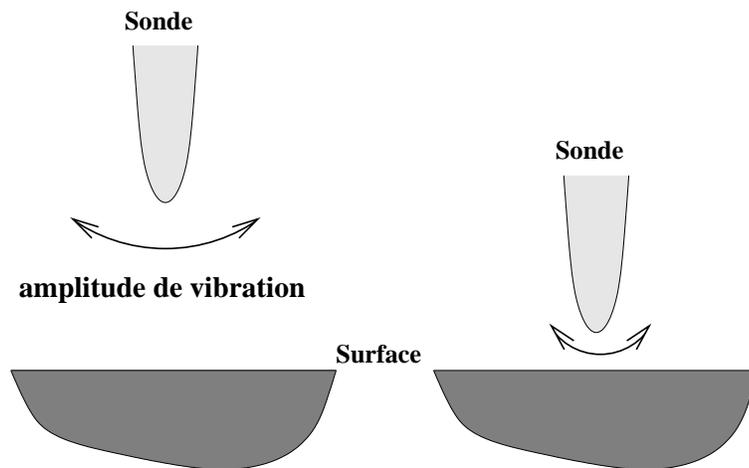


FIG. 1.3 – Principe de la régulation *shear-force*.

### 1.2.2 Régulation *shear-force*

#### Principe

Bien que l'origine des forces de cisaillement (en anglais *shear-force*) soit encore sujette à discussion, le système de régulation de la distance qui les met à profit s'est avéré très fiable et est très largement utilisé, dans diverses variantes. Les forces de cisaillement sont des forces qui s'exercent entre une surface et une pointe vibrant *parallèlement* à cette surface. On notera le contraste avec la microscopie à force atomique en mode non-contact ou en mode *tapping*, où la vibration de la pointe est selon la normale à la surface.

Considérons une sonde SNOM – par exemple une fibre optique – loin de tout objet. Cette sonde vibre en régime forcé selon un mouvement transverse (Fig. 1.3), à une fréquence et avec une amplitude données. Approchons maintenant cette sonde à proximité de la surface d'un objet : l'amplitude de vibration diminue. Plus la sonde s'approche de la surface, plus les forces de cisaillement augmentent et plus l'amplitude de vibration diminue. On voit donc que l'intensité des forces de cisaillement est directement liée à la distance pointe-surface. Par conséquent, si l'on fixe une amplitude de vibration, on fixe l'intensité de la force de cisaillement et par conséquent on fixe la distance pointe-surface. Ainsi, pour maintenir la distance pointe-surface constante au cours du déplacement de la sonde, il suffit de maintenir constante l'amplitude de vibration. C'est là tout le principe de la régulation *shear-force*. Les forces de cisaillement n'apparaissent que lorsque la pointe est vraiment très proche de l'objet : le domaine d'interaction typique est d'une dizaine de nanomètres. Quant à l'amplitude de vibration de la sonde (loin de la surface), elle est de l'ordre de quelques nanomètres. La difficulté principale de la mise en place d'une telle régulation est donc la détection de variations d'amplitude de quelques nanomètres.

Différents mécanismes ont été avancés pour expliquer l'origine physique de cette interaction, parmi lesquels les forces de Van der Waals, la présence d'une couche d'eau sur la surface ou d'un fluide localisé entre la pointe et la surface. Le débat est toujours ouvert et des interprétations contradictoires circulent. Il faut préciser que les systèmes de régulation *shear-force* ne sont jamais rigoureusement identiques : par exemple, l'amplitude de vibration de la pointe varie de la fraction de nanomètre à une centaine de nanomètres suivant les systèmes.

## Détection des forces de cisaillement

Comme nous venons de le voir, le système de détection nécessaire à la régulation *shear-force* doit pouvoir être sensible à des variations d'amplitude de l'ordre du nanomètre. Les premières méthodes développées étaient basées sur une méthode de détection optique : méthodes interférométriques ([Toledo-Crow *et al.* 92]) ou basées sur la diffraction d'un spot laser focalisé sur la sonde ([Grober *et al.* 94]). La première méthode non-optique est due à [Karrai et Grober 95]. La sonde est fixée à l'une des fourches d'un diapason en quartz. La sonde et la diapason forment ainsi un système unique oscillant. Lorsque ce système entre en interaction avec la surface, les forces de cisaillement qui agissent sur la sonde modifient les propriétés du quartz et induisent dans celui-ci un signal proportionnel aux forces de cisaillement.

L'approche qui a été choisie pour notre dispositif expérimental est une détection non-optique, hybride des approches proposées par [Hsu *et al.* 95] et [Barenz *et al.* 96]. La sonde est fixée à un petit tube piézo-électrique appelé tube exciteur ou *dither tube*. L'oscillation du tube excite les modes propres de vibration de la fibre ([Berguiga 01]). Le *dither tube* est inséré dans l'une des branches d'un pont de Wheatstone, à l'équilibre en l'absence d'interaction. 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, déséquilibrant le pont de Wheatstone. On récupère ainsi un signal électrique qui dépend de la distance pointe-surface. C'est ce signal qui va être acheminé vers une boucle de rétroaction afin de permettre la régulation de la distance.

## Description générale du microscope

Un schéma général du montage expérimental est représenté sur la Fig. 1.4. Nous allons passer brièvement en revue ses différents éléments.

- un générateur de fréquence (GBF) qui excite le *dither tube* à une fréquence comprise entre 40 et 120 kHz ;
- un pont de Wheatstone composé du *dither tube* et de trois impédances (formées d'un condensateur en parallèle avec une résistance). L'une a une impédance fixée et les deux autres ont une impédance variable afin de permettre le réglage de l'équilibre du pont ;
- une détection synchrone permet d'extraire le signal issu des variations d'impédance du *dither tube* à la fréquence de référence (fréquence du GBF) ;
- l'étage de balayage est composé de deux tubes piézo-électriques permettant un déplacement dans les trois directions de l'espace. Le premier tube est divisé en quatre électrodes fonctionnant par paires : une paire assure le déplacement dans la direction  $x$ , l'autre suivant  $y$  (allongement maximal  $100\mu\text{m}$ ). Le second tube, de même longueur que le premier, s'allonge dans la direction  $z$  (allongement maximal  $6\mu\text{m}$ ). Le *dither tube* est solidaire de ces deux tubes ;
- la sonde de champ proche est une fibre optique amincie à l'une de ses extrémités, l'autre extrémité étant reliée à un photodétecteur ;
- le photodétecteur est un tube photomultiplicateur lorsqu'on travaille dans le visible, et un détecteur InGaAs pour l'infrarouge ;
- l'électronique d'asservissement et d'acquisition est une électronique commerciale (Nanoscope de Digital Instruments) conçue pour fonctionner avec un STM ;
- enfin, la source optique qui va éclairer l'échantillon n'a pas été représentée. Il peut s'agir d'un laser ou bien d'une lampe blanche, et il est possible d'éclairer l'échantillon en réflexion totale, en transmission ou bien en réflexion.

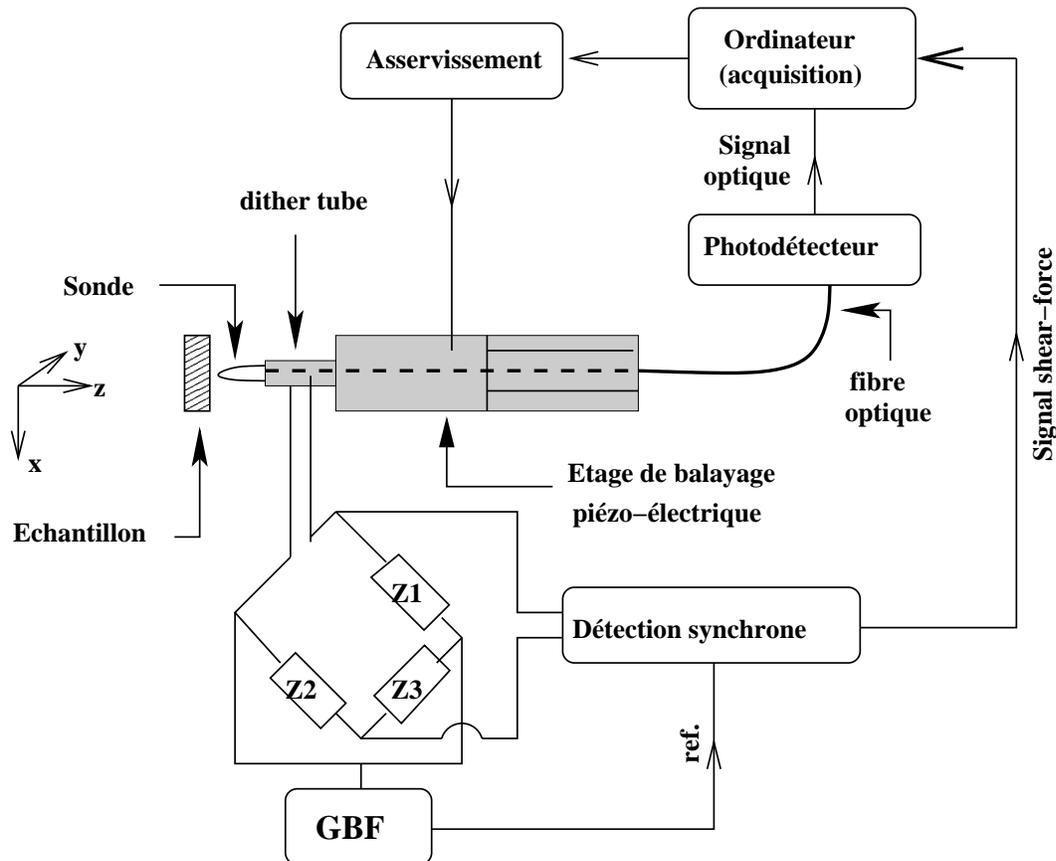


FIG. 1.4 – Schéma simplifié du microscope. La partie assurant l'illumination de l'échantillon n'est pas représentée.

Le microscope fonctionne à l'air libre et à température ambiante. Malgré cela, il possède une bonne stabilité mécanique. Bien entendu une dérive apparaît au cours du temps (le plus souvent à cause de l'augmentation de température de la salle), mais elle peut être prévenue en effectuant régulièrement un nouveau réglage du pont.

### Mode interleave

Le logiciel Digital Instruments qui gère l'électronique d'asservissement possède un mode de fonctionnement particulier – appelé mode *interleave* par le constructeur – qui permet d'enregistrer des images à différentes hauteurs. Comme nous utiliserons à de nombreuses reprises ce mode de fonctionnement, nous allons le détailler ici.

Le principe de fonctionnement est résumé sur la Fig. 1.5. La pointe effectue une ligne de balayage asservie sur le signal *shear-force* – donc à une distance de la surface de l'échantillon comprise entre 1 et 10nm. Puis la pointe se recule d'une hauteur  $\Delta z$  fixée par l'utilisateur et effectue à nouveau la *même* ligne de balayage en reproduisant les mêmes variations de hauteur que sur la ligne au contact *shear-force*. Dans l'exemple représenté sur la Fig. 1.5, comme lors de la ligne de balayage "classique" la pointe s'est reculée pour suivre un créneau à la surface de l'échantillon, lors de la ligne *interleave* elle suivra exactement la même ligne, mais décalée

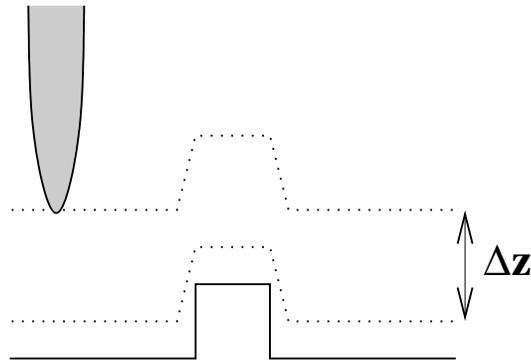


FIG. 1.5 – Schéma de principe du fonctionnement de l'asservissement en mode *interleave*.

d'une distance  $\Delta z$ . Évidemment, comme la pointe effectue chaque ligne de balayage deux fois, le temps d'acquisition des images est doublé.

Le principal intérêt de ce mode de fonctionnement est de permettre d'enregistrer simultanément une image en champ proche et – si l'on recule la sonde suffisamment – une image que l'on peut assimiler à un signal champ lointain. Nous verrons au chapitre 3 que ce mode de fonctionnement permet de discriminer les composantes radiatives et évanescentes du signal optique détecté.

### 1.3 Sondes optiques de champ proche

Le problème du choix de la sonde n'est pas un point de détail pour l'expérimentateur. C'est même en général la première question qui se pose avant de commencer une expérience. Pourtant, dans les articles publiés dans les revues scientifiques, le type de sonde qui est utilisé est en général glissé au détour d'une phrase (sans rien pour justifier ce choix) quand il n'est pas purement et simplement passé sous silence. Il faut dire qu'il n'existe pas de sonde qui soit une panacée fonctionnant pour toutes les configurations expérimentales et que le choix s'effectue bien souvent d'une façon empirique.

Dans cette section, nous allons nous efforcer d'apporter quelques éclairages sur cette épineuse question. Nous verrons d'abord les différentes techniques pour obtenir une sonde de champ proche à partir d'une fibre optique, puis nous discuterons des différences entre les pointes obtenues.

#### 1.3.1 Techniques de fabrication

On peut distinguer deux grandes techniques pour obtenir une pointe à partir d'une fibre optique : la technique par étirage séquentiel à chaud et celle par attaque chimique. Dans la première, un faisceau laser intense issu d'un laser  $\text{CO}_2$  chauffe localement une fibre optique tandis que celle-ci est lentement étirée par deux bras mécaniques. Dans l'absolu, cette méthode permet de fabriquer simultanément deux pointes "jumelles" en un temps relativement court (une dizaine de minutes). Mais elle nécessite un appareil coûteux dont nous ne sommes pas pourvus au laboratoire. La technique par attaque chimique est en comparaison relativement fruste. Elle consiste tout simplement à plonger la fibre dans une solution d'acide fluorhydrique concentré et à laisser agir une heure ou deux. Si cette méthode est simple et peu onéreuse, elle oblige

en revanche à manipuler des produits dangereux. Il est à noter que dans chacun des cas de nombreux paramètres entrent en jeu qui vont influencer la qualité de la pointe obtenue : vitesse d'étirage, intensité du laser dans le cas de l'étirage séquentiel, temps d'attaque, température dans le cas de l'attaque chimique. La nature même de la fibre (fabriquant, numéro de série) influe sur la fabrication par l'intermédiaire des différents dopants qui entrent dans la composition de la fibre.

Au laboratoire, nous utilisons la technique par attaque chimique de [Stöckle *et al.* 99]. La particularité de cette méthode est que la fibre est plongée dans l'acide sans retirer au préalable la gaine polymère de protection. L'attaque chimique se déroule ainsi à l'intérieur de la gaine qui forme un micro-réacteur chimique. Il se crée également des courants de diffusion à l'intérieur de ce réacteur qui auraient pour effet de "nettoyer" la surface de la fibre des produits issus de l'attaque ainsi que d'éventuels polluants. Cette technique donne de bons résultats et il est de plus possible en ajustant finement les paramètres de l'attaque (notamment le temps d'attaque et la concentration de l'acide) de contrôler la forme de la pointe obtenue et d'avoir une reproductibilité des sondes tout à fait satisfaisante. La taille de l'extrémité des sondes ainsi obtenues est généralement comprise entre 100 et 200nm.

### 1.3.2 Choix d'une pointe

La première chose à noter est que les pointes réalisées par attaque chimique ou par étirage séquentiel sont fondamentalement différentes. L'attaque chimique attaque indifféremment le cœur et la gaine optique, ne laissant que le cœur à l'extrémité de la pointe, alors que l'étirage a une action relativement homothétique, laissant en bout de fibre cœur et gaine. Il apparaît alors que les propriétés optiques de ces deux types de sondes seront forcément différentes.

Mais deux autres choix sont encore possibles : celui d'utiliser une fibre optique monomode ou multimode et celui de métalliser ou non la pointe. La métallisation permet de s'assurer que la lumière captée l'est bien par l'extrémité, ce qui limite en théorie la quantité de lumière diffusée reçue par la pointe. Mais en contrepartie, la pointe ainsi métallisée risque de perturber plus fortement qu'une sonde "nue" les champs électromagnétiques que l'on souhaite cartographier. Les fibres monomode ou multimode n'ont pas la même ouverture numérique, donc n'ont pas le même cône de détection (bien que cette notion ne soit plus vraiment valable pour une pointe). Une réflexion un peu rapide nous amènerait à conclure que la meilleure pointe est celle qui a la zone de détection la plus petite, puisqu'elle offrirait la meilleure résolution. Il faudrait donc une pointe la plus fine possible, étirée, métallisée et réalisée dans une fibre monomode. Bien que cette idée soit largement répandue, elle constitue une des idées reçues de la microscopie en champ proche. En effet, il n'existe aucune étude expérimentale qui ait montré directement le rapport entre taille de l'extrémité de la sonde et résolution, et les quelques études théoriques disponibles auraient tendance à montrer qu'en dessous d'une certaine taille la résolution diminue (voir notamment [Tanaka *et al.* 98, Goumri-Said 04]). Cela signifie qu'il n'existe pas de pointe idéale et que le choix du type de sonde doit être effectué en fonction de l'objet à étudier.

Dans cette étude, nous avons choisi d'utiliser uniquement des sondes non métallisées, afin d'être le plus près possible d'une configuration où la sonde peut être considérée comme passive – c'est-à-dire que la réponse optique du système objet + sonde n'est que peu différente de celle de l'objet isolé. Nous discuterons plus avant des conséquences du choix de la sonde lors de l'étude des structures à cristaux photoniques.

## 1.4 À propos des images expérimentales

Avant de clore ce chapitre, nous souhaiterions donner au lecteur quelques précisions sur les images SNOM expérimentales que nous allons présenter au cours des chapitres suivants. En effet, avant d'être lisible, une image champ proche nécessite souvent un traitement – qui est bien souvent (et malheureusement !) passé sous silence. Au cours de ce travail, nous avons essayé de réduire au minimum les traitements numériques, afin que la procédure de traitement soit la plus uniforme possible d'une image à l'autre.

Les images topographiques sont en général celles qui nécessitent le traitement le plus violent. En effet, les images brutes présentent une courbure suivant l'axe de balayage rapide (en général l'axe  $x$ ) qui est d'autant plus importante que le domaine de balayage est grand. Lors du traitement de l'image, il est donc nécessaire de procéder à un aplatissement de celle-ci. Pour les images optiques, nous avons dans la grande majorité des cas procédé au traitement minimal, c'est-à-dire à un simple recentrage de l'image autour d'une valeur moyenne. À un terme près, les images optiques présentées sont donc des images brutes. Il n'y a que dans quelques cas où nous avons – afin de faire ressortir l'élément important de l'image – effectué des traitements plus lourds (filtrage ou rattrapage de l'inclinaison).

Enfin, précisons que sur les images présentées dans ce mémoire, toutes les échelles, y compris les échelles de couleurs, sont linéaires.



## Chapitre 2

# Les cristaux photoniques

Ce chapitre a pour objet de présenter rapidement les idées de base concernant les cristaux photoniques, ainsi que les concepts que nous serons amenés à rencontrer dans les chapitres suivants. Nous commencerons par une présentation très générale des cristaux photoniques, en insistant sur la notion de bande interdite photonique, avant d'entrer un peu plus dans les détails pour la structure qui va nous intéresser tout particulièrement : les cristaux bidimensionnels sur membrane. Nous ferons ensuite un rapide tour d'horizon des grandes méthodes de caractérisation des cristaux photoniques et nous verrons enfin ce que les techniques du champ proche optique peuvent apporter par rapport aux techniques "classiques".

## 2.1 Généralités sur les cristaux photoniques

### 2.1.1 Concepts théoriques de base

Un cristal photonique est un matériau dont la constante diélectrique varie périodiquement dans une ou plusieurs directions de l'espace. Cette définition qui peut sembler très simple, voire anodine, a pourtant d'importantes conséquences. En effet, si la période de modulation de la constante diélectrique est de l'ordre de la longueur d'onde de la lumière utilisée, cette modulation conduit à l'apparition d'intervalles d'énergie ayant une densité de modes électromagnétiques nulle, c'est-à-dire qu'aucune radiation lumineuse – quelque soit sa polarisation et sa direction de propagation – ne peut s'y propager. Historiquement, cette idée a été proposée pour la première fois par Yablonovitch [Yablonovitch 87] (suivi peu de temps après par John [John 87]). La "date de naissance" des cristaux photoniques serait donc 1987, ce qui en ferait une idée assez neuve. Pourtant, le lecteur sait peut-être que des matériaux dont l'indice varie périodiquement sont connus et utilisés depuis longtemps sous le nom de filtres interférentiels ou miroirs de Bragg. Ce lecteur n'aurait pas tort, car effectivement les miroirs de Bragg sont des cristaux photoniques à une dimension. Mais la force de l'article de Yablonovitch était d'étendre cette idée, de faire des miroirs de Bragg un concept général en s'appuyant pour cela sur les idées développées en physique du solide. C'est en cela que Yablonovitch peut être considéré comme le "père" des cristaux photoniques.

Les équations gouvernant la propagation de la lumière dans un cristal photonique sont les équations de Maxwell. Si nous considérons un matériau non magnétique ( $\mu = 1$ ) et de permittivité diélectrique réelle  $\varepsilon(\mathbf{r})$  (le matériau est non absorbant), les quatre équations de Maxwell s'écrivent :

$$\nabla \cdot (\varepsilon(\mathbf{r})\mathbf{E}(\mathbf{r}, t)) = 0, \quad (2.1)$$

$$\nabla \cdot \mathbf{H}(\mathbf{r}, t) = 0, \quad (2.2)$$

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

$$\nabla \times \mathbf{H}(\mathbf{r}, t) = \varepsilon_0 \varepsilon(\mathbf{r}) \frac{\partial}{\partial t} \mathbf{E}(\mathbf{r}, t). \quad (2.4)$$

Si on élimine  $\mathbf{E}(\mathbf{r}, t)$  de ce jeu d'équations, on obtient :

$$\nabla \times \left( \frac{1}{\varepsilon(\mathbf{r})} \nabla \times \mathbf{H}(\mathbf{r}, t) \right) = -\frac{1}{c^2} \frac{\partial^2}{\partial t^2} \mathbf{H}(\mathbf{r}, t), \quad (2.5)$$

où  $c = (\varepsilon_0 \mu_0)^{-\frac{1}{2}}$  est la vitesse de la lumière dans le vide. Si l'on cherche des solutions à cette équation sous la forme d'ondes harmoniques  $\mathbf{H}(\mathbf{r}, t) = \mathbf{H}(\mathbf{r})e^{-i\omega t}$ , on peut écrire l'équation suivante :

$$\nabla \times \left( \frac{1}{\varepsilon(\mathbf{r})} \nabla \times \mathbf{H}(\mathbf{r}) \right) = \frac{\omega^2}{c^2} \mathbf{H}(\mathbf{r}). \quad (2.6)$$

Cette équation est une équation aux valeurs propres. On peut montrer que l'opérateur apparaissant dans le membre de gauche est hermitien. De plus,  $\varepsilon(\mathbf{r})$  étant périodique (de même que son inverse), l'équation (2.6) est l'analogie formelle de l'équation de Schrödinger décrivant le mouvement des électrons dans le potentiel périodique d'un cristal,  $\mathbf{H}(\mathbf{r})$  étant l'analogie électromagnétique de la fonction d'onde électronique  $\psi(\mathbf{r})$  et  $\varepsilon(\mathbf{r})$  étant l'analogie du potentiel atomique  $V(\mathbf{r})$ . Cette analogie va nous permettre d'appliquer les outils et les concepts développés en physique du solide, tels que les notions de réseau réciproque, de zone de Brillouin ou le théorème de Bloch. C'est ce que nous allons voir à travers un exemple dans la section suivante.

### 2.1.2 Réseau et réseau réciproque

Considérons la Fig. 2.1. Des trous circulaires d'air sont percés dans un matériau de constante diélectrique  $\varepsilon$  suivant un motif en nid d'abeille.

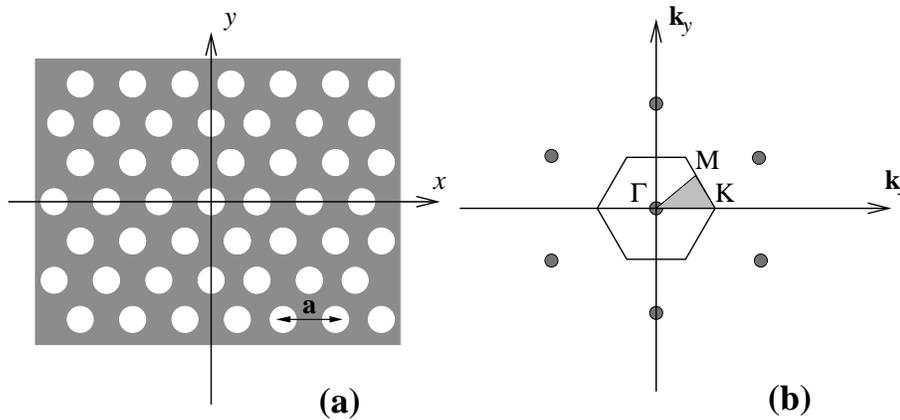


FIG. 2.1 – Exemple de réseau bidimensionnel (a) et réseau réciproque associé (b).

Cette structure peut être considérée comme un réseau "d'atomes" d'air, le motif élémentaire étant triangulaire. On peut alors définir un réseau réciproque (qui sera lui aussi triangulaire), dont la première zone de Brillouin sera hexagonale et où apparaissent trois points de haute symétrie notés  $\Gamma$ , M et K. L'analogie avec la physique du solide nous permet de savoir que pour étudier les propriétés de ce réseau, il suffira de les étudier suivant la zone de Brillouin réduite (zone grisée sur la figure).

On peut également tirer de la zone de Brillouin une information supplémentaire. Si l'on veut interdire la propagation d'un photon quelque soit sa direction de propagation, il faudra pour cela que le photon "voie" la même période quelque soit son vecteur d'onde. Cela s'exprime très simplement dans l'espace réciproque : il faut que la zone de Brillouin soit la plus circulaire possible. Dans le cas 2D, les réseaux triangulaire et hexagonal qui possèdent tous deux des zones de Brillouin hexagonales apparaissent comme de bons candidats.

### 2.1.3 Bande interdite

Nous allons maintenant essayer de donner quelques précisions sur la notion clef des cristaux photoniques : la bande interdite photonique. Pour cela, nous allons étudier le cas le plus simple, celui d'un empilement unidimensionnel de couches d'indice différents. Un développement semblable à celui que nous présentons ici peut être trouvé dans [Sakoda 01] ou bien dans [Lourtioz *et al.* 03]. Nous ne nous intéressons qu'au cas de l'incidence normale et où le champ électrique est parallèle à l'axe  $Oy$  (Fig. 2.2).

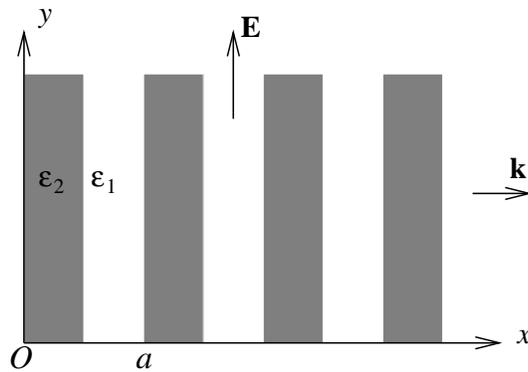


FIG. 2.2 – Géométrie d'un cristal photonique 1D.

L'équation d'onde pour le champ électrique  $E = E_y$  dans ce cas très simple s'écrit :

$$\frac{c^2}{\varepsilon(x)} \frac{\partial^2 E}{\partial x^2} = \frac{\partial^2 E}{\partial t^2}, \quad (2.7)$$

puisque la permittivité diélectrique ne dépend maintenant que de  $x$ . De plus, nous savons que  $\varepsilon(x + a) = \varepsilon(x)$ , c'est-à-dire que la constante diélectrique est périodique avec pour période la période  $a$  du réseau. Il en est donc de même pour son inverse, ce qui signifie qu'on peut le développer en séries de Fourier :

$$\varepsilon^{-1}(x) = \sum_{m=-\infty}^{\infty} A_m \exp\left(i \frac{2\pi m}{a} x\right) \quad (2.8)$$

où  $m$  est un entier naturel et où les  $A_m$  sont les coefficients de Fourier. De plus, la périodicité du matériau impose aux modes propres du champ électrique d'être des modes de Bloch, ce qui signifie que tout mode propre dans le cristal doit s'écrire ainsi :

$$E(x, t) \equiv E_k(x, t) = u_k(x) \exp(i(kx - \omega_k t)), \quad (2.9)$$

$\omega_k$  étant la fréquence du mode propre et  $u_k(x)$  étant une fonction périodique telle que  $u_k(x+a) = u_k(x)$ . Notons que le champ électrique n'est pas périodique, mais *pseudo-périodique*, c'est-à-dire périodique à un facteur de phase près. Les modes de Bloch peuvent eux aussi être décomposés en séries de Fourier :

$$E_k(x, t) = \sum_{m=-\infty}^{\infty} E_m \exp \left\{ i \left( k + \frac{2\pi m}{a} \right) x - i\omega_k t \right\}, \quad (2.10)$$

les  $E_m$  étant les coefficients de Fourier associés à  $E$ .

Pour pouvoir continuer le calcul, nous allons supposer que dans le développement de l'inverse de la permittivité diélectrique les trois termes centraux sont prédominants et nous allons négliger tous les autres. Le développement devient :

$$\varepsilon^{-1}(x) \approx A_0 + A_1 \exp \left( i \frac{2\pi}{a} x \right) + A_{-1} \exp \left( -i \frac{2\pi}{a} x \right). \quad (2.11)$$

Nous substituons alors les développements (2.10) et (2.11) dans l'équation d'onde. En effectuant les dérivées et en regroupant les termes, on arrive à :

$$\begin{aligned} & \sum_{m=-\infty}^{\infty} \exp \left\{ i \left( k + \frac{2\pi m}{a} \right) x \right\} \\ & \times \left\{ c^2 A_1 E_{m-1} \left( k + \frac{2\pi(m-1)}{a} \right)^2 + c^2 A_0 E_m \left( k + \frac{2\pi m}{a} \right)^2 \right. \\ & \left. - \omega_k^2 E_m + c^2 A_{-1} E_{m+1} \left( k + \frac{2\pi(m+1)}{a} \right)^2 \right\} = 0. \end{aligned} \quad (2.12)$$

Cette équation étant vraie pour tout  $m$ , on voit que pour vérifier l'égalité il faut que le terme en facteur de l'exponentielle s'annule, c'est-à-dire :

$$\begin{aligned} & A_1 \left( k + \frac{2(m-1)\pi}{a} \right) E_{m-1} + A_{-1} \left( k + \frac{2(m+1)\pi}{a} \right) E_{m+1} \\ & \approx \left\{ \frac{\omega_k^2}{c^2} - A_0 \left( k + \frac{2m\pi}{a} \right)^2 \right\} E_m \end{aligned} \quad (2.13)$$

Soit, pour  $m = 0$  :

$$E_0 \approx \frac{c^2}{\omega_k^2 - A_0 c^2 k^2} \left\{ A_1 \left( k - \frac{2\pi}{a} \right)^2 E_{-1} + A_{-1} \left( k + \frac{2\pi}{a} \right)^2 E_1 \right\} \quad (2.14)$$

et pour  $m = -1$  :

$$E_{-1} \approx \frac{c^2}{\omega_k^2 - A_0 c^2 (k - 2\pi/a)^2} \left\{ A_1 \left( k - \frac{4\pi}{a} \right)^2 E_{-2} + A_{-1} k^2 E_0 \right\}. \quad (2.15)$$

Si de plus  $\omega_k^2 \approx A_0 c^2 k^2$  (ce qui signifie 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) et si l'on se place en bord de la première zone de Brillouin ( $k \approx \pi/a$ ), les modes  $E_0$  et  $E_{-1}$  dominant le développement du champ électrique. Dans ce cas, on peut négliger les autres termes et on obtient deux équations couplées :

$$\begin{cases} (\omega_k^2 - A_0 c^2 k^2) E_0 - A_1 c^2 \left( k - \frac{2\pi}{a} \right)^2 E_{-1} = 0 \\ -A_{-1} c^2 k^2 E_0 + \left\{ \omega_k^2 - A_0 c^2 \left( k - \frac{2\pi}{a} \right)^2 \right\} E_{-1} = 0 \end{cases} \quad (2.16)$$

Ces équations étant linéaires, le système (2.16) possède une solution non triviale si et seulement si le déterminant formé des coefficients s'annule :

$$\begin{vmatrix} \omega_k^2 - A_0 c^2 k^2 & -A_1 c^2 \left( k - \frac{2\pi}{a} \right)^2 \\ -A_{-1} c^2 k^2 & \omega_k^2 - A_0 c^2 \left( k - \frac{2\pi}{a} \right)^2 \end{vmatrix} = 0 \quad (2.17)$$

Si l'on ne s'intéresse qu'à ce qui se passe exactement en bord de zone ( $k = \pi/a$ ) le calcul de ce déterminant devient très simple et donne deux solutions, qui sont les extrémités de la courbe de dispersion :

$$\omega_{\pm} = \frac{\pi c}{a} \sqrt{A_0 \pm |A_1|}. \quad (2.18)$$

Ainsi, aucun mode n'existe dans l'intervalle de fréquence :

$$\frac{\pi c}{a} \sqrt{A_0 - |A_1|} < \omega < \frac{\pi c}{a} \sqrt{A_0 + |A_1|}, \quad (2.19)$$

qui est d'autant plus grand que la modulation de la constante diélectrique  $A_1$  est importante et qui disparaît totalement lorsque  $A_1 = 0$  (matériau homogène). C'est cet intervalle que l'on appelle bande interdite – *gap* en anglais. Ce modèle simple permet déjà de voir que si l'on souhaite augmenter la largeur de la bande interdite, il faudra augmenter la modulation de  $\varepsilon$ , c'est-à-dire augmenter le contraste d'indice entre les deux matériaux.

On peut interpréter ces résultats de la façon suivante (voir Fig. 2.3). Loin des bords de zone, la courbe de dispersion est proche de la courbe des dispersion des photons dans un matériau homogène avec l'indice moyen de la structure : la perturbation provoquée par la modulation reste négligeable. Lorsqu'on se rapproche 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. En fait, deux courbes de dispersion ne peuvent se croiser, et là où elles le devraient il se produit un anti-croisement et une bande interdite apparaît. À l'intérieur de la bande interdite, aucun mode n'est disponible. La propagation d'un photon possédant une telle fréquence est impossible : le

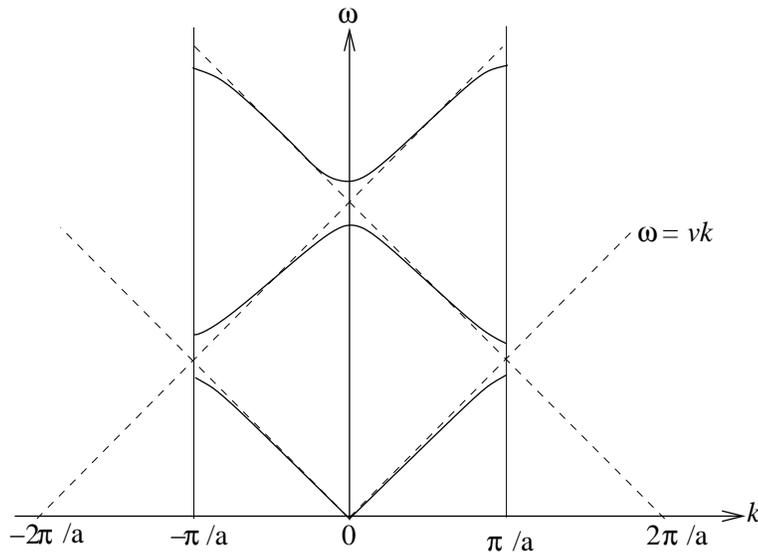


FIG. 2.3 – Relation de dispersion pour un cristal photonique unidimensionnel. Les limites de la première zone de Brillouin sont indiquées par les deux traits verticaux, et les droites de dispersion d'un matériau uniforme sont en pointillés.

milieu forme alors un réflecteur parfait. Bien entendu, le réflecteur ne serait parfait que dans le cas idéal d'un matériau non absorbant répété à l'infini, ce qui n'est jamais le cas en pratique.

Un autre façon de voir les choses est de considérer le champ associé aux deux modes  $\omega_+$  et  $\omega_-$ . On peut montrer que le mode de haute fréquence possède des maxima de champ électrique localisés dans le matériau de bas indice, tandis que le mode basse fréquence est plutôt localisé dans les zones où la constante diélectrique est importante. Ces deux distributions de champ de symétries opposées ne pouvant exister simultanément à la même fréquence, elles sont séparées par une bande interdite (voir par exemple [Joannopoulos *et al.* 95]).

## 2.2 Cristaux photoniques 2D

Afin d'obtenir une bande interdite complète, c'est-à-dire un domaine spectral interdisant la propagation des photons dans les trois directions de l'espace, un cristal photonique 3D est nécessaire. Pourtant, dans le domaine optique, les cristaux photoniques bidimensionnels restent les plus réalisés et étudiés en pratique. En effet, même si de grands progrès ont été réalisés ces dernières années, la fabrication de cristaux 3D reste un défi technologique que peu de laboratoires sont encore en mesure d'affronter. De plus, la fabrication des cristaux 2D sur semi-conducteurs III-V ou silicium tire profit des techniques issues de la microélectronique, permettant l'obtention de structures de taille submicronique avec une bonne fiabilité.

### 2.2.1 Diagramme de bandes

Commençons par considérer le cas imaginaire d'un cristal véritablement 2D (c'est-à-dire possédant une extension infinie dans la troisième direction de l'espace), comme par exemple le

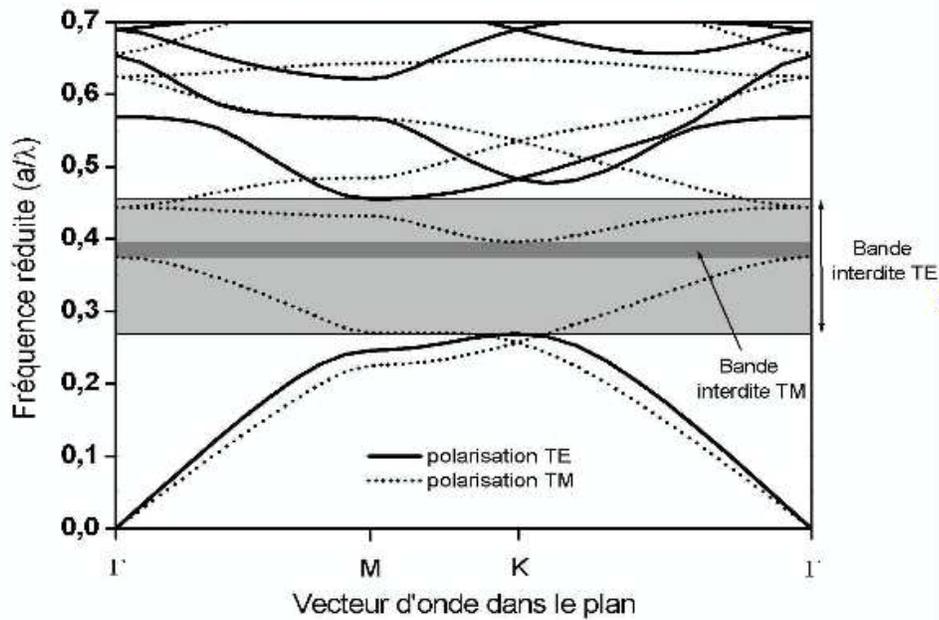


FIG. 2.4 – Structure de bandes pour un cristal bidimensionnel constitué d'un réseau triangulaire de trous d'air dans une matrice diélectrique ( $\epsilon = 12$ ) avec un facteur de remplissage en air de 63% ( $r/a = 0,43$ ). Les bandes pour la polarisation TE sont en traits pleins et en pointillés pour la polarisation TM.  $\lambda$  est la longueur d'onde dans le vide,  $r$  le rayon des trous et  $a$  le paramètre de maille du réseau (d'après [Zelmann 03]).

réseau de trous d'air de la Fig. 2.1a. Dans ce cas, on peut décomposer le champ électrique en deux polarisations indépendantes, TE (le champ électrique est perpendiculaire aux cylindres d'air) et TM (le champ électrique est parallèle à l'axe des cylindres). Le résultat du calcul de la structure de bandes obtenu par la méthode des ondes planes<sup>1</sup> est reporté sur la Fig. 2.4.

On voit apparaître une bande interdite assez large pour la lumière polarisée TE, tandis que la bande interdite se réduit fortement pour les modes polarisés TM. Par conséquent, la bande interdite complète du cristal, qui correspond à l'intersection des bandes interdites pour les deux polarisations, est étroite. C'est pourquoi bien souvent les cristaux photoniques réalisés en pratique ne possèdent pas de bande interdite complète, mais une bande interdite valable pour une seule polarisation.

### 2.2.2 Le problème de la troisième direction

En pratique, pour réaliser un cristal 2D, le premier problème auquel il faut répondre est celui de la troisième direction de l'espace : il faut trouver un moyen d'empêcher les photons de fuir hors du plan du cristal photonique. Pour cela, la réponse généralement employée est le cristal photonique en géométrie de guide d'onde : la lumière est confinée dans le plan du cristal photonique par guidage réfractif. En d'autres termes, le cristal est inscrit dans une couche d'un

<sup>1</sup>La méthode des ondes planes est un modèle numérique basé sur un développement de Fourier du champ magnétique et de la constante diélectrique dans l'éq. (2.6). C'est le modèle le plus employé pour calculer les structures des bandes des cristaux photoniques (pour plus détails voir par exemple [Lourtioz *et al.* 03], chap. 1).

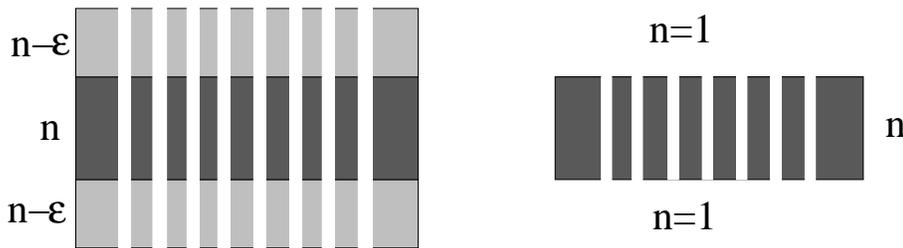


FIG. 2.5 – Géométrie des deux grandes approches pour réaliser le confinement dans la troisième direction : approche substrat, ou confinement faible (à gauche) et approche membrane, ou confinement fort (à droite).

matériau d'indice de réfraction élevé qui confine la lumière en son sein par réflexion totale. Pour ce faire, deux grandes approches ont été développées. Dans l'approche dite "substrat", le contraste d'indice entre la couche guidante et le matériau qui l'entoure est faible. Cela signifie que l'extension spatiale du mode guidé dans le substrat est importante, et que par conséquent il sera nécessaire de graver le cristal assez profondément dans le substrat. Dans l'approche dite membrane, le contraste est au contraire le plus grand possible, par exemple en faisant en sorte que la couche guidante soit environnée d'air. Le confinement est alors très fort. Les deux approches ont leurs avantages et leurs inconvénients, que nous ne détaillerons pas ici. En effet, dans l'approche substrat le mode guidé se propageant en profondeur, il apparaît que son étude par microscopie en champ proche ne sera pas aisée. C'est pourquoi nous allons maintenant détailler le cas de l'approche membrane, qui correspond au cas des échantillons que nous avons étudiés au cours de ce travail de thèse.

### 2.2.3 Cristaux photoniques sur membrane

Au sein de l'approche membrane, on peut distinguer deux cas. La *membrane suspendue* correspond au cas où la couche guidante est effectivement entourée d'air : le contraste d'indice est alors maximal, au prix d'une relative fragilité. La *membrane reportée* correspond au cas où la couche guidante est reportée par collage moléculaire sur un substrat d'indice peu élevé, en général de la silice. Cette technologie permet d'obtenir des cristaux plus résistants, tant mécaniquement que thermiquement.

Un autre point important est que le diagramme de bandes que nous avons présenté pour un cristal 2D n'est plus exact pour le cristal en géométrie de guide d'onde ([Johnson *et al.* 99]). Un diagramme de bandes tenant compte de la géométrie de guide est présenté sur la Fig. 2.6. La modification essentielle est l'apparition sur le diagramme de bandes du *cône de lumière* (tirets sur la Fig. 2.6) . Les modes situés sous le cône de lumière sont les modes guidés, confinés dans le guide d'onde (leur vecteur d'onde dans la direction perpendiculaire au guide est imaginaire pur) et ne pouvant en théorie se coupler avec les modes rayonnés. Les modes situés dans le cône de lumière comprennent les modes quasi-guidés (ou modes à pertes), qui sont fortement localisés dans le guide d'onde mais possèdent une composante radiative non nulle dans la direction perpendiculaire au guide, et le continuum des modes radiatifs, qui sont des modes complètement délocalisés. Le confinement étant fort dans une membrane, les modes auxquels on a généralement affaire sont des modes guidés. C'est d'ailleurs l'un de ses avantages par rapport à l'approche substrat, qui oblige à travailler avec des modes à pertes. En revanche, les modes fortement guidés

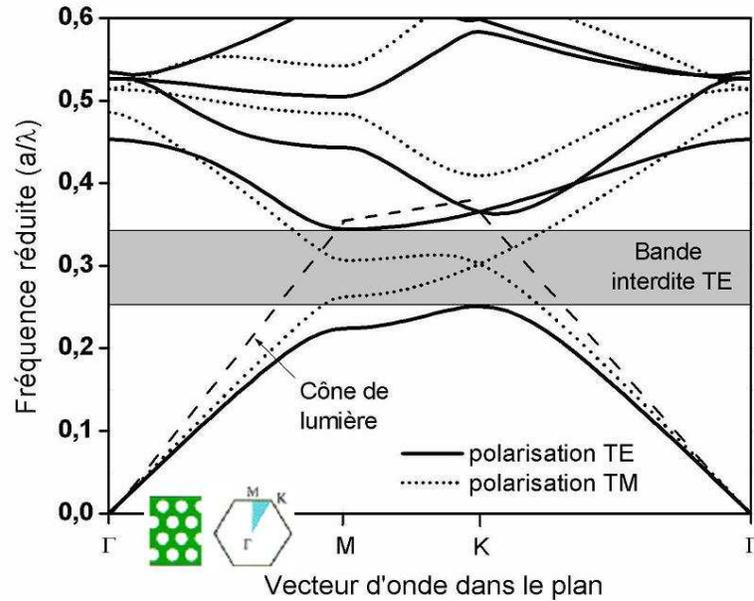


FIG. 2.6 – Structure de bandes pour un cristal bidimensionnel semblable à celui de la Fig. 2.4, mais en géométrie de guide d'onde. Le cône de lumière est indiqué.

de la configuration membranaire souffrent de pertes hors-plan par diffraction importantes.

## 2.3 Modes de défaut

Dans tout ce qui précède, nous n'avons considéré que des cristaux photoniques parfaits, c'est-à-dire dont le motif se répète sinon à l'infini, du moins sur tout le cristal. Que se passe-t-il si un défaut apparaît dans la structure du cristal, par exemple si on omet de graver un trou dans le cristal 2D étudié précédemment ? Pour comprendre, il est utile de revenir à la précieuse analogie avec la physique du solide. Lorsqu'on dope un semi-conducteur, on fait apparaître des modes de défaut (ou modes d'impuretés) qui se manifestent au sein du diagramme de bandes par l'apparition de modes au sein de la bande interdite. Là où auparavant aucun électron ne pouvait exister, des modes sont désormais permis, la position spectrale de ces modes pouvant de plus être choisie en ajustant par exemple le type de dopant.

L'analogie formelle qui existe entre les cristaux de la physique du solide et les structures à bande interdite de photon nous permet de prévoir qu'un phénomène analogue va se produire dans les cristaux photoniques. Dans l'exemple du trou omis au sein d'un réseau par ailleurs parfait, on peut deviner qu'un mode localisé va apparaître au niveau du défaut. En fait, deux grands types de modes de défaut peuvent exister : les microcavités (défauts ponctuels) et les guides (défauts étendus).

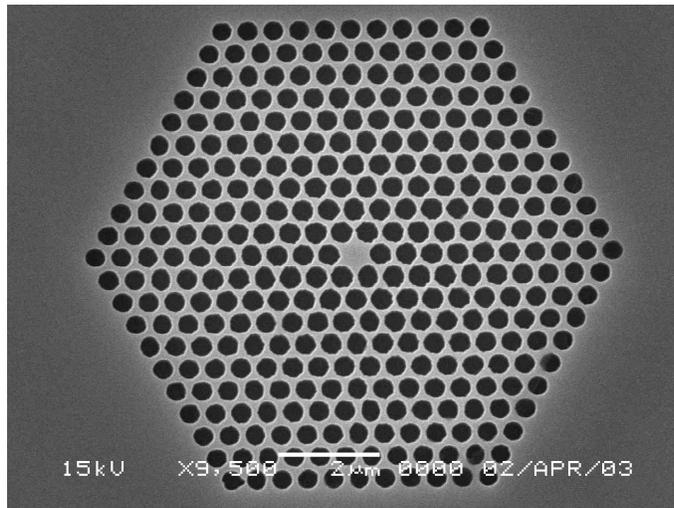


FIG. 2.7 – Exemple de cavité H1. (échantillon LEOM)

### 2.3.1 Cavités à cristaux photoniques

Dans ce cas, l'objectif visé est le confinement de la lumière dans une cavité. Le défaut (en général un ou plusieurs trous non gravés) est un défaut ponctuel entièrement entouré par un cristal photonique. Pour des fréquences comprises dans la bande interdite, un cristal photonique se comportant comme un miroir quasi-parfait, il apparaît que ce type de structure devrait permettre la réalisation de cavités possédant un grand facteur de qualité (c'est-à-dire un temps de séjour des photons dans la cavité long). Un cliché de microscopie électronique d'une microcavité réalisée dans un cristal photonique 2D est présenté sur la Fig. 2.7. Un seul trou a été omis au centre du cristal photonique. Cette absence de trou forme une cavité où le confinement est réalisé par le cristal photonique dans le plan de la membrane et par guidage réfractif dans la direction perpendiculaire à la membrane. On parle alors de cavité "H1" (H car la cavité est hexagonale, et 1 parce qu'un seul trou est manquant).

Les premières simulations de telles microcavités dans des cristaux photoniques prédisaient des facteurs de qualité extrêmement élevés, atteignant facilement des valeurs supérieures à 10000 ([Villeneuve *et al.* 96]). Ces facteurs de qualité ne furent pas au rendez-vous une fois les cavités fabriquées, et ceci essentiellement parce que les calculs supposaient des cristaux infinis dans la troisième direction. Lorsqu'on tient compte des pertes par diffraction, les facteurs de qualité atteignent des valeurs plus faibles. Dans une cavité H1 telle que celle de la Fig. 2.7, on observe des facteurs de qualité d'environ 100, tandis que  $Q$  peut atteindre des valeurs supérieures à 1000 sur des cavités de plus grande largeur ([Monat *et al.* 03]). Cela est dû au fait que les modes confinés dans des cavités de petite taille ont des extensions spatiales qui débordent facilement sur les trous, ce qui conduit en général à une diffraction plus importante. Il est alors nécessaire, pour atteindre des facteurs de qualité élevés, de procéder à un "design" particulier de la cavité. Un facteur de qualité d'environ 45000 a ainsi pu être obtenu ([Akhane *et al.* 03]).

Quand on parle de cavités optiques, l'application qui vient immédiatement à l'esprit est la mise au point de lasers. Il suffit en théorie d'insérer un matériau actif à l'intérieur de la cavité pour obtenir un microlaser. La première réalisation d'un microlaser utilisant pour cavité un défaut inscrit dans un cristal photonique 2D sur membrane suspendue et pour matériau laser

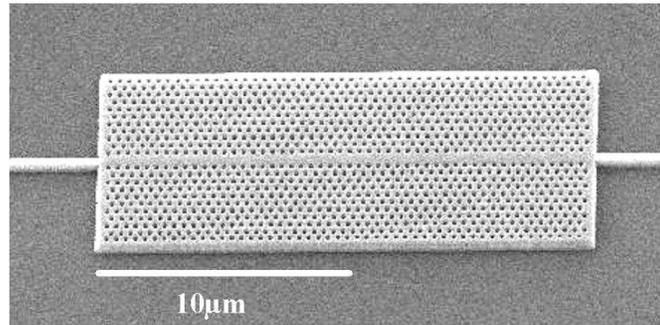


FIG. 2.8 – Exemple de guide W1 à cristal photonique. Ce guide est adressé par un guide ruban classique. (d’après [Zelmann 03])

quatre puits quantiques insérés au centre la membrane a été rapportée par [Painter *et al.* 99]. Plus récemment, une approche alternative a été proposée ([Monat *et al.* 02]) : il s’agit d’utiliser – dans un cristal photonique sans défaut – les branches ”plates” de la courbe de dispersion. Ces branches possédant une pente quasi-nulle, il leur est associé une densité de modes optiques très grande, et c’est l’ensemble du cristal photonique qui constitue la ”cavité”. Les bandes plates du diagramme de bande se situant généralement en bord de zone de Brillouin (point  $\Gamma$  de la zone de Brillouin), l’émission sera alors quasi-verticale. Ce type de composant est appelé laser à mode de Bloch, par opposition aux lasers à modes de défaut.

### 2.3.2 Guides à cristaux photoniques

Ici, le défaut n’est plus ponctuel : c’est par exemple toute une ligne de trous qui a été omise, formant un défaut linéique (Fig. 2.8). La lumière ne pouvant pénétrer au sein du cristal photonique, elle est contrainte de se propager le long du défaut : on a ainsi réalisé un guide. Ce guide est appelé guide W1, car il est formé par l’omission de la gravure d’une ligne de trous. Les guides formés de l’omission de deux lignes de trous sont appelés W2, ceux de trois rangées de trous W3, etc.

Il est important de souligner le fait que le mécanisme de guidage est complètement différent de celui existant dans les guides optiques classiques, puisque ce n’est pas la réflexion totale due à la différence d’indice de réfraction qui assure le guidage, mais l’existence d’une bande interdite. La conséquence immédiate est que l’on peut envisager de fabriquer des guides optiques présentant des courbures importantes, chose impossible dans un guide basé sur la réflexion totale ([Chow *et al.* 01]). Toutefois, une limitation importante provient de la difficulté d’adresser de tels guides. Dans le cas où l’adressage se fait par un guide ruban, comme c’est le cas dans l’exemple de la Fig. 2.8, l’adaptation de mode provoque des pertes importantes à la jonction entre le guide ruban et le guide à cristal photonique (nous en verrons d’ailleurs un exemple au chapitre 4). Des solutions techniques existent, comme l’adjonction entre les deux structures guidantes d’un ”taper” réalisant l’adaptation modale de façon douce ([Talneau *et al.* 02]).

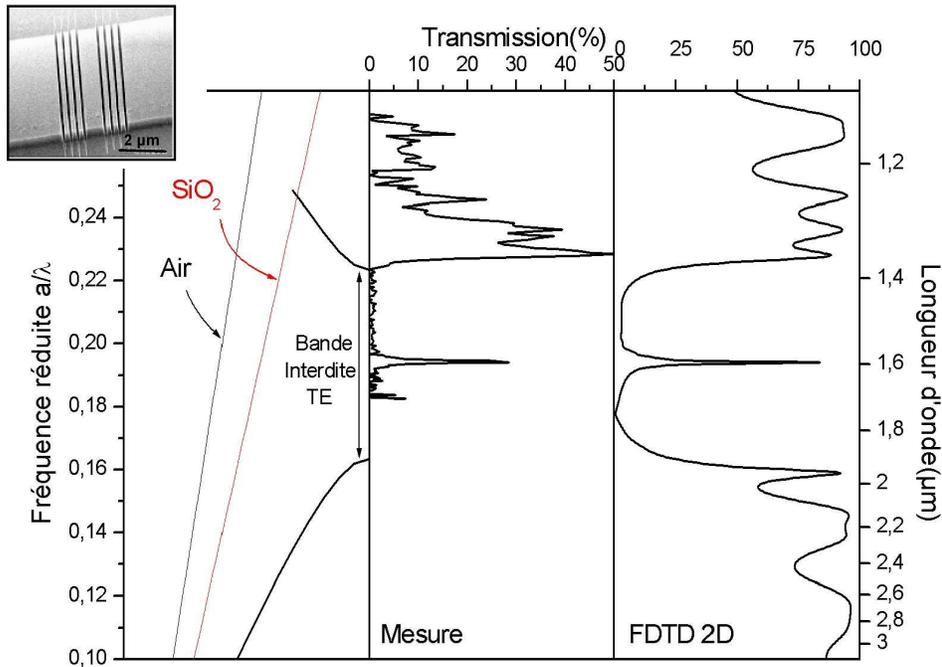


FIG. 2.9 – Étude en transmission d'un cristal photonique 1D sur membrane reportée. À gauche : diagramme de bandes du cristal, les deux lignes de lumière correspondant à l'air et à la silice ont été représentées. Au centre : spectre expérimental de transmission associé. À droite : simulation FDTD de la transmission. En insert : cliché MEB du cristal. Mesures et calculs effectués par Benoît Cluzel.

## 2.4 Méthodes de caractérisation

Après avoir brièvement passé en revue les briques de base des cristaux photoniques, nous allons maintenant nous intéresser aux méthodes expérimentales de caractérisation appliquées aux cristaux photoniques, à travers deux grandes méthodes : les mesures de transmission et les mesures par photoluminescence. Enfin nous donnerons un rapide état de l'art sur l'étude par microscopie en champ proche.

### 2.4.1 Mesures de transmission

Cette approche est sans doute la plus intuitive. L'idée est d'éclairer l'échantillon et de collecter la lumière qu'il transmet au travers d'un spectroscope pour en tirer un spectre de transmission (voir par exemple [Zelmann *et al.* 02, Zelmann 03]). Un exemple est présenté sur la Fig. 2.9.

L'échantillon étudié ici est une microcavité insérée dans un cristal photonique unidimensionnel formé en gravant des tranchées d'air périodiques dans un guide ruban planaire <sup>2</sup>. Le cristal se trouve sur une membrane en silicium sur isolant (SOI). Une cavité a été créée au centre du

<sup>2</sup>Il s'agit d'un échantillon similaire à celui que nous étudierons au chapitre 4.

cristal en créant un défaut, à savoir une tranche de silicium plus épaisse (cf. Fig. 2.9, en insert). À gauche de la Fig. 2.9, le calcul théorique des bandes du cristal – pour la polarisation TE uniquement – prévoit l’apparition d’une bande interdite entre 1,4 et 1,9 $\mu\text{m}$ . Notons que les deux branches permises du cristal étant situés sous les deux lignes de lumière (correspondant aux deux milieux qui entourent la membrane), il s’agit de modes guidés confinés de la membrane.

Un spectre expérimental de transmission est donné au centre de la Fig. 2.9. Pour obtenir ce spectre, la lumière issue d’une lampe blanche est injectée à l’aide d’un objectif de microscope à l’entrée de la structure. On recueille ensuite en sortie la lumière qui s’est propagée dans la structure et on l’analyse à l’aide d’un monochromateur. Pour obtenir la transmission absolue de la structure, ce spectre est normalisé par un spectre de référence obtenu sur un guide sans structure. Le spectre expérimental ne peut être obtenu pour des longueurs d’onde supérieures à 1,7 $\mu\text{m}$ , car on sort alors de la fenêtre spectrale du détecteur germanium qui a été utilisé pour les mesures. On peut voir sur le spectre que pour les longueurs d’onde comprises entre 1,4 $\mu\text{m}$  et la limite de détection, la transmission chute de manière drastique : c’est la bande interdite photonique. Au centre de cette bande interdite, un pic de transmission isolé correspond au mode de défaut. Le pic est étroit et il lui est associé un facteur de qualité  $\lambda/\Delta\lambda$  d’environ 80.

À droite de la Fig. 2.9 un calcul FDTD 2D simule la transmission au travers d’une telle structure. On peut constater le bon accord avec la mesure expérimentale. Toutefois, le pic associé au mode de cavité atteint dans la mesure un maximum de transmission bien moins important que celui prédit par le calcul. On peut expliquer en grande partie ce fait en notant que le calcul FDTD étant bidimensionnel, il ne tient pas compte des pertes hors-plan, notamment les pertes par diffraction qui ne manqueront pas de se produire aux interfaces silicium/air.

En résumé, la mesure d’un spectre de transmission permet de caractériser l’apparition des bandes interdites et des modes de défaut, et par conséquent elle permet de remonter au diagramme de bandes.

## 2.4.2 Mesures de photoluminescence

Cette approche ne peut s’appliquer qu’à des structures actives, c’est-à-dire à des cristaux photoniques comprenant une source interne telle que puits, fils ou boîtes quantiques. Nous allons entrer dans les détails en prenant pour exemple la méthode employée pour caractériser en champ lointain les échantillons étudiés au chapitre 3 – à savoir des microcavités de forme hexagonale insérées dans des cristaux photoniques 2D sur membrane (pour plus de détails voir par exemple [Lee *et al.* 99, Pottier 01, Monat *et al.* 03]).

Une diode laser d’excitation est fortement focalisée (diamètre du spot 1 à 2 $\mu\text{m}$ ) à l’intérieur de la cavité à l’aide d’un objectif de microscope. La plus grande partie de la lumière issue de la photoluminescence est guidée dans la membrane et interagit avec les miroirs qui entourent la cavité (le réseau de trous). Les modes de cavité ainsi obtenus vont subir des pertes hors-plan, dues à la diffraction de la lumière au niveau des premières rangées de trous. On peut recueillir ces pertes à l’aide du même objectif de microscope qui sert à l’excitation et analyser la lumière à l’aide d’un monochromateur. On obtient un spectre qui, en toute rigueur, est la superposition du spectre de la couche active et des modes de cavité. Un exemple de spectre de photoluminescence obtenu sur une microcavité inscrite dans un cristal photonique bidimensionnel est présenté sur la Fig. 2.10, dans le cas où le spot excitateur est focalisé dans la cavité. Un cliché MEB de la structure avec la cavité au centre est montré en insert. Une série de pics bien séparés spectralement est clairement visible. Chacun de ces pics correspond à un mode confiné. Le facteur de qualité  $Q$  qui leur est associé peut être calculé via la largeur du pic.

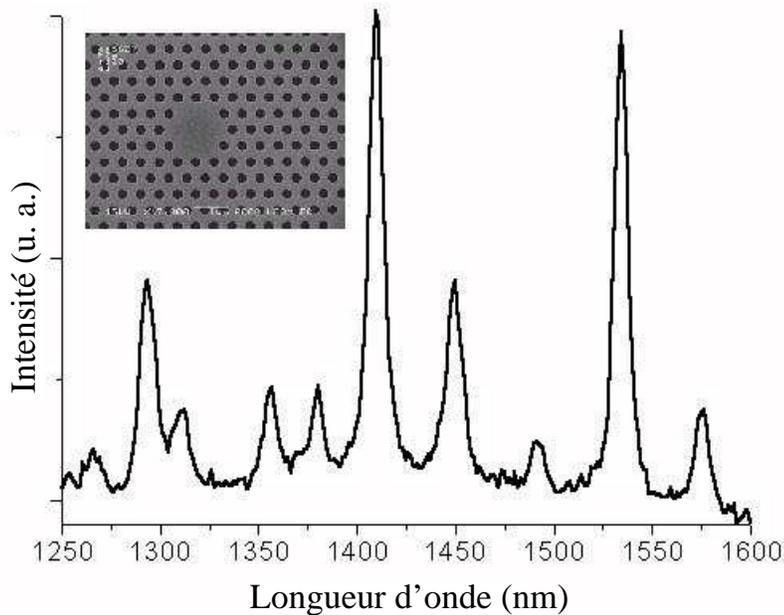


FIG. 2.10 – Spectre de photoluminescence enregistré sur une microcavité à cristal photonique (dans une configuration de type membrane suspendue), lorsque le spot d’excitation est focalisé à l’intérieur de la cavité. En insert : cliché de microscopie électronique de la microcavité. (d’après [Monat *et al.* 03])

### 2.4.3 Mesures en champ proche

C’est cette approche qui est au cœur de ce travail de thèse. En effet, les deux approches précédentes permettent de sonder les propriétés globales de la structure au travers de son diagramme de bandes. L’intérêt d’une étude par microscopie en champ proche est qu’elle permettrait de cartographier dans l’espace direct la distribution du champ électromagnétique à l’intérieur du cristal photonique – par exemple de cartographier le profil des modes confinés à l’intérieur d’une microcavité à cristal photonique.

Lorsque ce travail de thèse a débuté, assez peu d’articles concernant de telles études avaient été publiés. Ces articles pionniers concernaient des études préliminaires bien souvent cantonnées à des structures fonctionnant dans le visible. Parmi ces articles, nous pouvons citer les travaux suivants. [Phillips *et al.* 99] ont étudié un cristal photonique 2D parfait et mis en évidence un pic de signal dû à la diffraction hors du plan à l’entrée du cristal. [Vander-Rhodes *et al.* 97] ont imagé un cristal unidimensionnel. Bien que leurs mesures soient résolues en fréquence, les images ne sont guère convaincantes et il est difficile de conclure. Une étude sur une structure ressemblant fort à un cristal photonique 2D a été conduite par [Mulin *et al.* 00] : un arrangement périodique de plots permettant de coupler deux guides rubans.

Tout au long de cette thèse, des articles ont continué à paraître régulièrement, montrant à la fois les progrès effectués et la difficulté de mener ce type d’expériences. Le groupe de l’université de Twente ([Flück *et al.* 01, Flück *et al.* 03]) a étudié une ligne de trous périodiques inscrits dans un guide ruban : ils observent une décroissance exponentielle de l’intensité lumineuse collectée au-dessus des trous, qu’ils associent à la présence d’une bande interdite.

[Campillo *et al.* 01] ont étudié des cristaux 2D sans défauts et mis en évidence la difficulté d'obtenir un signal champ proche (c'est-à-dire issu des ondes évanescentes) sur ces structures fortement diffusantes. Ce point est d'une grande importance et nous avons fait parallèlement la même constatation lors de nos travaux – nous y reviendrons plus longuement lors du chapitre suivant. [Bozhevolnyi *et al.* 02] ont réussi à imager la propagation de la lumière dans des défauts du type guide insérés dans un cristal photonique 2D. [Shin *et al.* 02] ont étudié des cavités à cristaux photoniques constituant un microlaser et présentent quelques images SNOM. [Okamoto *et al.* 03] ont étudié des microcavités H1 dans des cristaux 2D sur membrane d'InP ressemblant fort à ceux que nous avons étudié : leurs résultats sont cohérents avec les nôtres. Enfin, très récemment, [Kramper *et al.* 04] ont imagé en champ proche un mode situé dans une cavité H1 insérée dans un guide. Ils observent sur leurs images une brisure de la symétrie du mode qu'ils attribuent à de faibles variations dans le rayon de certains trous parmi ceux limitant la cavité.

Comme ce bref état de l'art permet de le constater, le problème de l'imagerie en champ proche de la distribution d'intensité lumineuse dans des cristaux photoniques intéresse de nombreux groupes dont les efforts ne semblent pas se relâcher. C'est dans ce contexte que nous avons mené nos propres travaux, que les deux chapitres suivants ont l'ambition de présenter.



## Chapitre 3

# Étude de structures actives à cristaux photoniques

Dans ce chapitre, nous allons présenter les résultats obtenus en SNOM sur des microcavités inscrites dans des cristaux photoniques bidimensionnels sur membrane. L'étude se fait par le biais d'une source interne placée au centre de la membrane. Deux séries d'expériences sont présentées. La première est l'étude d'une microcavité en anneau inscrite dans une membrane suspendue. Cette expérience préliminaire nous permettra d'éclaircir les conditions nécessaires pour travailler sur ce type de structure. Ces enseignements seront mis à profit dans une seconde série d'expériences pour visualiser la distribution de l'intensité lumineuse dans des cavités inscrites sur une membrane reportée.

Les deux échantillons étudiés dans ce chapitre ont été réalisés au Laboratoire d'Électronique Optoélectronique et Microsystèmes (LEOM) de l'École Centrale de Lyon.

### 3.1 Expérience préliminaire

Dans cette section, nous allons présenter les résultats sur le premier cristal photonique actif que nous avons étudié. Il s'agit d'une microcavité à cristal photonique inscrite dans une membrane suspendue d'InP.

#### 3.1.1 Présentation de l'échantillon

L'échantillon est constitué d'un substrat d'InP sur lequel se trouve une membrane suspendue, elle aussi formée d'InP (Fig. 3.1). Au centre de la membrane se trouve une couche émettrice formée d'un puits quantique InAsP qui possède un spectre d'émission large d'environ 150nm et centré autour de  $\lambda = 1500\text{nm}$ . La photoluminescence issue du puits quantique est polarisée TE, ce qui signifie que le champ électrique est parallèle à la membrane. L'épaisseur de la membrane est fixée à  $\lambda/(2n)$ ,  $n$  étant l'indice de réfraction du matériau barrière, ici l'InP ( $n \approx 3,2$ ). En pratique, cela fixe l'épaisseur de la membrane à 245nm (cf Fig. 3.2, à droite). Dans ces conditions, un calcul élémentaire d'optique guidée permet de montrer que le guide plan ainsi formé supporte deux modes, le mode fondamental et le premier harmonique. Cependant, la couche émettrice se trouvant au centre de la membrane, le premier harmonique – qui présente un nœud au centre de la membrane – n'est pas excité. La membrane se comporte donc comme un guide monomode pour la lumière issue du puits quantique. En conséquence, l'émission dans la direction verticale est fortement inhibée et la majorité de la photoluminescence est émise dans le mode guidé de

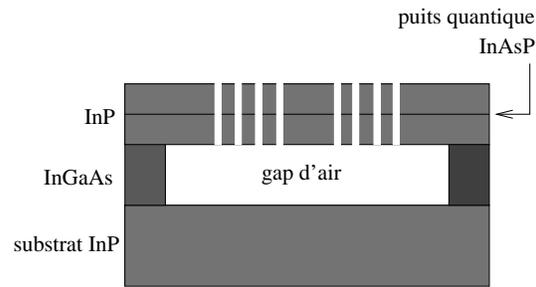


FIG. 3.1 – Schéma simplifié de l'échantillon. Une membrane d'InP est suspendue au-dessus d'un gap d'air.

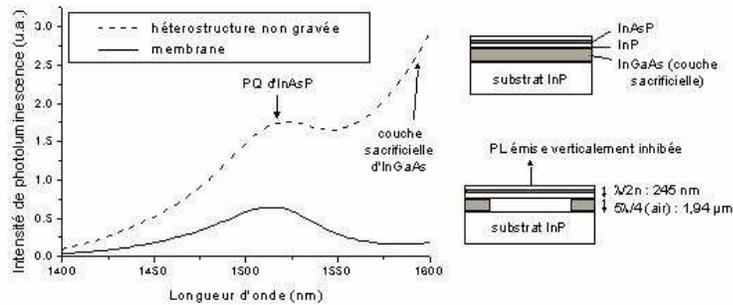


FIG. 3.2 – Spectres de photoluminescence en champ lointain des puits quantiques sur l'hétérostructure brute (tirets) et lorsque la membrane suspendue est gravée (traits pleins). L'émission verticale est fortement inhibée (d'après [Pottier 01]).

la membrane. On en a une illustration très claire en comparant les deux spectres présentés sur la Fig. 3.2, l'un correspondant à l'hétérostructure avant création de la membrane suspendue (tirets), l'autre une fois que la membrane a été gravée (traits pleins).

Le cristal photonique en lui-même est un réseau triangulaire de trous, le paramètre de maille étant de 560nm et le rayon des trous de 200nm. Avec ces paramètres, une bande interdite pour la polarisation TE existe pour les longueurs d'onde comprises entre 1250 et 1750nm. Tout le spectre de photoluminescence issu du puits quantique est donc situé dans la bande interdite et voit sa propagation interdite à l'intérieur du cristal photonique.

### 3.1.2 Principe de l'expérience

Sur le papier, l'idée de l'expérience est assez simple. On éclaire l'échantillon en réflexion avec une source visible qui vient exciter le puits quantique et la pointe SNOM vient recueillir la lumière issue de la photoluminescence. Pour l'excitation, nous avons utilisé un laser He-Ne ( $\lambda_e = 632,8\text{nm}$ ). Comme le rendement de photoluminescence du puits quantique est assez faible, il est nécessaire de focaliser fortement le faisceau laser afin d'avoir localement une puissance d'excitation importante. Pour ce faire, après avoir essayé différentes configurations, nous avons choisi de focaliser notre source à l'aide d'un extenseur de faisceau  $\times 20$  et d'un doublet de lentilles,

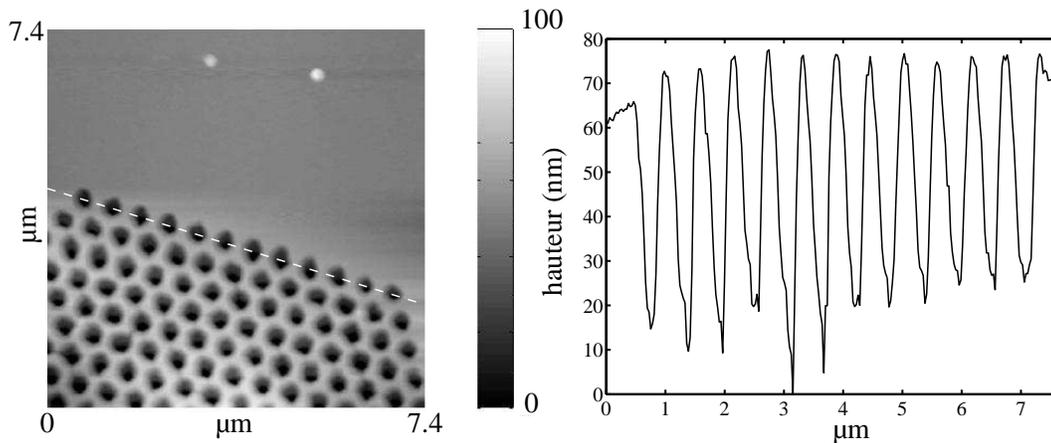


FIG. 3.3 – Image topographique d’une partie d’un cristal photonique sur un domaine de  $7,4\mu\text{m} \times 7,4\mu\text{m}$  (à gauche) et coupe de cette image suivant la ligne en pointillés (à droite).

l’ensemble permettant d’obtenir en théorie un faisceau focalisé sur une dizaine de microns avec une distance de travail suffisamment grande. En pratique, l’éclairage s’effectuant en réflexion avec un angle d’incidence de l’ordre de  $45^\circ$  et les alignements étant peu optimisés, le spot excitateur sur la surface avait une forme elliptique et une taille que nous avons pu estimer<sup>1</sup> à environ  $20\mu\text{m}$ . Pour la détection optique, nous avons utilisé un détecteur InGaAs, dont la fenêtre de détection couvrait l’ensemble du spectre de photoluminescence. Le détecteur ne possédant pas de circuit amplificateur intégré, il était relié à un amplificateur courant-tension à faible bruit de marque KEITHLEY.

### 3.1.3 Fonctionnement de la régulation

Nous allons commencer cette étude en ne nous intéressant d’abord qu’aux images topographiques, afin de considérer le fonctionnement de la régulation *shear-force*. En effet, le cristal étant constitué d’un réseau de trous, on peut se demander comment l’asservissement va réagir sur une surface présentant une topographie aussi marquée.

La Fig. 3.3 est une image topographique réalisée sur une partie d’un cristal photonique. Comme on peut le constater, l’asservissement ”voit” la structure périodique des trous. Si de plus on considère la coupe (partie droite de la Fig. 3.3), on constate qu’en fait, pour suivre la topographie de la surface, la pointe s’enfonce dans les trous sur une profondeur d’environ 60 à 70nm – ce qui est une valeur importante si l’on se rappelle que la membrane suspendue fait 245nm d’épaisseur. Cette profondeur de pénétration dans les trous dépend, outre de la taille de l’extrémité de la sonde, des différents paramètres de la régulation, mais principalement de la taille du domaine balayé – c’est à dire en fait de l’échantillonnage. Plus la ligne balayée est finement échantillonnée, plus la pointe pénètre dans les trous. Quoi qu’il en soit, la régulation *shear-force* fonctionne bien et n’endommage pas la membrane lors du balayage.

Un autre exemple d’image topographique est donné sur la Fig. 3.4. Le domaine de balayage étant plus grand, la pointe s’enfonce dans les trous sur une profondeur moindre (40nm au mieux).

<sup>1</sup>Pour estimer la taille du spot d’excitation, nous avons réalisé une image du spot de photoluminescence résultant sur une zone non gravée de l’échantillon.

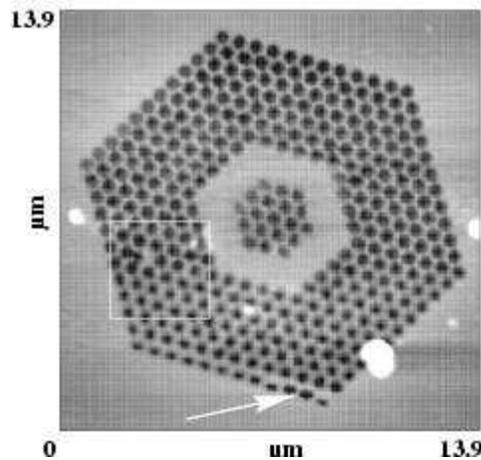


FIG. 3.4 – Image topographique du cristal photonique avec une cavité en anneau.

Ce cristal possède en son centre une cavité hexagonale en anneau. On peut d'ores et déjà noter que le cristal présente deux défauts dans sa structure. Au niveau de la flèche, une rangée de trous est légèrement décalée et au centre du carré, un trou a été mal gravé. Nous reviendrons sur ces défauts de fabrication lors de l'analyse des images optiques.

### 3.1.4 Choix de la sonde

Notre choix s'étant fixé sur des pointes non métallisées et réalisées par attaque chimique (cf. section 1.3.2), le problème qu'il restait à résoudre était de savoir si nous allions utiliser des sondes fabriquées à partir d'une fibre monomode ou multimode. Puisque nous nous attendions à observer de faibles niveaux de signal optique (dus au faible rendement de luminescence), nous avons commencé par travailler avec le type de sonde qui nous assurerait le plus haut niveau de signal, à savoir une fibre multimode. La Fig. 3.5 est une image SNOM obtenue sur le cristal avec une cavité en anneau (Fig. 3.4).

On peut voir sur l'image une zone assez lumineuse qui doit correspondre à la zone où se trouve le spot excitateur. De plus, les bords du cristal forment une ligne plus lumineuse. Le plus étonnant est que de la lumière soit présente dans la zone des trous. Si on regarde par exemple ce qui se passe en bas à droite de l'image, on a l'impression que la lumière n'est pas affectée par la structure périodique alors que son énergie est comprise dans la bande interdite. En revanche, on n'observe pas d'augmentation du niveau de signal à l'intérieur de la cavité, alors qu'on s'attend à en trouver. Tout ceci doit nous inciter à considérer avec prudence cette image optique. La sonde multimode ayant un cône de détection important et le cristal photonique étant un objet fortement diffractant, on peut interpréter cet effet de la façon suivante. La pointe, à un instant donné, collecte non seulement la lumière se trouvant sous son apex mais également des composantes diffractées provenant des points voisins : l'information locale est perdue.

C'est pourquoi, afin de réduire le cône de détection, nous avons décidé de travailler avec des pointes monomodes. La conséquence la plus immédiate a été la chute brutale du niveau de signal avec lequel nous avons dû travailler. Nous avons dû pousser notre amplificateur dans ses retranchements et malgré cela nous étions très proches de la limite de détection. Mais comme nous allons le voir dans la section suivante, nous avons pu recueillir une information locale.

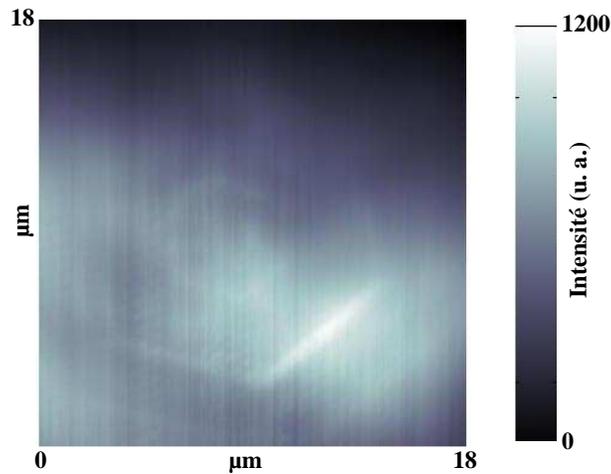


FIG. 3.5 – Image SNOM d'un cristal photonique obtenue avec une sonde multimode.

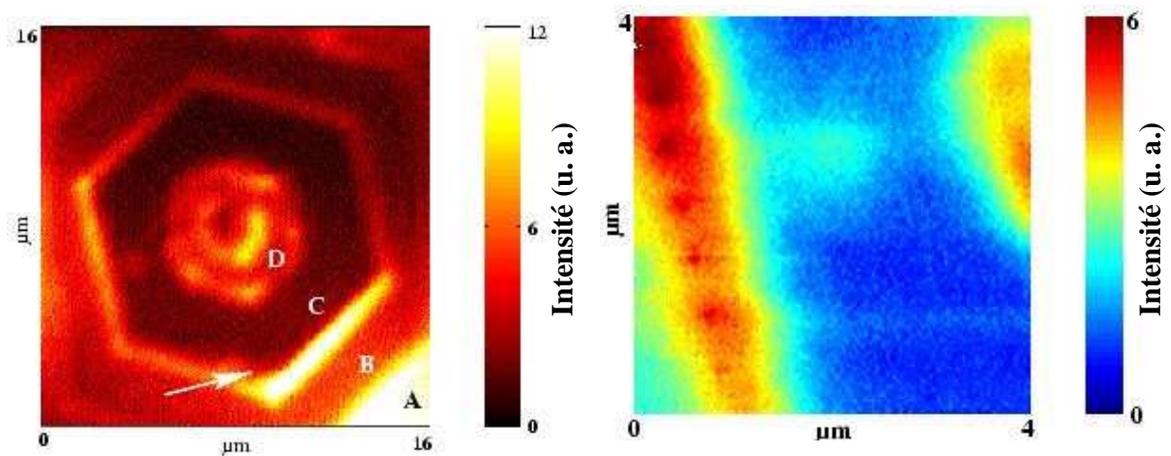


FIG. 3.6 – Images optiques du cristal photonique avec une cavité en anneau : image globale (à gauche) et zoom à l'intérieur du domaine délimité par le carré de la Fig. 3.4 (à droite). Les lettres sur l'image globale font référence aux différentes parties de la structure (voir texte).

### 3.1.5 Etude d'une cavité en anneau

Nous allons maintenant présenter les résultats que nous avons obtenus sur la même structure mais en utilisant une sonde monomode.

L'image optique correspondant à l'ensemble de la structure est présentée sur la Fig. 3.6, à gauche. On peut voir que la distribution de lumière obtenue est assez complexe et nous allons maintenant nous attacher à l'analyser. Le spot excitateur issu du laser He-Ne couvrait la majeure partie du cristal, avec son maximum situé approximativement en bas à droite de l'image. Le profil d'intensité de ce spot étant d'allure gaussienne, cela explique pourquoi la quantité de lumière recueillie est globalement plus importante dans la partie inférieure de l'image.

La partie la plus lumineuse de l'image est située tout en bas à droite de l'image (région notée A), tandis que dans la zone qui lui est immédiatement adjacente le signal chute brutalement (région B). Ce résultat peut sembler étonnant alors qu'un coup d'oeil à l'image topographique montre que dans ces deux zones la surface n'est pas structurée. Pour comprendre ce phénomène, il nous faut préciser la façon dont l'échantillon est fabriqué. La membrane suspendue est créée dans les dernières étapes du processus, une fois le réseau de trous gravé, par une attaque chimique d'une couche sacrificielle située sous la membrane. Cette attaque se fait directement au travers des trous. Par conséquent, la taille latérale de la membrane est très limitée et celle-ci ne s'étend pas à plus de quelques microns des trous. On comprend alors les différences observées sur l'image optique. La région A correspond à une zone où la membrane n'existe pas. La lumière issue du puits quantique n'étant pas guidée, il existe une émission verticale de lumière importante qui est directement collectée par la sonde. Dans la région B, la membrane suspendue existe et par conséquent la photoluminescence est très majoritairement émise au sein du mode guidé fondamental de la membrane. Ce mode étant fortement confiné, la pointe collecte au-dessus de la région B un signal qui correspond à trois termes : une partie associée à la partie évanescente du mode guidé (que la sonde convertit en un mode guidé de la fibre), une partie correspondant à des ondes radiatives provenant de la diffusion du mode guidé provoquée par les inévitables irrégularités de surface et, dans une moindre mesure, à une petite quantité de photoluminescence émise verticalement. Les poids respectifs de ces composantes ne peuvent pas être estimés directement, mais le contraste d'indice existant entre la pointe en silice et la membrane semi-conductrice étant très important, l'efficacité du couplage évanescent entre le mode guidé de la membrane et la fibre s'en trouve grandement réduite. Par conséquent, on peut affirmer que le signal observé au-dessus de la région B provient majoritairement de la diffusion du mode guidé par la rugosité de surface. Quoi qu'il en soit, l'image optique nous donne une bonne idée de la largeur réelle de la membrane suspendue, dont les contours sont visibles tout autour de la structure.

Lorsqu'on s'approche du cristal photonique, on peut voir qu'à l'interface entre le guide non structuré (région B) et la zone des trous (région C), il existe une ligne brillante centrée sur la première rangée de trous. Au delà de cette ligne, on se trouve à l'intérieur du cristal où le niveau de signal détecté chute d'un facteur deux à trois par rapport à la région B. En effet, une partie de la photoluminescence générée dans la zone de la membrane va se propager en direction du cristal photonique. Cette lumière possédant une énergie située à l'intérieur de la bande interdite du cristal, elle ne peut pénétrer la zone des trous et lorsqu'elle y arrive, elle est en partie réfléchie et en partie diffractée hors du plan de la membrane. C'est cette lumière diffractée hors-plan qui est recueillie par la sonde au-dessus de la première rangée de trous, un phénomène qui avait déjà été observé en champ proche précédemment ([Phillips *et al.* 99]). Toutefois, à la différence de ce qui était observé par ces auteurs, aucun phénomène d'interférences dans le guide ne peut être observé dans notre cas, puisque la lumière issue du puits quantique est incohérente.

À l'intérieur du cristal photonique (région C), un niveau de signal proche de zéro et homogène est observé. Bien que la pointe s'enfonce dans les trous, on n'observe pas dans cette zone de corrélation entre la topographie de la surface et la réponse optique du cristal. La sonde collecte la même quantité de signal que ce soit à l'intérieur des trous ou au-dessus d'eux. Ce point mérite d'être souligné, puisque même si le niveau de signal global est faible, les trous devraient fortement diffracter la lumière hors du plan de la membrane. Rien de tel n'étant observé ici, il nous faut conclure que le faible niveau de signal observé est provoqué par l'inhibition de l'émission de photoluminescence dans le plan de la membrane par le cristal. Les porteurs générés à l'intérieur du puits quantique ne peuvent se recombinaison radiativement, puisque l'énergie du

photon qui devrait être émis lors de la recombinaison est située dans la bande interdite. La photoluminescence est ainsi inhibée dans le plan de la membrane et le signal collecté par la pointe provient de la petite quantité de lumière émise verticalement.

Autour de la région D, des deux côtés de la cavité, on retrouve le phénomène de diffraction par la première rangée de trous qui était observé à l'interface entre les régions B et C. Il est intéressant de noter que nous avons ici confirmation du fait que la lumière collectée dans les expériences de caractérisation des cavités en champ lointain (cf. section 2.4.2) provient essentiellement des pertes hors-plan provoquées par la première rangée de trous qui limite la cavité. En revanche, il est difficile de conclure sur la distribution de lumière que l'on observe à l'intérieur de la cavité (région D). Il ne nous est pas possible d'affirmer que cette distribution correspond à un mode de cavité, puisque nous ne savons pas quelle quantité de la lumière recueillie provient du couplage évanescent entre le mode de cavité et la sonde et quelle partie provient des pertes hors-plan. De plus, le raisonnement que nous avons tenu précédemment sur la faible efficacité du couplage évanescent est toujours valide et nous incite à penser qu'en fait le signal collecté provient majoritairement des pertes. La distribution spatiale du mode à l'intérieur de la membrane InP demeure cachée car la pointe ne parvient pas à extraire une part suffisante de la lumière guidée. Ce problème de la faible efficacité du couplage évanescent entre la pointe et la structure guidante dans laquelle le cristal est gravé a été observé parallèlement à nos travaux par un autre groupe ([Campillo *et al.* 01]). Cependant, l'observation en champ proche nous donne accès à la distribution spatiale des pertes hors-plan. Un exemple en est donné sur la Fig. 3.6 (image de droite).

Cette image est une image optique enregistrée à l'intérieur du carré de l'image topographique, donc dans la zone où se trouve le trou mal gravé. L'image optique montre qu'au-dessus de ce défaut involontaire dans la structure périodique le niveau de signal détecté augmente. Mais analysons tout d'abord le reste de l'image. Des deux côtés de l'image, on observe deux zones brillantes qui correspondent aux pertes par diffraction sur la première rangée de trous, à l'extérieur du cristal (à gauche de l'image) et au bord de la cavité en anneau (à droite de l'image). Partant de la ligne brillante de droite, au-dessus du trou mal gravé, une langue de lumière pénètre à l'intérieur du cristal photonique. Deux explications viennent à l'esprit pour expliquer ce phénomène. La première est que ce trou mal gravé provoque une rupture dans la périodicité du cristal photonique et donc l'apparition d'un défaut (une microcavité) à l'intérieur du cristal. Cette microcavité peut émettre de la photoluminescence qui va être diffractée hors du plan de la membrane par les trous qui l'entourent, provoquant l'augmentation du signal observée. La seconde explication met en avant la lumière provenant de l'extérieur du cristal, qui dans le voisinage du défaut rencontre une structure formée seulement de deux lignes de trous. Cette structure formant un miroir de mauvaise qualité, une partie non négligeable de la lumière peut pénétrer localement le cristal. Ces deux effets coexistent *a priori* et il est difficile si l'un d'eux est dominant. Un phénomène similaire se produit au niveau de ligne de trous qui a été légèrement décalée par rapport au reste de la structure lors de la gravure (flèche sur les Fig. 3.4 et 3.6) : la lumière pénètre plus profondément le cristal à l'endroit du défaut. Les deux explications développées plus haut pour le défaut ponctuel s'y appliquent directement. Ainsi, même si le signal mesuré en champ proche est majoritairement un signal lié aux pertes hors-plan – comme dans les expériences en champ lointain – notre expérience nous permet de localiser spatialement ces pertes.

### 3.1.6 Conclusions sur cette expérience

Nous allons maintenant essayer de dresser quelques conclusions générales afin d'en tirer des idées directrices pour la suite. Le premier résultat est le bon fonctionnement de notre régulation sur ces structures à trous. L'asservissement a une bonne stabilité et permet de sonder la structure de façon non destructrice <sup>2</sup>. Le deuxième résultat est plus ambigu : si nous avons réussi à obtenir une réponse optique locale du cristal photonique, cette réponse est davantage liée aux pertes qu'à une véritable réponse de champ proche. L'image obtenue est intéressante et permet d'obtenir des informations qualitatives sur les pertes, mais son intérêt par rapport aux techniques du champ lointain reste limité. Notre objectif affiché, c'est-à-dire une cartographie locale de la distribution de l'intensité lumineuse à l'intérieur d'un cristal photonique, n'est pas atteint. Ce résultat est décevant de prime abord, mais allons-nous pour autant jeter l'éponge ? Non, car cette expérience préliminaire nous permet de pointer du doigt les difficultés et d'essayer d'y trouver des réponses efficaces.

Le problème essentiel qui se pose à nous est la faiblesse du champ évanescent par rapport au champ radiatif. La présence d'une quantité importante de champ radiatif est inévitable sur de telles structures et n'est pas en soi un problème, à partir du moment où il existe une quantité de champ évanescent suffisante. Deux solutions sont envisageables. La première – et *a priori* la plus prometteuse – est d'augmenter le taux de couplage entre la sonde et le guide, en réduisant le contraste d'indice qui existe entre les deux. Une solution serait d'utiliser des pointes réalisées dans un matériau de haut indice qui soit transparent dans notre gamme de longueur d'onde (InP ou Si), cette pointe étant intégrée sur une fibre optique pour amener la lumière au détecteur. Cette solution est hors de portée de nos moyens technologiques et c'est pourquoi nous l'avons écartée. L'autre solution est bien plus simple : pour augmenter la quantité de signal issu du champ évanescent, il suffit d'augmenter la quantité totale de signal, en augmentant par exemple la puissance du signal excitateur. Nous avons commencé par passer d'un laser He-Ne à une diode laser dotée d'une optique de focalisation intégrée permettant d'obtenir un spot circulaire de  $9\mu\text{m}$  de diamètre avec une grande distance de travail. La première de ces diodes possédait une puissance de 35mW et émettait à une longueur d'onde de 635nm. Nous avons pu constater avec cette source une nette augmentation du niveau de signal détecté sur les zones non gravées. Malheureusement, dès que le spot excitateur était déplacé sur la membrane suspendue, cette dernière ne tenait pas la puissance et se rompait sous l'effet du choc thermique. Nous avons partiellement résolu ce problème en diminuant la puissance de la source et en passant à une longueur d'onde de 780nm, qui présente le double avantage d'être mieux absorbée par les puits quantiques et qui présente un meilleur comportement thermique. Dans le même temps, nous avons fait l'acquisition d'un détecteur InGaAs de meilleure qualité et pourvu d'un système de refroidissement par effet Peltier. Cependant, malgré les améliorations constatées, le signal restait faible et il a nous fallu passer à un nouvel échantillon, fruit des progrès technologiques réalisés au LEOM. L'étude de cet échantillon est l'objet de la section suivante.

---

<sup>2</sup>Il nous faut toutefois avouer qu'en réalité notre méthode n'est non destructrice qu'à court terme. En effet, après quelques jours de travail sur la même structure, outre les classiques pollutions en surface, il est presque inévitable qu'un dysfonctionnement ponctuel de la régulation – dû par exemple à la mise en route d'un appareil fortement consommateur d'électricité dans le bâtiment – provoquera une collision entre la pointe et la surface, conduisant de façon quasi certaine à une rupture de la membrane.

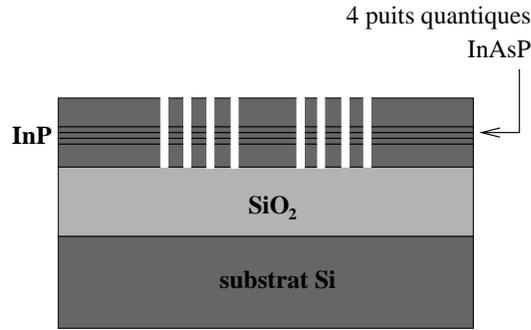


FIG. 3.7 – Schéma simplifié de l'échantillon sur membrane reportée sur  $\text{SiO}_2$ .

## 3.2 Étude de microcavités H1 et H2

### 3.2.1 Présentation de l'échantillon

Par rapport au précédent, le nouvel échantillon (Fig. 3.7) qui nous a été fourni présente deux avantages. Tout d'abord, la membrane comprend en son centre non pas un, mais quatre puits quantiques, laissant présager une substantielle augmentation du niveau de photoluminescence. Ensuite, il s'agit d'une membrane reportée sur silice, donc possédant un bien meilleur comportement thermique et supportant des puissances d'excitation plus importantes.

Parmi les différentes structures photoniques que comprenait l'échantillon, nous avons décidé d'étudier des microcavités H1 et H2. Les microcavités H1, formées par l'omission d'un trou unique, sont celles qui possèdent *a priori* le plus faible volume modal, tandis que les H2 présentent un facteur de qualité plus important (dû essentiellement aux pertes par diffraction hors du plan de la membrane plus faibles). Les cristaux photoniques qui limitent ces microcavités ont été fabriqués avec différents diamètres de trous mais le même paramètre de maille ( $a = 525\text{nm}$ ), ce qui permet d'avoir différents facteurs de remplissage en air. L'intérêt est qu'alors on peut sonder différents modes (différents points du diagramme de dispersion) bien que la détection se fasse toujours à la même longueur d'onde. La liste des structures étudiées se trouve Table 3.1. Chaque structure est repérée par un identifiant, tel que H2-12, indiquant le type de cavité (ici H2) et où les deux derniers chiffres correspondent à la "dose" d'électrons utilisée pour insoler les trous, ce paramètre de fabrication étant relié au diamètre souhaité pour les trous (une dose plus élevée donnera des trous plus gros). La Table 3.1 précise également les facteurs de remplissage en air obtenus (mesurés à partir de clichés MEB de la structure) ainsi que les limites de la bande interdite photonique en polarisation TE – calculée par un développement en ondes planes d'après le facteur de remplissage expérimental. Notons que les facteurs de remplissage étant connus à 1 ou 2% près, la bande interdite indiquée n'est pas connue avec exactitude (d'autant plus que le calcul est effectué pour un cristal infini et sans tenir compte de la dispersion de l'indice effectif du mode guidé de la membrane InP).

### 3.2.2 Observation de microcavités H2

Nous allons commencer par présenter les résultats obtenus sur les microcavités H2. En effet, ces objets constituent une excellente structure test. D'abord des facteurs de qualité assez importants sont possibles avec un volume modal restant faible. Ensuite, ces microcavités acceptent

Structure	Type de cavité	Fact. de remplissage	Bande interdite TE
H1-08	H1	39 %	1429-1856nm
H1-18	H1	59 %	1154-1631nm
H2-08	H2	41 %	1397-1837nm
H2-10	H2	46 %	1310-1701nm
H2-12	H2	49,5 %	1271-1748nm
H2-14	H2	55 %	1194-1681nm
H2-16	H2	60 %	1131-1600nm

TAB. 3.1 – Liste des structures étudiées et des facteurs de remplissage en air  $f$  correspondants. L'intervalle spectral de la bande interdite photonique (pour la lumière polarisée TE) est également indiqué.

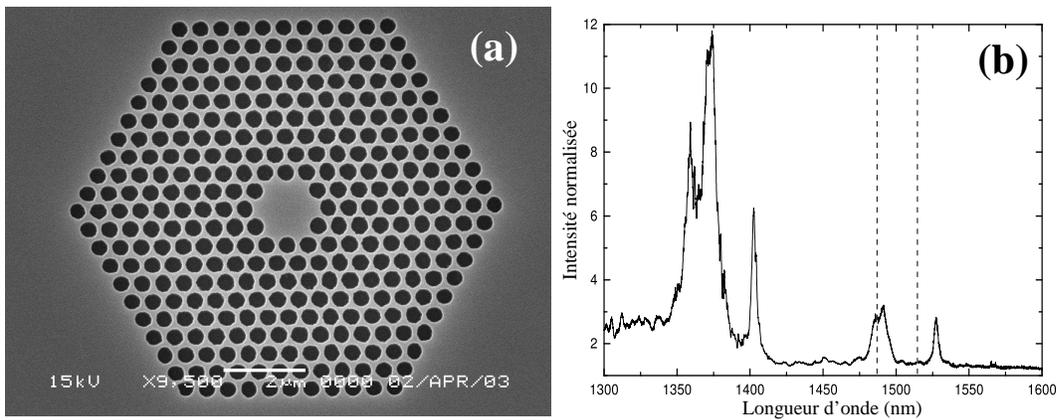


FIG. 3.8 – (a) Cliché de microscopie électronique d'une cavité H2 inscrite dans un cristal photonique. (b) Spectre de photoluminescence en champ lointain obtenu sur la structure H2-12 ( $f = 49,5\%$ ). Ce spectre a été normalisé par le spectre de la couche active seule (sans structure photonique). Les barres verticales sur le spectre correspondent à la fenêtre spectrale définie par le filtre utilisé dans les expériences en SNOM. (mesures effectuées par Nicolas Louvion au LEOM)

plusieurs modes qui sont suffisamment bien séparés spectralement pour être étudiés séparément sans qu'il soit nécessaire de faire appel à un monochromateur avec une fenêtre spectrale très fine. On peut voir sur la Fig. 3.8 un cliché de microscopie électronique d'un exemple de microcavité H2 ainsi qu'un spectre expérimental de photoluminescence (obtenu dans les conditions décrites section 2.4.2). Afin que les pics associés aux modes confinés apparaissent clairement, le spectre brut a été normalisé par un spectre de référence qui est celui des puits quantiques seuls, c'est-à-dire sur une zone non structurée. Les conditions expérimentales peuvent varier légèrement entre le spectre de référence et les spectres à normaliser (fluctuations dans la puissance de pompe, changement du temps d'intégration du détecteur...), ce qui explique qu'en dehors des pics la valeur normalisée ne soit pas exactement égale à un. Tous les spectres de photoluminescence présentés dans la suite de ce chapitre ont été normalisés de la même manière. Sur le spectre présenté, on peut voir les différents modes de la cavité (pics sur la Fig. 3.8b).

Des images en champ proche optique ont été enregistrées sur cinq microcavités inscrites

dans des cristaux photoniques possédant différents facteurs de remplissage en air. Les images ont été obtenues en éclairant les cavités avec notre diode laser émettant à  $\lambda = 780\text{nm}$  et avec un spot focalisé d'un diamètre d'un dizaine de microns (soit environ la taille des cristaux). En détection, un filtre passe-bande centré à  $1500\text{nm}$  (fenêtre de détection allant de  $\lambda = 1487\text{nm}$  à  $\lambda = 1518\text{nm}$ ) nous permettait de définir une fenêtre spectrale assez fine pour sélectionner un mode. De plus, pour chacune des structures, deux images ont été enregistrées : l'une au contact *shear-force* et l'autre en reculant la pointe de quelques centaines de nanomètres en utilisant le mode *interleave* (voir section 1.2.2). Cette dernière image peut, d'une certaine façon, être considérée comme une image de type champ lointain. En effet, la membrane reportée possède un fort indice de réfraction : le confinement du champ électromagnétique est donc très fort et les ondes évanescentes associées aux modes guidés supportés par la membrane ont une profondeur de pénétration dans l'air<sup>3</sup> qui ne dépasse pas une centaine de nanomètres. Le champ proche de l'objet, zone où les ondes évanescentes ont un poids non négligeable, a donc une extension spatiale très réduite. Si la pointe effectue un balayage en étant à  $400\text{nm}$  de la surface, elle ne détecte donc essentiellement que des ondes radiatives : l'image qu'elle enregistre est de type "champ lointain". Toutefois, il faut rester prudent dans les interprétations car nous n'avons pas tenu compte dans ce raisonnement des ondes évanescentes qui peuvent être générées par diffraction par les trous : leur extension spatiale est inconnue. Rappelons également qu'en mode *interleave*, les deux images sont enregistrées simultanément ligne par ligne : cela permet de s'assurer que les deux images ont été acquises dans les mêmes conditions.

Un exemple d'images obtenues avec notre microscope en champ proche se trouve sur la Fig. 3.9, pour la microcavité dont le spectre se trouve Fig. 3.8b. Les trois images qui s'y trouvent ont été enregistrées en même temps et sont l'image topographique, l'image optique enregistrée au contact *shear-force* et enfin l'image optique enregistrée avec la pointe en retrait de  $500\text{nm}$  par rapport à l'image précédente (image "champ lointain"). L'image topographique (Fig. 3.9a) n'a en elle-même pas beaucoup d'intérêt. Son rôle principal est de nous permettre de nous repérer sur les deux images optiques : grâce à l'image topographique nous avons pu reporter sur les images optiques les limites de la microcavité (hexagones blancs sur les Fig. 3.9b et c). Nous avons également pu vérifier que la surface ne comportait pas de défauts topographiques qui auraient pu être à l'origine d'artefacts sur les images optiques. Précisons également que le fait que le diamètre des trous semble être moins important sur la droite de l'image que sur la gauche est un artefact causé par l'utilisation du mode *interleave*. Sur l'image optique en champ proche, une structuration de l'intensité détectée est clairement visible à l'intérieur de la cavité : six lobes lumineux se trouvent au centre des faces de la microcavité hexagonale (au niveau des trous), ainsi qu'un lobe moins lumineux au centre de la cavité. Les six lobes les plus lumineux sont séparés d'environ  $800\text{nm}$  et leur largeur à  $1/e^2$  est d'environ  $450\text{nm}$  (soit un peu moins de  $\lambda/3$ ) : la distribution d'intensité observée présente donc des dimensions sub-longueur d'onde. Cette structure disparaît totalement sur l'image champ lointain : une intensité quasiment uniforme est mesurée dans la cavité. Par conséquent, le signal mesuré en champ proche semble comporter des ondes évanescentes fortement confinées près de la surface. Cependant, il serait prématuré d'en conclure que ce que nous voyons est la signature d'un ou de plusieurs modes de la cavité. En effet, si on regarde ce qui se passe au niveau de la première rangée de trous formant le cristal photonique, on constate la présence du phénomène de diffraction par cette première rangée de trous de la photoluminescence provenant de la membrane. Au niveau des trous, on observe une augmentation de l'intensité détectée par la pointe. Cette augmentation disparaît lorsque la

<sup>3</sup>La profondeur de pénétration d'une onde évanescente est définie comme la distance à laquelle l'amplitude de l'onde a été divisée par  $e$  par rapport à son amplitude initiale (son intensité a donc été divisée par  $e^2$ ).

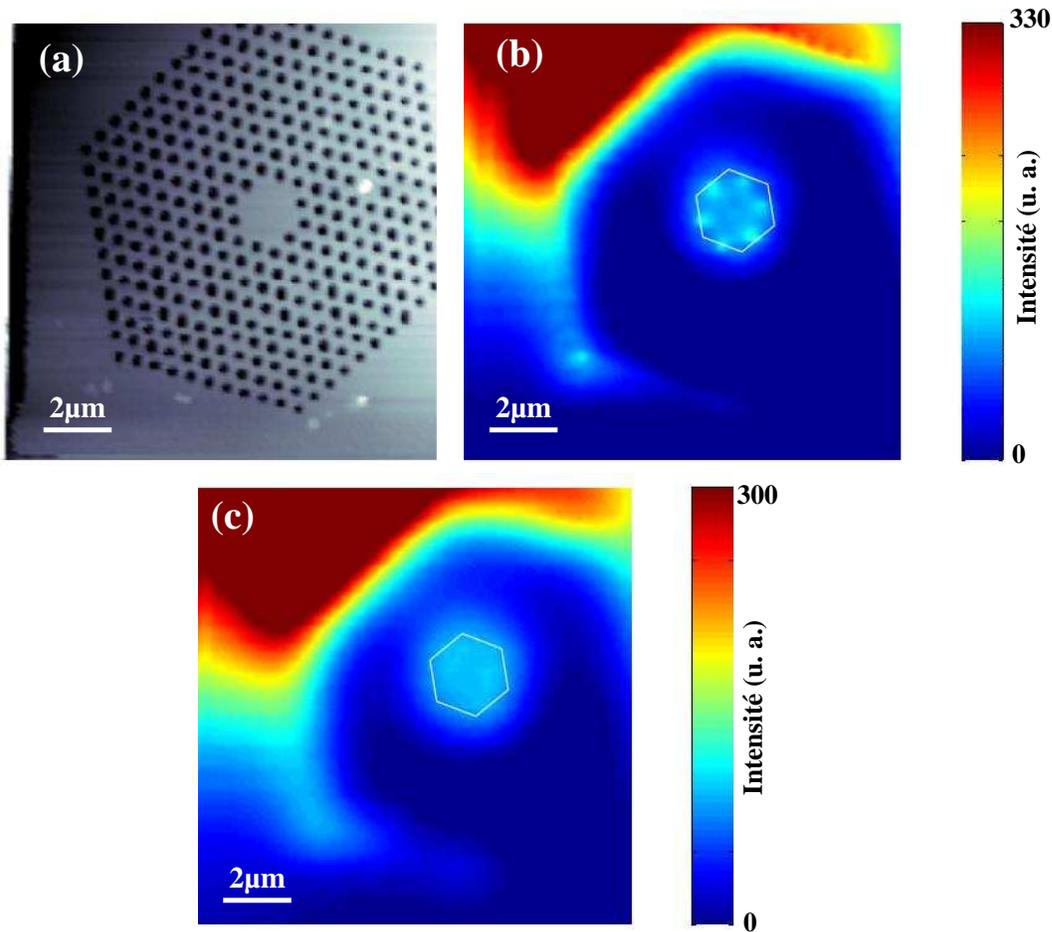


FIG. 3.9 – Images SNOM  $12\mu\text{m} \times 12\mu\text{m}$  de la structure H2-12. (a) Image topographique. L'échelle de couleur est sur  $160\text{nm}$ . (b) Image optique en champ proche. (c) Image optique enregistrée en reculant la pointe de  $500\text{nm}$  par rapport à (b). Les limites de la cavité déduites de l'image topographique sont indiquées par les hexagones blancs sur les images optiques. Le spectre en champ lointain correspondant se trouve Fig. 3.8b.

pointe est en retrait. Les trous, en diffractant la lumière, créent à la fois des ondes radiatives et des ondes évanescentes. Ce sont ces dernières qui expliquent le signal plus important détecté au-dessus des trous. Par conséquent, même ce phénomène de diffraction hors du plan va provoquer un signal différent en champ lointain et en champ proche. Notons cependant que le signal observé dans la cavité n'est pas directement corrélé avec la topographie : les lobes sont situés au centre des faces et un très faible signal est mesuré au niveau des trous qui forment les sommets de la microcavité hexagonale. Le fait que seuls certains trous répondent est une signature du fait qu'une intensité plus importante, associée à la distribution d'intensité à l'intérieur de la cavité, est située au niveau de ces trous.

Pour confirmer ceci, nous avons effectué des images en champ proche pour différents facteurs de remplissage en air du cristal photonique. En continuant à détecter la lumière émise à la même longueur d'onde, on devrait pouvoir balayer différents modes de cavité. Les résultats pour deux autres microcavités sont résumés sur la Fig. 3.10. Pour chaque structure, nous avons présenté le

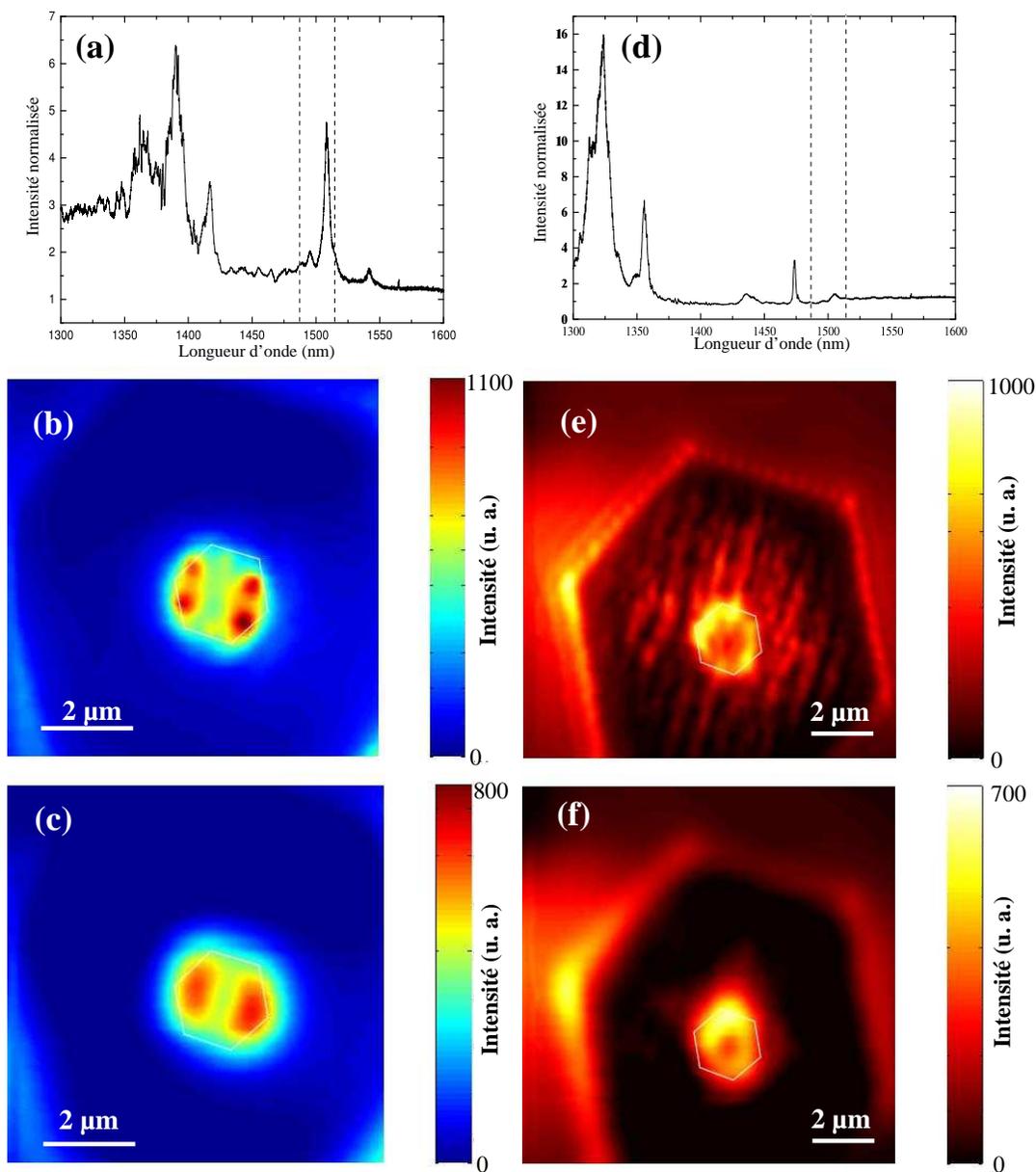


FIG. 3.10 – Images SNOM de deux microcavités H2 inscrites dans des cristaux photoniques bidimensionnels. (a) Spectre normalisé de photoluminescence en champ lointain pour la structure H2-08. La fenêtre de détection spectrale est indiquée. (b) Image optique en champ proche de la cavité H2-08. (c) Image optique enregistrée en reculant la pointe de 400nm par rapport à (b). (d) Spectre de photoluminescence en champ lointain pour la structure H2-14. (e) Image optique en champ proche. (f) Image optique enregistrée en reculant la pointe de 300nm par rapport à (e). Les limites de la cavité déduites de l'image topographique sont indiquées par les hexagones blancs sur les images optiques.

spectre de photoluminescence en champ lointain, l'image en champ proche autour de  $\lambda = 1500\text{nm}$  et celle en "champ lointain" sont présentées. Les images topographiques correspondantes ne sont pas représentées, mais ont été utilisées afin de tracer les limites de la cavité sur les images optiques (hexagones blancs sur les images optiques).

Pour la première structure (structure H2-08, cf. Fig. 3.10a-c), un mode de cavité est présent dans notre fenêtre de détection. Ce mode se manifeste clairement sur l'image optique en champ proche par une structure en lobes assez semblable à celle observée sur la Fig. 3.9b. La différence principale est que deux des six lobes présentent une intensité plus faible que les autres et qu'il n'y pas de maximum d'intensité au centre de la cavité. Cette asymétrie entre les lobes se retrouve sur l'image enregistrée en reculant la pointe de 400nm (Fig. 3.10c) où deux lobes dominant. Il peut sembler étonnant que la distribution d'intensité optique à l'intérieur de la cavité ne présente pas la symétrie d'ordre 6 du cristal photonique. Un défaut présent sur la surface pourrait expliquer cette asymétrie, mais rien de tel n'est visible sur l'image topographique (non présentée ici). Toutefois, un écart même minime entre le rayon des différents trous bordant la cavité peut expliquer l'asymétrie. Il a été montré par exemple que des écarts relatifs de 5% dans le rayon des trous bordant une microcavité de type H1 suffisaient pour orienter la distribution d'intensité du mode ([Kramper *et al.* 04]). Puisque lors du processus de fabrication le rayon des trous est contrôlé avec une précision qui ne dépasse pas 10%, la présence d'une asymétrie marquée comme celle que nous observons n'est pas étonnante. Ce point est d'ailleurs très intéressant : la distribution d'intensité mesurée en champ proche à l'intérieur de la microcavité dépend très finement des paramètres topographiques *réels* des trous les plus proches de la cavité.

La seconde structure (structure H2-14, cf. Fig. 3.10d-f) ne présente pas de mode confiné à l'intérieur de notre fenêtre de détection. L'image en champ proche traduit ce fait par l'apparition d'une distribution d'intensité fortement délocalisée qui s'étend dans tout le cristal, avec une structure de champ formée de lignes parallèles à la direction  $\Gamma$ -M du cristal photonique. Cette structure au sein du cristal disparaît lorsqu'on recule la pointe. Un maximum d'intensité se trouve également au niveau de la première rangée de trous bordant la cavité, et ce sur les deux images optiques. Il est difficile de dire si cette structure est associée simplement à la diffraction hors-du-plan, ou bien si elle traduit l'existence d'un mode confiné de type mode de galerie.

Pour terminer l'inventaire des structures que nous avons observées, nous présentons sur la Fig. 3.11 les images SNOM obtenues pour des microcavités H2 dont les spectres en champ lointain sont également présentés. Pour la cavité H2-10, deux modes sont situés à l'intérieur de la fenêtre de détection. Ces deux modes se traduisent par une structure de six lobes en "marguerite" où deux lobes sont plus intenses que les autres. On peut pour expliquer ceci faire la même analyse que celle qui a été menée pour la cavité H2-08. Pour la cavité H2-16, un mode se trouve dans la cavité, mais partiellement. La distribution spatiale de l'intensité montre une structure où un maximum d'intensité se trouve sur les bords de la cavité, tandis qu'une structuration apparaît dans la zone du cristal photonique, à la manière de ce qui se passait pour la cavité H2-14. Toutefois, cette structuration de l'intensité n'est pas orientée suivant une direction privilégiée comme c'était le cas pour cette cavité.

### 3.2.3 Observation de microcavités H1

Les microcavités de type H1 sont celles qui présentent a priori le plus faible volume modal. Un seul mode, doublement dégénéré, est permis. On s'attend donc à observer en champ proche un mode fortement confiné et des structures modales d'une taille encore plus faibles que celles observées sur les cavités H2. Pourtant, les expériences menées avec un microscope en champ

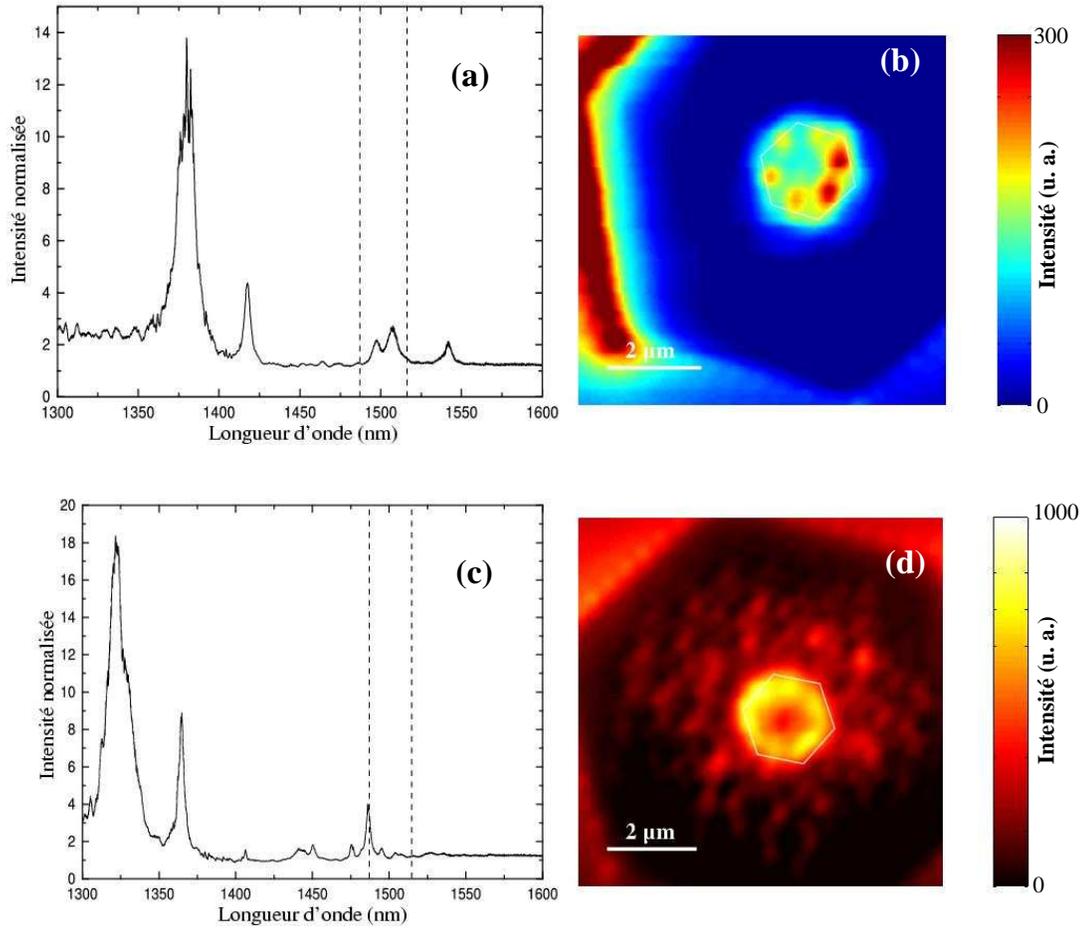


FIG. 3.11 – Images SNOM de deux microcavités H2 inscrites dans des cristaux photoniques ayant un facteur de remplissage en air différent. (a) Spectre de photoluminescence en champ lointain pour la cavité H2-10. (b) Image optique en champ proche correspondante. (c) Spectre de photoluminescence en champ lointain pour la microcavité H2-16. (d) Image optique en champ proche correspondante. Les limites du défaut sont indiquées par les hexagones blancs.

proche par l'équipe de Caltech sur une cavité H1 assez semblable aux nôtres ([Okamoto *et al.* 03]) montrent un mode d'une largeur assez importante (plus grande que  $\lambda$ ). C'est pourquoi nous avons décidé de mener nos propres expériences. Les résultats pour deux facteurs de remplissage différents ( $f = 31\%$  et  $f = 59\%$ ) sont présentés sur la Fig. 3.12.

Pour la première microcavité, le mode de cavité est situé à l'intérieur de la fenêtre de détection (cf. Fig. 3.12a). L'image optique en champ proche correspondante montre qu'un spot brillant est localisé et confiné à l'intérieur du défaut. La vue en trois dimensions (Fig. 3.12c) montre que le spot est d'allure gaussienne tandis qu'une coupe montre que sa taille (largeur à mi-hauteur) est d'environ  $1,5\mu\text{m}$ . Pour la seconde cavité H1, le mode confiné est situé en dehors de la fenêtre spectrale (Fig. 3.12d). L'image SNOM correspondante montre une structure très faiblement confinée. Une intensité plus faible est mesurée à l'intérieur de la cavité tandis qu'une structuration apparaît dans la zone du cristal photonique. Cette structuration est particulièrement

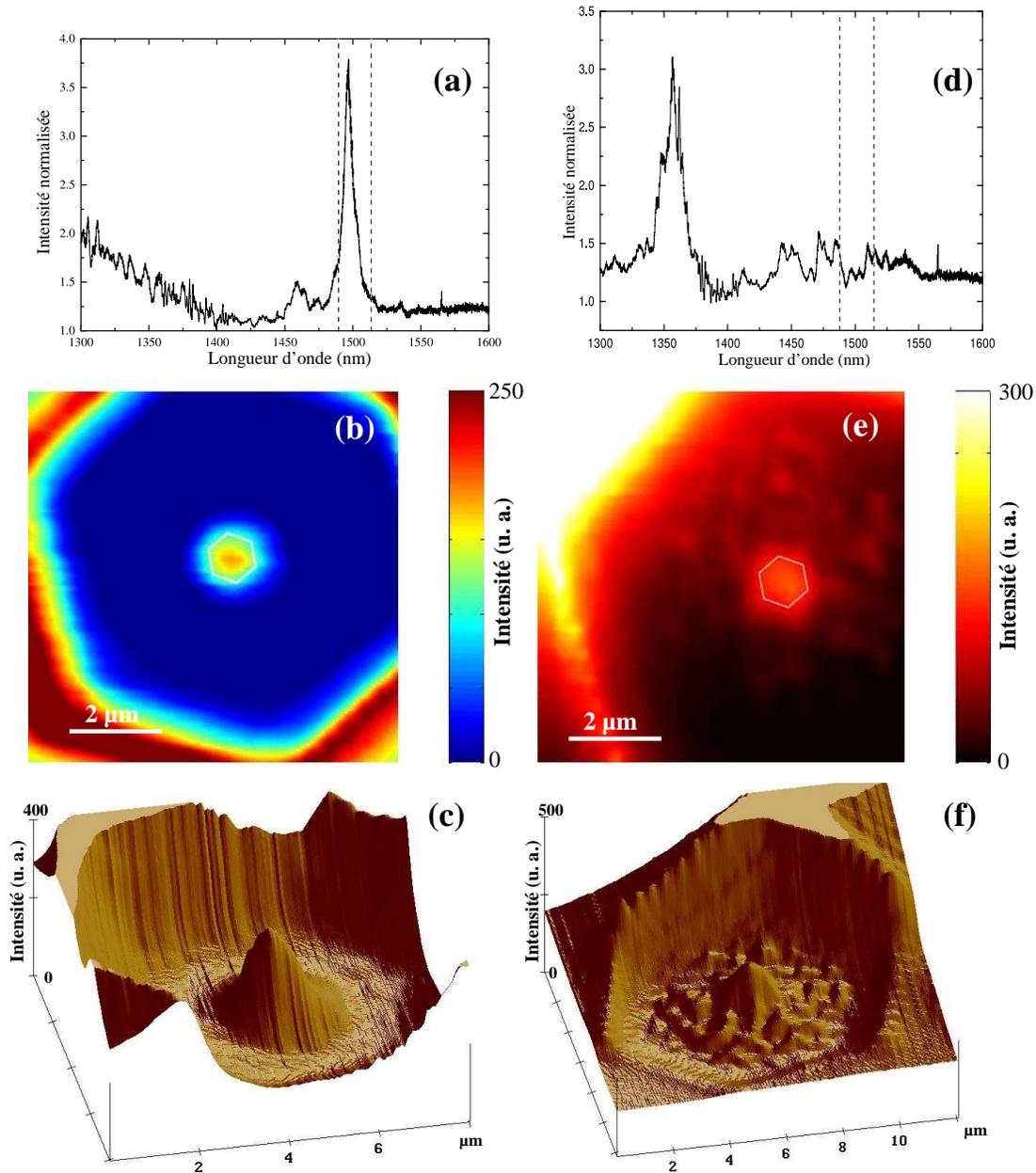


FIG. 3.12 – Images SNOM de deux microcavités H1 inscrites dans des cristaux photoniques ayant un facteur de remplissage en air différent. (a) Spectre de photoluminescence en champ lointain pour la cavité H1-08. (b) Image optique en champ proche correspondante. (c) Vue 3D de la même image. (d) Spectre de photoluminescence en champ lointain pour la microcavité H1-18. (e) Image optique en champ proche correspondante. (f) Vue 3D de la même image. Les limites du défaut sont indiquées par les hexagones blancs sur les images 2D.

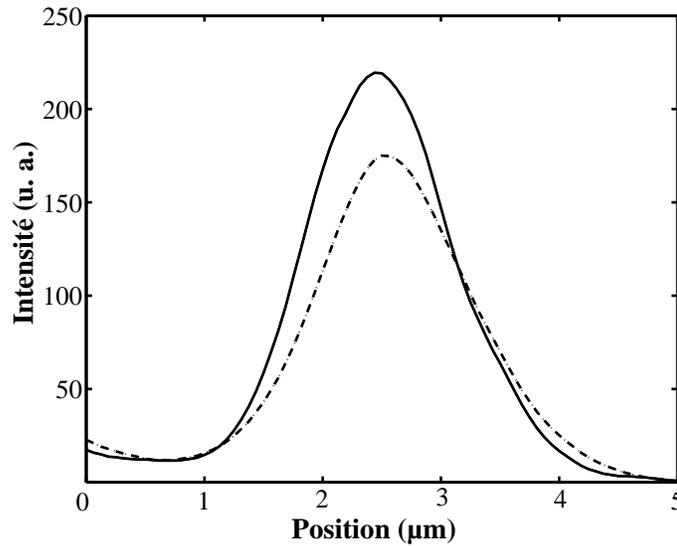


FIG. 3.13 – Coupe de l'intensité détectée au-dessus de la microcavité H1 dont le spectre est présenté Fig. 3.12a. En traits pleins : en champ proche. En pointillés : lorsque la pointe est reculée de 400nm par rapport à la courbe en traits pleins.

apparente sur la vue en 3D (Fig. 3.12f).

Pour continuer l'étude, nous avons à l'aide du mode *interleave* étudié quel était le comportement du spot associé au mode confiné lorsqu'on reculait la pointe. Les résultats sont présentés sous forme d'une coupe sur la Fig. 3.13. La courbe en traits pleins est une coupe suivant une droite horizontale d'une image semblable à la Fig. 3.12b. La courbe en pointillés est l'intensité détectée lorsque la pointe est en retrait d'une distance de 400nm par rapport à la coupe précédente. Comme on peut le constater, les deux profils d'intensité sont très semblables. On constate simplement entre les deux une chute de l'amplitude du pic d'environ 20% ainsi qu'un léger élargissement de pic (environ 5%). Ce résultat est intéressant car on aurait pu s'attendre à observer non seulement une chute plus importante de l'intensité au centre de la cavité mais aussi un élargissement plus important du pic. L'interprétation que nous proposons est la suivante. Le mode confiné d'une cavité H1 sans "design" particulier présente un facteur de qualité assez faible (ici, environ 70) essentiellement parce qu'il possède une distribution spatiale d'intensité qui déborde assez largement sur les trous bordant la cavité ([Monat *et al.* 03]), ce qui favorise les pertes par diffraction hors plan. On en a une assez bonne illustration sur l'image en champ proche (Fig. 3.12b) où l'on peut voir que l'intensité dépasse les limites de l'hexagone qui marque les limites de la cavité. En conséquence, il apparaît que le champ électromagnétique au-dessus d'une telle cavité va présenter une forte proportion de champ radiatif. Cela expliquerait pourquoi l'intensité diminue peu lorsqu'on se recule. Le faible élargissement de la gaussienne tendrait à prouver que les champs sont assez peu divergents et que la cavité "émet" de la lumière de façon relativement bien collimatée. Toutefois, pour s'en assurer il faudrait effectuer des balayages à des distances plus grandes, ce qui n'est pas aisé avec le mode *interleave* (au-delà d'un écart de hauteur de 500nm, ce mode n'est plus très fiable et on risque d'endommager la pointe).

### 3.2.4 Discussion des résultats expérimentaux

Après avoir fait l'inventaire de nos résultats expérimentaux obtenus sur les microcavités H1 et H2, nous allons tenter d'en extraire des informations pertinentes. La première question à laquelle nous devons répondre est la question récurrente de la microscopie optique en champ proche, à savoir : que voit-on sur les images ? Dans notre cas, cette interrogation se ramène à la question suivante : *dans quelle mesure l'intensité détectée en champ proche au-dessus d'une microcavité est-elle reliée aux modes confinés ?* Voit-on réellement la structure modale de la cavité, ou bien celle-ci est-elle profondément modifiée par la diffraction des trous ? On peut noter, par exemple, que pour toutes les cavités H2 étudiées, le maximum d'intensité est toujours observé à proximité des trous, jamais au centre de la cavité. Ceci n'est plus vrai pour les microcavités de type H1. Comment interpréter ces résultats ?

Commençons par faire un bilan de nos résultats expérimentaux sur les deux types de microcavités. Pour les cavités H1, lorsqu'un mode de cavité est présent dans la fenêtre de détection, une structure confinée est observée au niveau du défaut. Lorsque le mode n'est pas dans la fenêtre, une structure de champ bien plus délocalisée est observée. On retrouve un comportement semblable pour les microcavités H2. La présence d'un mode de cavité dans la fenêtre de détection spectrale se traduit en champ proche par la présence d'une structure confinée au niveau de la cavité. La seule exception à cette règle se produit pour la cavité H2-16, où bien qu'un mode existe en bord de fenêtre spectrale, une structure de champ est observée dans la zone des trous. Tous ces éléments vont dans le bon sens. Si ce que nous observons sur les images n'était qu'une structure de diffraction due aux trous, elle ne présenterait pas ce comportement spectral riche ainsi que cette corrélation avec les spectres en champ lointain et la présence ou non d'un mode de cavité. Cependant, il est possible que la diffraction modifie la structure modale, par exemple en augmentant le poids relatif des lobes d'intensité situés au niveau des trous par rapport aux lobes centraux. Avant d'aller plus loin, il nous semble utile d'essayer de définir clairement les termes que nous employons. Qu'entendons-nous exactement par structure modale ? Ce terme désigne en général la belle structure en fausses couleurs que l'on voit sur les simulations numériques – simulations numériques le plus souvent 2D<sup>4</sup>. Cette approximation est sans doute valable lorsqu'on se place au centre de la membrane, mais qu'en est-il au-dessus de celle-ci ? Il apparaît que la structure modale 2D sera nécessairement affectée par la diffraction due à l'existence de la troisième direction de l'espace<sup>5</sup> et qu'une simulation véritablement 3D est nécessaire pour évaluer son impact. Par conséquent, si la sonde peut être considérée comme passive, elle détectera la structure réelle du champ électromagnétique *au-dessus* de la cavité – aux artefacts dus à l'asservissement sur la topographie près. Cette approximation de sonde passive est supportée d'une part par le fait que la pointe n'est pas métallisée et d'autre part par son indice de réfraction relativement faible comparé à celui de la structure étudiée.

Pour aller un peu plus loin, nous avons décidé de procéder à des simulations grâce à la méthode des ondes planes, d'abord pour la structure H2-12. Nous avons commencé par calculer la position théorique des modes de cavité. Rappelons que cette méthode est 2D, la troisième direction n'étant prise en compte que par l'intermédiaire de l'indice effectif du mode guidé dans la membrane. Nous avons de plus supposé un indice effectif constant avec la longueur d'onde, ce qui n'est bien entendu pas le cas. Avec les paramètres de la structure ( $f = 49,5\%$  et  $a = 525\text{nm}$ ), la simulation prédit un mode de cavité doublement dégénéré pour  $\lambda = 1510\text{nm}$ . Il

<sup>4</sup>Il serait sans doute plus exact de parler de simulations "2,5D". En effet, la troisième direction de l'espace est partiellement prise en compte via l'indice effectif du mode guidé qui se propage dans la membrane.

<sup>5</sup>Nous en aurons d'ailleurs une illustration au chapitre 4, lors de l'étude d'une cavité 1D.

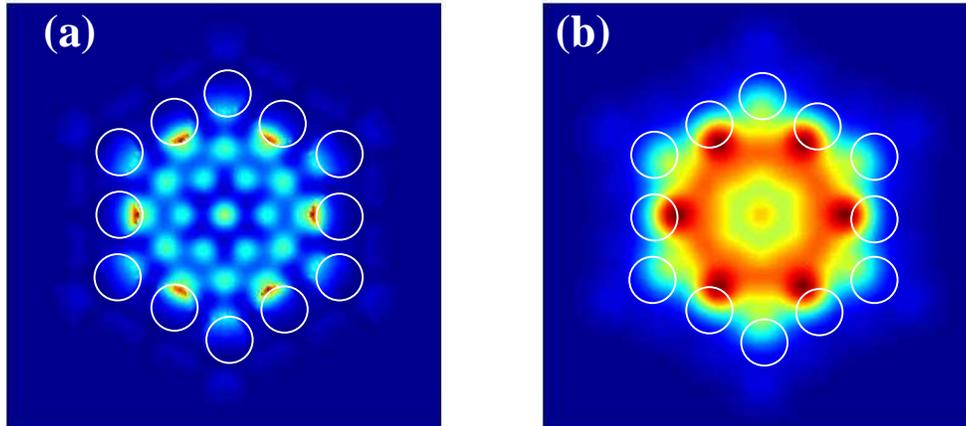


FIG. 3.14 – Calcul de l'intensité du champ électrique, par la méthode des ondes planes, dans une microcavité H2 insérée dans un cristal photonique avec  $f = 49,5\%$ . Taille des images :  $3,6 \times 3,6 \mu\text{m}^2$ . La position des trous bordant la cavité est indiquée. (a) Mode propre de la cavité à  $\lambda = 1510\text{nm}$ . (b) La même structure modale, après convolution par une fonction gaussienne. (simulations : Nicolas Louvion)

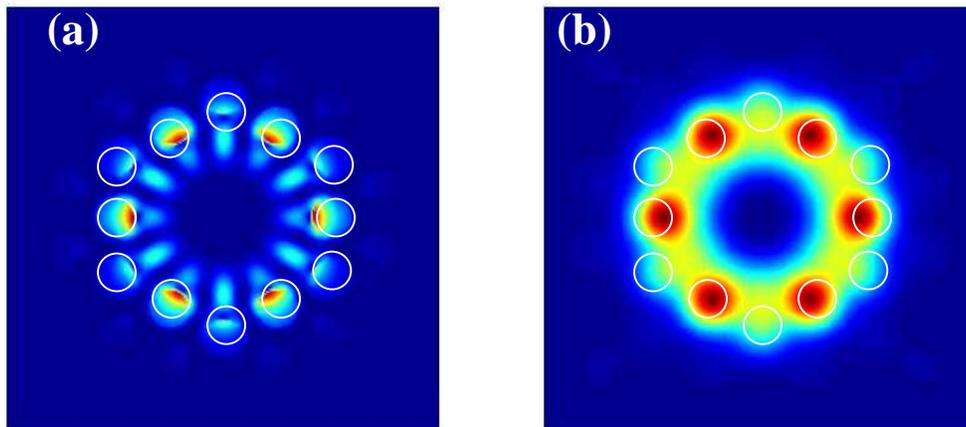


FIG. 3.15 – Calcul de l'intensité du champ électrique, par la méthode des ondes planes, dans une microcavité H2 insérée dans un cristal photonique avec  $f = 41\%$ . Taille des images :  $3,6 \times 3,6 \mu\text{m}^2$ . La position des trous bordant la cavité est indiquée. (a) Mode propre de la cavité à  $\lambda = 1467\text{nm}$ . (b) La même structure modale, après convolution par une fonction gaussienne. (simulations : Nicolas Louvion)

s'agit probablement du mode de cavité doublement dégénéré que nous observons sur le spectre expérimental vers  $\lambda = 1490\text{nm}$ . Le calcul de la distribution de l'intensité du champ électrique de ce mode confiné est représenté sur la Fig. 3.14a. La structure modale est assez complexe et présente des détails fins qui ne sont de toute évidence pas résolus sur notre image. Cependant, des points communs entre ce calcul et l'image expérimentale en champ proche (Fig. 3.9b) sont visibles, à savoir la présence de lobes d'intensité au niveau du centre des faces de la cavité.

Pour pousser plus loin la comparaison nous avons, à l’instar de [Kramper *et al.* 04], supposé que la pointe allait se comporter, du fait de sa largeur relativement importante par rapport aux détails fins de la distribution d’intensité, comme un filtre passe-bas pour les plus hautes fréquences spatiales. C’est pourquoi nous avons représenté, sur la Fig. 3.14b, la convolution de l’image du mode avec un filtre gaussien d’une largeur à mi-hauteur de 270nm. On peut alors clairement constater que l’accord entre notre image et la simulation est bien meilleur. Les maxima principaux sont bien situés au niveau des trous au centre des faces et un maximum secondaire se trouve au centre de la cavité, exactement comme sur l’image SNOM. Seuls les maxima secondaires situés au niveau des sommets des faces de la cavité ne sont pas résolus expérimentalement. Par conséquent, l’intensité détectée en champ proche est directement reliée à la structure du mode de cavité – au sens du mode 2D, c’est-à-dire le champ au centre de la membrane. À notre connaissance, c’est la première fois qu’une telle structure est visualisée en champ proche.

Des simulations ont également été faites pour la structure H2-08 ( $f = 41\%$ ). Nous avons identifié un mode de cavité, que la simulation prédit à  $\lambda = 1467\text{nm}$ , dont la forme correspondrait bien à l’image expérimentale (Fig. 3.10b). Le résultat du calcul du mode et sa convolution par une fonction gaussienne de 310nm de largeur à mi-hauteur sont présentés sur la Fig. 3.15. L’image théorique présente une symétrie d’ordre six associée à la symétrie du réseau – symétrie que l’on ne retrouve pas sur l’image expérimentale. Cependant, il est possible d’imaginer que certains des trous bordant la cavité ont des rayons différents de ceux de leurs voisins. On sait qu’alors la structure modale peut être déformée et présenter une telle asymétrie ([Kramper *et al.* 04]). De plus, cela pourrait expliquer pourquoi le mode est décalé spectralement par rapport à la valeur simulée. Cette explication pourrait s’appliquer aussi à l’image faite sur la cavité H2-10 (Fig. 3.11b), où deux lobes dominent la structure de l’intensité. Il convient de préciser que l’image topographique *shear-force* de cette structure (non présentée ici) montre qu’un défaut se trouve sur la surface à l’endroit des deux lobes les plus lumineux. Cependant, vu la faible épaisseur de ce défaut de surface (environ 5nm), il n’est pas certain qu’il suffise à expliquer cette variation d’intensité importante.

La structure ”délocalisée” que l’on observe sur les images SNOM où aucun mode n’existe dans la fenêtre de détection (voir Fig. 3.11d ou 3.12f) est plus complexe à expliquer. Pour ces images, la structure observée dans la cavité ne présente pas de structuration sub-longueur d’onde. Il peut s’agir simplement d’une structure due à la diffraction hors-plan de la photoluminescence issue de la cavité. Si l’on regarde la Table 3.1 on peut constater que pour toutes les structures on se trouve dans la bande interdite : la propagation de la lumière est interdite dans la zone des trous. Rappelons toutefois que les bornes de la bande interdite ne sont pas connues avec certitude. D’une part le facteur de remplissage et la période du cristal ne sont pas connus exactement et d’autre part le calcul repose sur une méthode 2D dans un cristal parfait (infini). La position de la bande interdite peut par conséquent être décalée spectralement. Si l’on tient compte de ce point, on peut alors supposer que cette structure lumineuse est due à un mode de Bloch situé en bord de bande interdite – ces modes étendus dans tout le cristal et qui sont mis à profit dans les lasers à mode de Bloch. Cette interprétation tient pour les structures H1-18 et H2-16. En effet, pour ces structures, une erreur (absolue) de 1% sur le facteur de remplissage et d’une dizaine de nanomètres sur la période peuvent ramener les frontières de la bande interdite à l’intérieur de notre fenêtre de détection. De plus sur les spectres de photoluminescence, aucun pic associé à un mode confiné n’apparaît pour des longueurs d’onde plus importantes – ce qui tendrait à prouver que nous sommes en bord de bande. Elle semble moins probable pour la structure H2-14, où la limite théorique de la bande interdite est bien plus éloignée de notre longueur d’onde

de travail. Quoi qu'il en soit, il ne s'agit que d'une hypothèse et nous n'avons pour le moment aucune interprétation totalement fiable à proposer pour expliquer ces structures délocalisées. D'autres expériences, par exemple en se plaçant entre deux modes confinés, seront nécessaires pour interpréter correctement ces résultats expérimentaux.

### 3.2.5 Bilan sur ces expériences

Si on compare les résultats obtenus dans cette section à ceux obtenus sur la cavité en anneau, il est clair que de grands progrès ont été accomplis. Ceux-ci proviennent pour une part de l'amélioration du montage expérimental (notamment au niveau de la source) et d'autre part de la meilleure qualité de l'échantillon. Nos images mettent en évidence des structures lumineuses localisées sur des domaines sub-longueurs d'onde et la comparaison avec les simulations numériques indique que ces structures sont reliées aux modes propres des cavités. Nous avons volontairement été prudents dans l'interprétation de nos résultats jusqu'à présent, notamment en nous gardant bien d'affirmer que nous visualisions directement un mode de cavité. La raison en a déjà été évoquée : il faudrait pour cela comparer les images expérimentales avec une simulation réellement 3D d'un tel mode. Cependant, l'accord avec les simulations 2D (pour la structure H2-12 surtout) est déjà satisfaisant et montre que la structure détectée en champ proche est bel et bien liée à la structure du mode confiné au centre de la membrane. Une cartographie en champ proche des modes supportés par une cavité à cristal photonique est donc possible.

De plus, il nous semble que ces mesures ont un intérêt qui dépasse celui de retrouver expérimentalement ce qu'on voit sur les simulations numériques. Nous avons pu voir sur les images SNOM que l'allure de la répartition d'intensité lumineuse présentait parfois des symétries impossibles à prévoir par la simulation d'une structure parfaite : des variations très faibles dans l'environnement de la microcavité suffisent à fortement déformer les modes confinés. Or, il est important de connaître parfaitement la distribution *réelle* de l'intensité du mode propre pour certaines applications, par exemple dans le cadre d'expériences d'électrodynamique en cavité visant à mesurer la modification du taux d'émission spontanée d'un émetteur en fonction de sa position dans la cavité. Nos résultats indiquent que la microscopie en champ proche est un moyen de connaître la distribution réelle de l'intensité lumineuse au voisinage d'une microcavité à cristal photonique.

Pour finir, il nous semble important de préciser que ces résultats expérimentaux ont depuis été reproduits au LEOM. Avec un SNOM en mode collection et une structure similaire (mais non rigoureusement identique), des modes confinés similaires aux nôtres ont pu être visualisés. Des modes en forme de marguerite (sans maximum au centre) ou en forme de couronne circulaire apparaissent sur les images. L'analyse des résultats obtenus au LEOM et au LPUB est toujours en cours dans le cadre de l'Équipe Projet SNOBIP. Entre autres aspects, des simulations en FDTD 3D permettraient sans doute d'en savoir plus sur les structures délocalisées que nous observons sur certaines images.



## Chapitre 4

# Étude de structures photoniques en silicium sur isolant

Ce chapitre est consacré à l'étude de structures à cristaux photoniques réalisées en silicium sur isolant, ou SOI (*Silicon On Insulator*). Contrairement aux structures étudiées au chapitre précédent, ces cristaux ne possèdent pas de source interne <sup>1</sup>. L'éclairage provient d'une source cohérente externe qu'il est nécessaire de coupler dans la structure à cristal photonique – via un guide ruban – à l'aide d'une optique de focalisation. Les structures sont formées à partir de cristaux photoniques 2D sur membrane reportée sur SiO<sub>2</sub>. La réalisation a été effectuée au laboratoire Silicium Nanoélectronique Photonique et Structures (SiNaPS) du CEA Grenoble par Benoît Cluzel. Toutes les expériences sur ces échantillons ont été faites avec son concours et les résultats présentés ici sont le fruit d'un travail commun.

Nous avons étudié deux structures différentes : une microcavité unidimensionnelle et un guide réalisé dans un cristal photonique 2D. Ces deux expériences ayant été réalisées sur le même banc expérimental, nous commencerons par présenter celui-ci ainsi que les principes communs aux deux expériences. Puis nous détaillerons les résultats obtenus sur chacune des deux structures photoniques.

### 4.1 Principe des expériences

Si on les compare à celles sur les structures actives, les expériences menées sur les cristaux photoniques passifs sont plus lourdes et ont nécessité de modifier le corps du microscope. En effet, le cristal que nous souhaitons étudier est intégré dans une puce comportant différentes structures, chacune d'entre elle étant adressée par un guide ruban en silicium. Pour éclairer l'échantillon choisi, il faut donc injecter la lumière à la longueur d'onde souhaitée dans le guide ruban correspondant. L'efficacité du couplage et sa stabilité sont vérifiées à l'aide d'une caméra infrarouge focalisée sur la face de sortie de la puce. Tous ces éléments étant indispensables, il nous fallait encore ajouter la tête SNOM et une optique de contrôle malgré l'encombrement déjà important du système de couplage. De plus, il nous fallait pouvoir déplacer la tête SNOM sur l'échantillon sans pour autant modifier le couplage. Cela a pu être fait en réalisant une pièce sur laquelle sont venus se greffer tous les éléments (Fig. 4.1). La lumière issue d'une source laser est injectée via une optique de focalisation sur une face préalablement clivée de l'échantillon.

---

<sup>1</sup>Bien que le silicium soit un matériau présentant des propriétés de luminescence, celle-ci n'est pas exploitable à température ambiante.

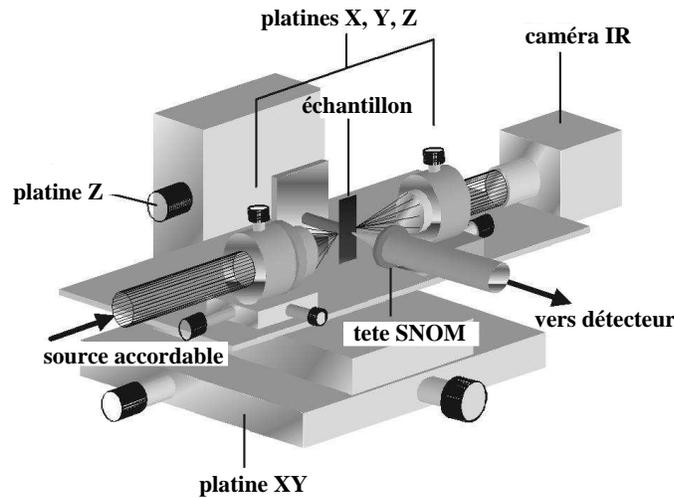


FIG. 4.1 – Schéma du dispositif expérimental utilisé pour l'étude des structures photoniques sur SOI.

De l'autre côté, un objectif de microscope recueille la lumière en sortie de la puce jusqu'à une caméra infrarouge qui sert à contrôler la stabilité du couplage en cours d'expérience : nous savons ainsi à tout instant que la lumière est bien injectée dans la structure et nous pouvons prévenir les dérives mécaniques. L'ensemble de ces deux systèmes optiques plus l'échantillon est monté sur un système de déplacement trois axes qui permet de placer la pointe sur la zone à étudier sans modifier le couplage.

Une photographie du montage réel est présentée Fig. 4.2. On peut y voir les différents éléments. L'échantillon est au centre de l'image, collé sur une vis. En bas, un objectif de type Cassegrain assure l'injection dans la puce. En haut, on voit l'objectif de microscope pour le contrôle de la qualité de l'injection. A droite se trouve la tête du microscope : sous une coque de protection en aluminium, le tube piézoélectrique de balayage et au bout (au niveau de l'extrémité de la flèche), le dither-tube. La pointe n'est pas visible sur cette photographie. Enfin, en haut de l'image, on peut voir un objectif de microscope qui constitue l'extrémité du système de visualisation et de contrôle de la position de la pointe SNOM.

En pratique, le déroulement des expériences était le suivant. Une fois l'échantillon installé, la tête du microscope était retirée et remplacée par une caméra focalisée sur le dessus de l'échantillon, pour faciliter le réglage de l'injection. Ensuite, il fallait réaliser l'injection. Les guides dans lesquels la lumière issue du laser devait être injectée ayant une épaisseur de 400nm, il va sans dire que cette étape était particulièrement délicate. Une fois l'injection dans la structure voulue réalisée, il fallait remettre en place la tête du microscope et à l'aide de l'optique de visualisation, positionner la sonde à proximité de la zone à étudier. On pouvait alors enfin procéder à l'approche de la pointe et à l'étude. En cours d'expérience, grâce à la caméra de contrôle, nous avons constaté une bonne stabilité du couplage. Toutefois, il était parfois nécessaire de reculer la sonde hors du champ proche de l'échantillon afin de procéder à un nouveau réglage de l'injection. En revanche, nous avons observé que le signal *shear-force* était entaché d'un important bruit mécanique que nous attribuons aux vibrations naturelles du bâtiment. Malgré toutes les précautions prises lors de la conception des pièces mécaniques supportant le microscope, il semblerait que cette configuration amplifie fortement les vibrations externes. La seule solution

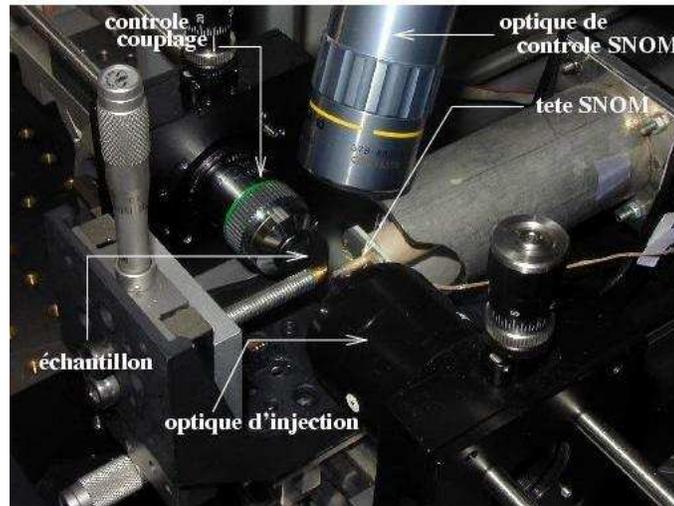


FIG. 4.2 – Photographie du montage expérimental.

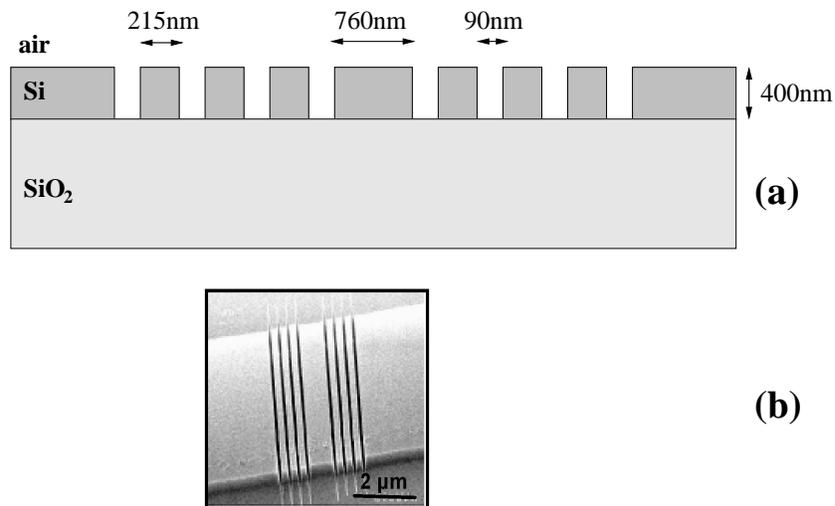


FIG. 4.3 – (a) Schéma du cristal photonique 1D. (b) Cliché de microscopie électronique de la microcavité.

que nous avons trouvée pour faire face à ce problème fut de procéder aux expériences lorsque le bâtiment vibrait le moins, c'est-à-dire la nuit. Dans ces conditions, l'asservissement fonctionnait de manière satisfaisante, bien qu'un bruit relativement important subsistât.

## 4.2 Étude d'une microcavité 1D

### 4.2.1 Présentation de l'échantillon

L'échantillon auquel nous allons maintenant nous intéresser est un cristal photonique 1D réalisé en gravant des tranchées d'air dans un guide d'onde de type ruban en SOI (Fig. 4.3).

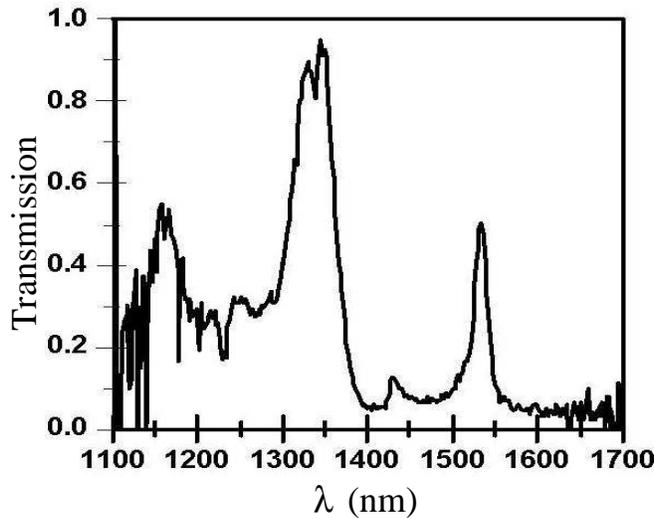


FIG. 4.4 – Spectre expérimental de transmission de la structure. La transmission est en unités absolues, après normalisation par un spectre de référence.

Au centre du cristal un défaut (une tranche de silicium d'épaisseur différente) constitue une microcavité. En d'autres termes, il s'agit d'une cavité résonante entourée de deux miroirs de Bragg. Les différents paramètres du cristal photonique ont été choisis pour permettre un fonctionnement autour d'une longueur d'onde de  $\lambda = 1,55\mu\text{m}$ . Le guide ruban dans lequel le cristal est gravé a une largeur de  $8\mu\text{m}$  et fait  $400\text{nm}$  d'épaisseur. La microcavité est constituée d'une tranche de silicium de  $760\text{nm}$  de large, ce qui correspond à  $3\lambda/(2n)$  ( $n$  étant l'indice effectif du mode guidé  $\text{TE}_{00}$  qui se propage dans le guide ruban). Elle est limitée par deux miroirs de Bragg formés chacun par quatre tranchées d'air de  $90\text{nm}$  de large se répétant avec une période de  $305\text{nm}$  (Fig. 4.3b).

Le spectre de transmission expérimental de la structure est présenté Fig. 4.4. Ce spectre a été obtenu dans les conditions expérimentales décrites dans la section 2.4.1, c'est-à-dire en injectant dans le guide la lumière issue d'une source blanche et en analysant la lumière transmise avec un monochromateur. On peut observer sur le spectre une zone de transmission plus faible, comprise entre  $1,4\mu\text{m}$  et la limite de détection du détecteur Ge. Au centre de cette zone, à  $\lambda = 1,535\mu\text{m}$ , un pic de transmission est associé au mode de cavité. La largeur à mi-hauteur du pic est de  $20\text{nm}$ , ce qui correspond à un facteur de qualité  $Q = \lambda/\Delta\lambda = 80$ .

#### 4.2.2 Étude en champ proche

L'objet de l'étude en champ proche est de visualiser la formation du mode lorsqu'on s'approche du pic de transmission. Pour ce faire, nous disposons d'une diode laser TUNICS PLUS accordable en longueur d'onde de  $1450\text{nm}$  à  $1590\text{nm}$  avec un pas annoncé par le fabricant de  $1\text{pm}$ . Nous avons donc réalisé des images à différentes longueurs d'onde sur la même structure. En nous basant sur les conclusions du chapitre précédent, nous avons opté pour une sonde monomode.

Une image topographique typique est présentée Fig. 4.5. Sur la vue 3D, on peut voir que la surface semble sale. Les tranchées d'air n'apparaissent pas à cette échelle, mais on voit le guide

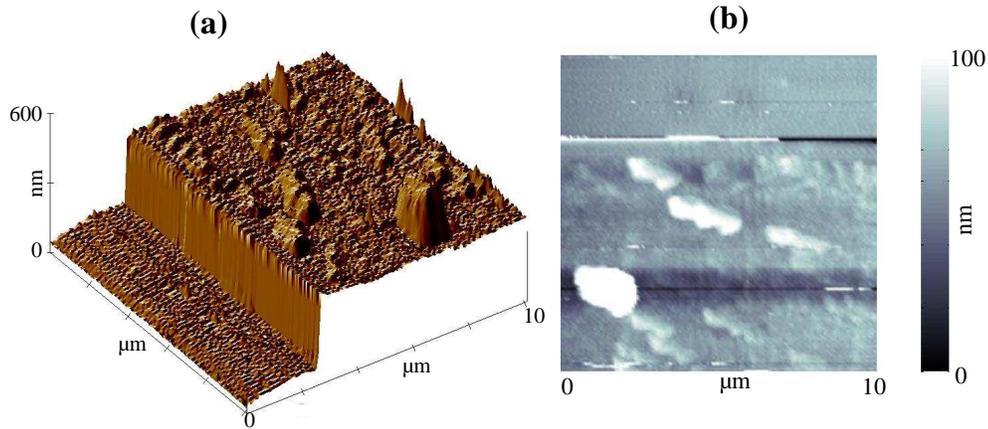


FIG. 4.5 – Images topographiques du cristal. (a) vue 3D mettant en évidence le guide ruban Si. (b) vue 2D de la même image une fois traitée : les tranchées d'air sont visibles.

Si de  $8\mu\text{m}$  de large. La hauteur observée correspond à sa hauteur réelle (400nm). La Fig. 4.5b est une vue en 2D de la même image une fois traitée : l'image a été aplatie de façon à faire ressortir les détails. Cette fois, on distingue les tranchées d'air. De plus, on peut remarquer que des fentes sont visibles également au-dessus du guide ruban. Ces tranchées – qui sont également visibles sur le cliché de microscopie électronique du cristal (Fig. 4.3b) – sont en fait le prolongement des tranchées du guide. On peut se demander pourquoi la surface du guide Si semble si sale alors que la surface en dehors du ruban est exempte de telles pollutions. Nous pouvons avancer l'élément de réponse suivant. Lors du processus de fabrication, on commence par graver les tranchées d'air. Puis une résine est déposée et lithographiée afin de masquer la zone qui deviendra le guide ruban. Cette résine est éliminée en toute fin de procédure par attaque acide. Il est probable qu'une quantité insuffisante d'acide ait été employée et qu'il reste en surface du guide des morceaux de résine qui forment les îlots que l'on observe sur les images topographiques. Il est important de noter que ces résidus, sans doute parce qu'ils ont un indice de réfraction relativement faible par rapport à celui du silicium, n'ont pas perturbé outre mesure les images optiques.

Une synthèse des images optiques que nous avons réalisées se trouve Fig. 4.6. Elles sont présentées dans une vue de côté. En bas de chaque image, nous avons schématisé la position spatiale des tranchées d'air, telle que nous avons pu la déduire des images topographiques correspondantes. Les images optiques couvrent une fenêtre spectrale qui commence depuis l'intérieur de la bande interdite ( $\lambda = 1480\text{nm}$ ) jusqu'au maximum de transmission du pic de résonance ( $\lambda = 1535\text{nm}$ ). Une vue agrandie du spectre de transmission avec la position spectrale de chacune des images se trouve à droite de la Fig. 4.6. L'orientation des images est telle que la lumière issue de la source accordable se propage de la droite de l'image vers la gauche. Précisons également que puisque nous n'avons pas utilisé systématiquement la même puissance d'injection et que de plus l'efficacité du couplage peut varier sensiblement d'une image à l'autre, la comparaison des niveaux de signal optique entre deux images n'est pas possible. C'est pourquoi nous avons normalisé chacune des images par rapport à son niveau de signal maximal. Nous allons maintenant nous consacrer à l'analyse de ces images.

Sur l'image enregistrée pour une longueur d'onde de 1480nm, un pic de signal important se trouve au niveau du premier miroir de Bragg tandis qu'un autre pic de moindre intensité

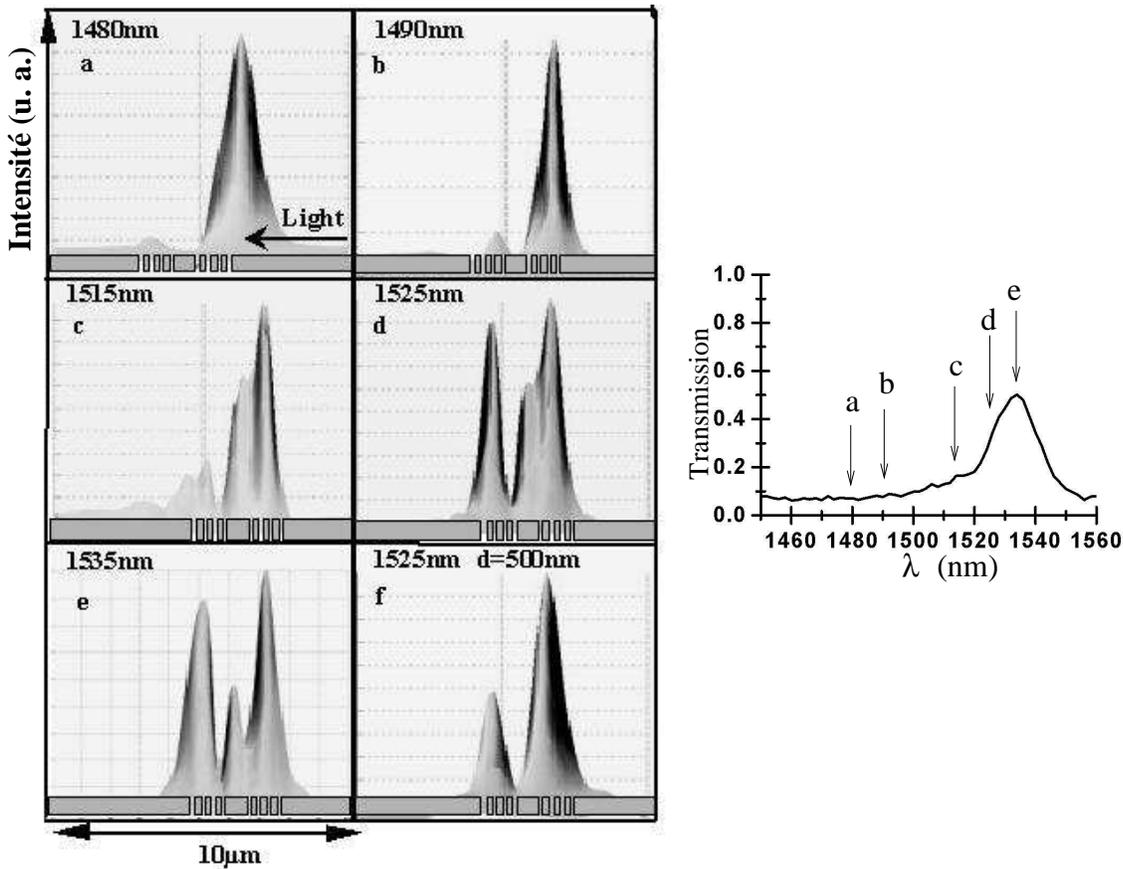


FIG. 4.6 – Images optiques SNOM enregistrées au-dessus du cristal photonique pour différentes longueurs d’onde incidentes. (a)  $\lambda = 1480\text{nm}$  (b)  $\lambda = 1490\text{nm}$  (c)  $\lambda = 1515\text{nm}$  (d)  $\lambda = 1525\text{nm}$  (e)  $\lambda = 1535\text{nm}$  et (f)  $\lambda = 1525\text{nm}$  en mode *interleave* (la pointe est en retrait de 500nm par rapport à la surface). La position spatiale des tranchées, déduite de l’image topographique correspondante, est indiquée sur chaque image. Sur chacune des images, la lumière se propage de la droite vers la gauche. À droite : zoom du spectre de transmission du cristal ; les flèches correspondent aux positions spectrales des images.

se trouve au-dessus du second miroir. Lorsqu’on se rapproche du pic de transmission de la microcavité ( $\lambda = 1490\text{nm}$ ), on constate que le premier pic de signal devient plus étroit alors que le niveau du second augmente. Cet effet s’amplifie encore lorsqu’on augmente à nouveau la longueur d’onde ( $\lambda = 1515\text{nm}$ ). De plus, il apparaît un nouveau pic d’intensité à l’intérieur de la cavité, recouvrant partiellement le premier pic. À  $\lambda = 1525\text{nm}$ , le niveau de signal au-dessus du second miroir est devenu presque aussi important que celui du miroir d’entrée, le pic situé au-dessus de la cavité étant toujours présent. Enfin, à  $\lambda = 1535\text{nm}$ , c’est-à-dire exactement à la longueur d’onde de résonance de la cavité, on observe trois pics bien résolus spatialement : deux au-dessus des miroirs (d’intensité presque indentique) et un au centre, d’intensité environ deux fois plus faible. La largeur à mi-hauteur de ce pic central est d’environ 800nm. En considérant l’ensemble de ces images, on peut associer les pics au-dessus des miroirs à des pics correspondant aux pertes hors-plan au niveau des miroirs, à la manière du phénomène qui était observé sur

les cristaux actifs du chapitre précédent au niveau de la première rangée de trous. La position spatiale du pic central nous invite à le faire correspondre au mode de cavité, dont on verrait l'apparition progressive au fur et à mesure que l'on se rapproche de la longueur d'onde de résonance. Toutefois, afin de confirmer cette idée, il est nécessaire d'obtenir des informations sur la nature du signal recueilli.

C'est pourquoi nous avons représenté sur la Fig. 4.6f une image enregistrée en mode *interleave* (cf. section 1.2.2) en même temps que la Fig. 4.6d (donc à  $\lambda = 1525\text{nm}$ ), mais en reculant la pointe d'une hauteur de 500nm. Puisque le champ électromagnétique associé au mode du guide ruban est fortement confiné par le guide, sa profondeur de pénétration dans l'air est assez faible (une centaine de nanomètres) et par conséquent une image enregistrée à 500nm de la surface peut être considérée comme une image de type "champ lointain", où le poids de la partie évanescente du mode guidé est négligeable devant celui de la partie radiative. Sur cette image, on peut observer que le pic central, que nous associons au mode confiné de la cavité, a disparu – contrairement aux pics des miroirs. Notons également qu'alors qu'en champ proche les deux pics des miroirs avaient des intensités équivalentes, désormais l'amplitude du second pic est deux fois moindre que celle du premier pic. Nous pouvons interpréter ces résultats de la façon suivante. Le pic central est composé majoritairement de champ évanescent, tandis que les pics situés au-dessus des miroirs sont formés plutôt de champ radiatif. Tout ceci tend à confirmer que le pic central est bien associé à un mode confiné dans le guide, tandis que les deux autres sont associés à des pertes. La diminution en intensité du pic associé aux pertes sur le miroir de sortie par rapport aux pertes sur le miroir d'entrée tendrait à prouver qu'il y a une quantité non négligeable de champ évanescent au-dessus du second miroir – mais il est difficile d'aller plus avant dans les conclusions.

Dans toute cette discussion, nous n'avons pas abordé la question du niveau de signal détecté au-dessus du guide ruban. En effet, un regard aux différentes images montre que ce niveau est très faible, qu'il ne semble pas beaucoup varier d'une longueur d'onde à l'autre et surtout qu'il reste presque le même lorsqu'on recule la sonde de 500nm. Le signal que détecte la pointe au-dessus du guide semble donc être de l'ordre du niveau de bruit. Bien entendu, il n'est pas étonnant que le niveau de signal détecté soit faible, puisque nous sommes toujours dans la situation d'un couplage évanescent faible entre la sonde et le mode guidé dû au contraste d'indice important entre les deux matériaux. Mais ce qui est étonnant, c'est que nous parvenions à détecter un signal associé à un couplage évanescent au niveau de la cavité mais pas au niveau du guide. C'est pour comprendre ce phénomène que nous avons décidé de procéder à des simulations.

### 4.2.3 Simulations FDTD

Les simulations présentées dans cette section ont été effectuées par B. Cluzel à l'aide de FULLWAVE, un logiciel commercial utilisant un algorithme de type FDTD. Le structure simulée est une structure bidimensionnelle qui tient compte de la structure silicium sur isolant, mais où le guide silicium est supposé faire une largeur infinie. Cette approximation est justifiée si on se rappelle que le guide ruban a une largeur importante en comparaison de la taille du cristal photonique. Les calculs présentés donnent la valeur de l'intensité du champ électrique selon trois plans horizontaux : au centre de la membrane silicium, à 4nm au-dessus de celle-ci (ce qui correspond à une distance pointe-surface typique sous régulation *shear-force*) et enfin à 500nm au-dessus de la membrane. La Fig. 4.7 présente les résultats de la simulation pour deux longueurs d'ondes : l'une à proximité de la résonance de cavité ( $\lambda = 1525\text{nm}$ , Fig. 4.7a) et l'autre située dans la bande interdite ( $\lambda = 1490\text{nm}$ , Fig. 4.7b).

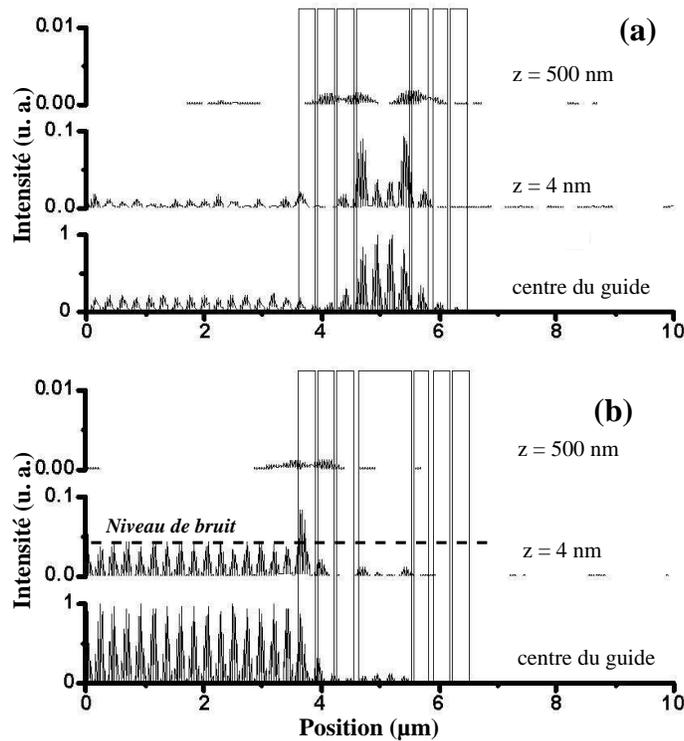


FIG. 4.7 – Calcul par simulation FDTD de l'intensité du champ électrique dans le cristal photonique, pour trois altitudes : au centre du guide Si, à 4nm au-dessus du guide (contact shear-force) et à 500nm au-dessus du guide (mode interleave). (a) Calcul à  $\lambda = 1525\text{nm}$ . (b) Calcul à  $\lambda = 1490\text{nm}$ . La lumière se propage de la gauche vers la droite. (simulations : B. Cluzel)

Commençons par discuter de ce qu'on observe à  $\lambda = 1525\text{nm}$ , c'est-à-dire près de la résonance. Au centre de la membrane, l'intensité du champ électrique est concentrée dans la cavité, sous la forme de quatre pics bien séparés spatialement. Un pic plus faible se trouve de chaque côté de la cavité au niveau de la première tranche de silicium, mais ensuite l'amplitude du signal décroît très rapidement. Des interférences, dues à la superposition cohérente de la lumière incidente et de la partie réfléchi au niveau du miroir d'entrée, sont apparentes au centre du guide ruban d'entrée<sup>2</sup>. Au-dessus de la membrane, au niveau où se fait la mesure champ proche, le profil d'intensité est assez différent. À l'intérieur de la cavité, ce sont les deux pics se trouvant aux extrémités de la cavité qui dominent, tandis qu'un signal plus important en relatif se trouve au-dessus des miroirs de Bragg. Les interférences dans le guide ruban se sont atténuées. Enfin, à 500nm au-dessus de la membrane, il n'y a presque plus de signal au centre de la cavité et il ne reste que deux pics assez larges, à cheval entre la cavité et les miroirs.

Au sein de la bande interdite (Fig. 4.7b), la distribution d'intensité au centre de la membrane est dominée par les interférences entre les signaux incident et réfléchi (ce qui était prévisible puisque le pouvoir réflecteur du miroir de Bragg est important à cette longueur d'onde). De la lumière pénètre partiellement dans la structure photonique, sur une distance qui correspond à

<sup>2</sup>Le fait que cette figure d'interférence présente une visibilité égale à un est un artefact dû au logiciel utilisé. Ce dernier effectue en effet une remise à zéro des niveaux d'intensité moyens.

la profondeur de pénétration du mode de Bloch. Si l'on se place juste au-dessus du guide, on voit que ce n'est plus la figure d'interférence qui domine mais le pic associé aux pertes sur la première tranchée d'air. Enfin, à une altitude de 500nm, seul le pic de pertes est encore visible.

Ces simulations montrent clairement que pour une structure présentant un confinement important telle que celle-ci l'intensité mesurée en champ proche peut être assez différente de la distribution d'intensité existant au centre de la structure. Nous voyons par exemple qu'il est normal que le pic d'intensité situé au-dessus de la cavité soit moins intense que ceux associés aux pertes sur les miroirs de Bragg. De la même façon, à la longueur d'onde de résonance, le signal au-dessus du guide ruban est faible en comparaison de celui dans la structure. Globalement, un bon accord qualitatif est observé entre ces simulations et nos mesures. Cependant, certains points requièrent davantage d'attention. Pour  $\lambda = 1525\text{nm}$ , plusieurs pics sont résolus à l'intérieur de la cavité sur les simulations ; or rien de tel n'apparaît sur nos images expérimentales. Ce phénomène peut provenir d'un manque de résolution dû au faible nombre de points d'échantillonnage utilisé pour les images ( $128 \times 128$  pixels, soit un pixel tous les 80nm environ) ou bien à une taille trop importante de l'extrémité de la pointe.

On peut également s'étonner du fait qu'aucune interférence ne soit visible sur les images expérimentales au-dessus du guide ruban notamment pour  $\lambda = 1490\text{nm}$  (Fig. 4.6b). Il nous faut alors préciser que bien que ce ne soit pas visible sur les images expérimentales présentées, un traitement adapté des données expérimentales permet de faire apparaître sur l'image à 1490nm des franges d'interférence juste avant le premier miroir. L'amplitude de ces franges est cependant à peine supérieure au niveau de bruit (essentiellement le fond continu de signal). Nous pouvons donc en déduire que le niveau de bruit optique est de l'ordre de l'amplitude des franges d'interférences. Nous avons reporté ce niveau de bruit sur la simulation (cf. Fig. 4.7b). On voit alors que le niveau de signal dans la cavité est situé sous ce niveau de bruit : par conséquent il est normal que rien n'apparaisse au-dessus de la cavité sur l'image expérimentale correspondante.

En résumé, bien qu'un accord qualitatif soit observé – c'est-à-dire que l'évolution des images expérimentales est en accord avec l'évolution des simulations – il est difficile de parler d'un accord quantitatif. Entre autres, le niveau de bruit optique est important et la résolution latérale semble laisser à désirer. Cependant, la structure que nous avons étudiée est loin d'être parfaite. Outre ce problème de résine subsistant en surface, la gravure des tranchées est inévitablement oblique ce qui augmente les pertes par diffraction par rapport à ce que prédit la simulation. Quoi qu'il en soit, c'est à notre connaissance la première fois que la dynamique spectrale de l'établissement d'un mode d'une microcavité à cristal photonique est mise en évidence. Même si la résolution des images doit encore être améliorée (nous discuterons de quelques pistes pour y parvenir dans la conclusion de ce mémoire), ces résultats sont encourageants. Ils ouvrent la perspective d'une véritable caractérisation (au sens de résultats quantitatifs) de microcomposants à cristaux photoniques par microscopie en champ proche.

## 4.3 Étude d'un guide à cristal photonique

### 4.3.1 Résultats expérimentaux

Nous allons maintenant présenter les résultats expérimentaux que nous avons obtenus sur un guide d'onde réalisé en créant un défaut linéique dans un cristal photonique 2D sur membrane. Un cliché MEB de l'échantillon est présenté sur la Fig. 4.8. Un défaut linéique a été formé en omettant pas une ligne de trous dans un cristal photonique 2D à maille triangulaire. Ce défaut forme un guide de type W1 qui est adressé par un guide ruban en silicium. La membrane silicium

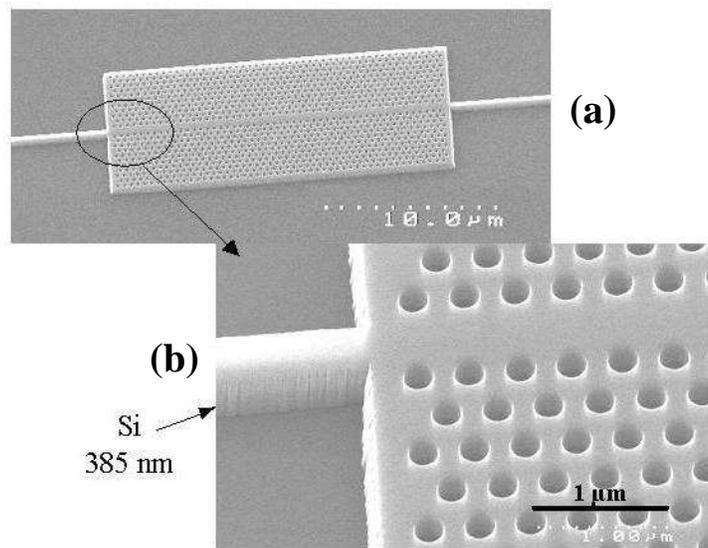


FIG. 4.8 – Clichés de microscopie électronique de l'échantillon. (a) vue générale (b) vue agrandie de la jonction entre le guide ruban et le guide à cristal photonique.

fait 385nm d'épaisseur et est prise en sandwich entre deux couches de silice, formant ainsi un guide plan  $\text{SiO}_2/\text{Si}/\text{SiO}_2$ . L'épaisseur de la couche supérieure de silice est de 130nm. Le cristal photonique en lui-même est formé d'un réseau triangulaire de trous circulaires de 230nm de diamètre avec un paramètre de maille de  $a = 390\text{nm}$ .

Comme l'échantillon précédent, celui-ci avait déjà bénéficié d'une analyse complète en champ lointain ([Zelmann 03]). Les résultats de cette analyse sont reportés sur la Fig. 4.9. À gauche (Fig. 4.9a), on peut voir le diagramme de bandes (pour la polarisation TE uniquement), calculé par la méthode des ondes planes. Il existe une bande interdite, à l'intérieur de laquelle on peut voir deux modes de défaut. Ces deux branches correspondent à deux modes guidés ayant des distributions de champ électromagnétique de symétries différentes. L'un des modes présente une distribution de champ qui est paire par rapport à un plan perpendiculaire à la membrane et passant par le centre du guide W1 – on l'appelle donc mode pair – tandis que l'autre possède une symétrie impaire par rapport à ce plan – le mode impair. La distribution de l'intensité du champ magnétique a été calculée par FDTD et est représentée en Fig. 4.10 pour chacun des deux modes. Naturellement, comme il s'agit de l'intensité du champ, l'anti-symétrie n'apparaît pas et les deux modes semblent de symétrie paire. Cependant, on voit bien que la distribution d'intensité est très différente : le mode pair est très localisé au centre du guide, tandis que le mode impair possède une extension spatiale plus importante dans le cristal et présente un noeud au centre du guide. Cette différence de symétrie entre deux modes de défaut a d'importantes conséquences ([Olivier *et al.* 01, Letartre *et al.* 01]). Deux modes guidés possédant la même symétrie peuvent se coupler. Cela signifie que là où deux branches de la courbe de dispersion devraient se croiser, il se produit en fait un anti-croisement qui a pour conséquence l'apparition d'une mini bande interdite à l'intérieur de la bande interdite (ce qu'on appelle les *mini-stopbands*). En revanche, deux modes ayant des symétries différentes – comme c'est le cas ici – ne peuvent en aucun cas se coupler, et leurs branches peuvent se croiser.

Un spectre expérimental de transmission, obtenu dans les conditions décrites dans la section

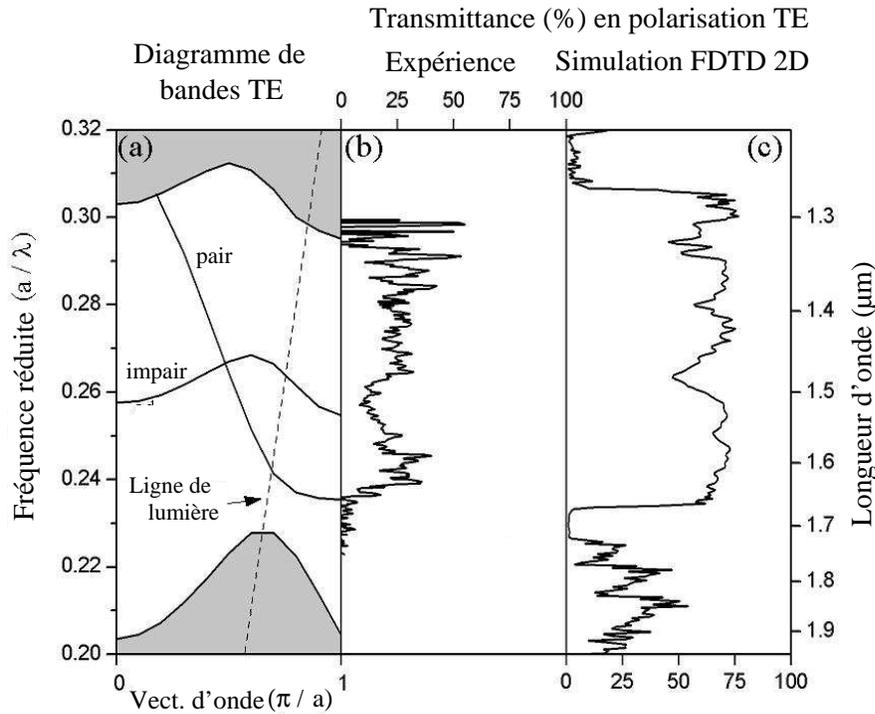


FIG. 4.9 – Caractérisation en champ lointain de l'échantillon. (a) Diagramme de bandes, calculé en polarisation TE par la méthode des ondes planes. (b) Spectre expérimental de transmission. (c) Simulation par FDTD 2D de la transmission de la structure. (d'après [Zelsmann 03])

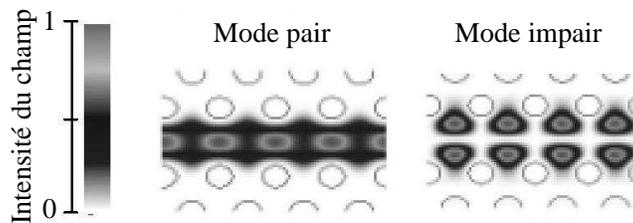


FIG. 4.10 – Distribution de l'intensité du champ magnétique pour les deux modes guidés du guide W1 le mode pair (pour  $k = 0,6$ ) et le mode impair (pour  $k = 0,98$ ), calculée par le méthode du développement en ondes planes. (d'après [Zelsmann 03])

2.4.1, est présenté Fig. 4.9b. La transmission est en unités absolues, puisqu'elle a été normalisée par celle obtenue sur un guide de référence ne présentant pas de cristal. Entre 1,3 et 1,66  $\mu\text{m}$ , une zone spectrale où la transmission atteint des valeurs d'environ 35% est observée. Puisque le guide W1 est connecté au guide ruban qui est un guide monomode, seul le mode pair peut être excité. L'intervalle spectral de transmission doit donc être associé à la branche paire du diagramme de bande. Cependant, entre 1,5 et 1,6  $\mu\text{m}$ , on observe un creux dans la courbe de transmission. Ce creux semble correspondre à l'intervalle spectral où les deux modes pair et impair coexistent et se retrouve aussi sur la simulation FDTD (cf. Fig. 4.9c).

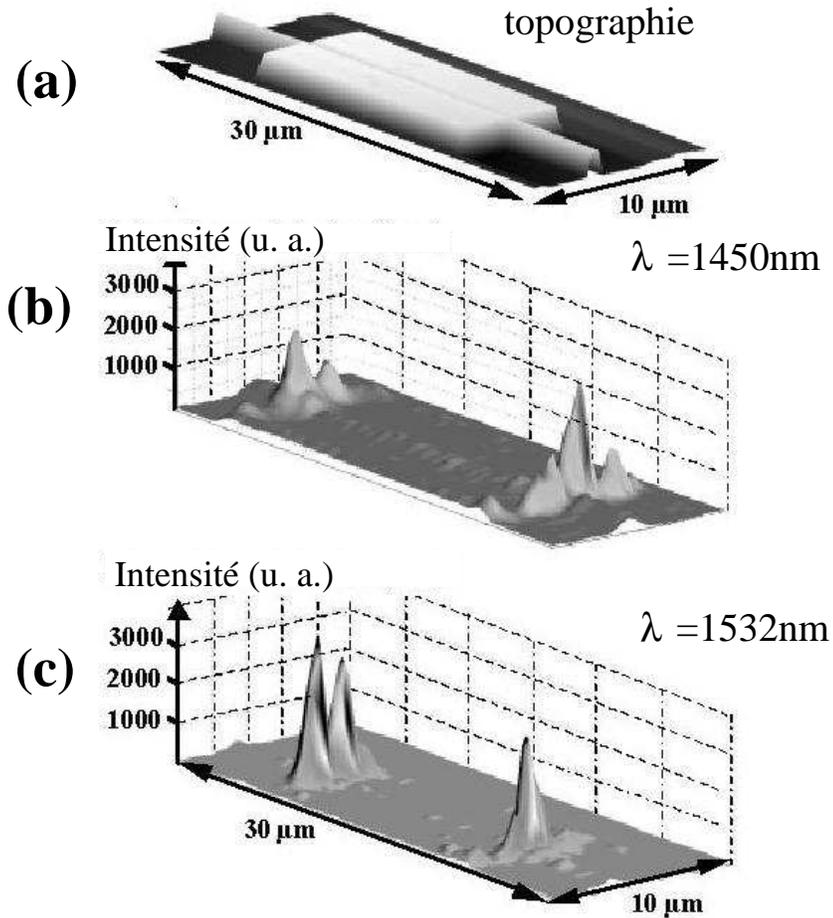


FIG. 4.11 – Vue 3D des images obtenues avec le SNOM. (a) Image topographique. (b) Image optique pour  $\lambda = 1450\text{nm}$ . (c) Image optique pour  $\lambda = 1532\text{nm}$ . Sur les images optiques, la lumière se propage de la droite vers la gauche de l'image.

C'est pour étudier l'origine de cette chute de transmission que nous avons voulu obtenir des images en champ proche de la distribution d'intensité électromagnétique dans le guide, en utilisant pour cela la même configuration que précédemment (et donc la même source laser accordable). La pointe est toujours formée à partir d'une fibre optique monomode. Nous avons réalisé des images à différentes longueurs d'onde et nous allons discuter les images obtenues à  $\lambda = 1450\text{nm}$  (longueur d'onde se trouvant dans une zone où seul le mode pair existe) et  $\lambda = 1532\text{nm}$  (à cette longueur d'onde les deux modes existent). Les images SNOM obtenues ainsi que l'image topographique sont présentées Fig. 4.11. L'image topographique est présentée dans une vue 3D qui met en évidence le guide ruban ainsi que le cristal photonique. En revanche, nous avons pu constater lors de l'expérience que les trous étaient assez mal résolus. Nous attribuons cela au bruit mécanique induit par notre configuration expérimentale, que malgré tous nos efforts nous n'avons pas pu faire disparaître.

Les images optiques enregistrées aux deux longueurs d'onde présentent un point commun. En effet, les maxima d'intensité se trouvent dans les deux cas au niveau des jonctions entre le

guide ruban et le guide W1, à l'entrée du guide comme à sa sortie. Nous attribuons ces pics de signal à des pertes hors-plan dues à l'adaptation de mode entre le mode guidé du guide ruban et celui du guide à cristal photonique. À  $\lambda = 1450\text{nm}$ , on observe un pic important au niveau de l'entrée du guide W1, avec deux pics de moindre amplitude de chaque côté. Un profil semblable est observé à  $1532\text{nm}$ , mais sans les deux petits pics. En revanche, le profil à la sortie du guide W1 est très différent d'une longueur d'onde à l'autre. Sur l'image enregistrée à  $\lambda = 1450\text{nm}$ , le profil des pertes à la sortie du guide W1 est très semblable à celui observé en entrée : un pic centré sur le guide, et deux pics autour de lui (notons toutefois une légère asymétrie dans ces deux pics). En revanche, un profil radicalement différent est observé à la sortie du guide W1 pour  $\lambda = 1532\text{nm}$  : un *minimum* d'intensité est observé au niveau de la jonction, entouré de deux pics importants de part et d'autre de ce nœud. Essayons de comprendre d'où provient ce changement de profil des pertes.

La distribution spatiale des pertes hors-plan dépend *a priori* de la distribution spatiale du champ confiné dans le guide. Le profil observé dans chacun des cas à l'entrée s'explique alors facilement : le champ électrique dans le guide ruban est pair, et vient exciter le mode pair du guide à cristal photonique. Ces deux modes possèdent une distribution d'intensité avec un pic au centre du guide. Par conséquent, l'allure observée à l'entrée pour chaque longueur d'onde peut être interprétée comme la signature de l'excitation du mode pair du guide W1. De même, à la sortie du guide W1 et à  $\lambda = 1450\text{nm}$ , on observe le couplage du mode pair du guide à cristal photonique avec le mode fondamental du guide ruban silicium. La situation n'est pas la même en sortie du guide W1 à  $\lambda = 1532\text{nm}$  : le profil des pertes possédant un nœud au centre du guide, cela indique que le mode se propageant à la sortie du guide W1 est le mode impair. De plus, une autre indication nous est offerte par l'intensité des pertes en sortie. Sur l'image à  $\lambda = 1450\text{nm}$ , l'intensité totale des pertes à la sortie du guide – telle qu'on peut l'estimer en intégrant le profil – est plus faible qu'à l'entrée. Ce résultat provient tout simplement du fait qu'il y a moins de lumière qui sort que de lumière à l'entrée, ce qui est normal puisqu'il y a eu des pertes à l'entrée et durant la propagation le long du guide. En revanche, sur l'image à  $\lambda = 1532\text{nm}$ , on observe une quantité supérieure de pertes en sortie par rapport à l'entrée. Cela signifie donc que le mécanisme provoquant les pertes, c'est-à-dire le couplage entre le mode guidé du guide à cristal photonique et celui du guide ruban, n'est pas le même à l'entrée qu'à la sortie. Le couplage en sortie de cristal provoquant un taux de pertes bien plus élevé, cela signifie qu'il est bien moins efficace. Ce point va donc dans le sens de l'explication proposée pour expliquer le profil des pertes : en sortie, la mode guidé impair est excité et se couple avec le mode guidé fondamental du guide ruban. Ce résultat est étonnant, puisque comme nous l'avons expliqué plus haut, les modes pair et impair ne peuvent en théorie se coupler : cela leur est interdit pour raison de symétrie. Pourtant, nous avons ici une preuve expérimentale du contraire. Toutefois, avant d'aller plus loin et de discuter ce point, nous allons finir l'analyse des images expérimentales – nous laissons donc durer le suspense et remettons à plus tard l'analyse de cet intrigant résultat.

Sur l'image à  $1450\text{nm}$ , on peut voir, au-dessus du guide à cristal photonique, qu'un peu de lumière est présente. Rien de tel n'est visible sur l'image à  $1532\text{nm}$ , mais cela est dû à l'échelle verticale. Nous avons donc représenté sur la Fig. 4.12 une vue agrandie des images optiques en se centrant sur le guide à cristal photonique. Sur cette figure sont également représentées les images obtenues en mode *interleave* en reculant la pointe de  $400\text{nm}$  par rapport au contact *shear-force*. Les images au contact et en retrait ont été obtenues simultanément. Sur les images enregistrées à  $\lambda = 1450\text{nm}$ , on remarque que les deux distributions d'intensité obtenues au contact et à  $400\text{nm}$  sont semblables, avec des intensités du même ordre. En revanche, à  $1532\text{nm}$ , le signal associé à la propagation de la lumière dans le guide à cristal photonique, qui est bien visible sur l'image

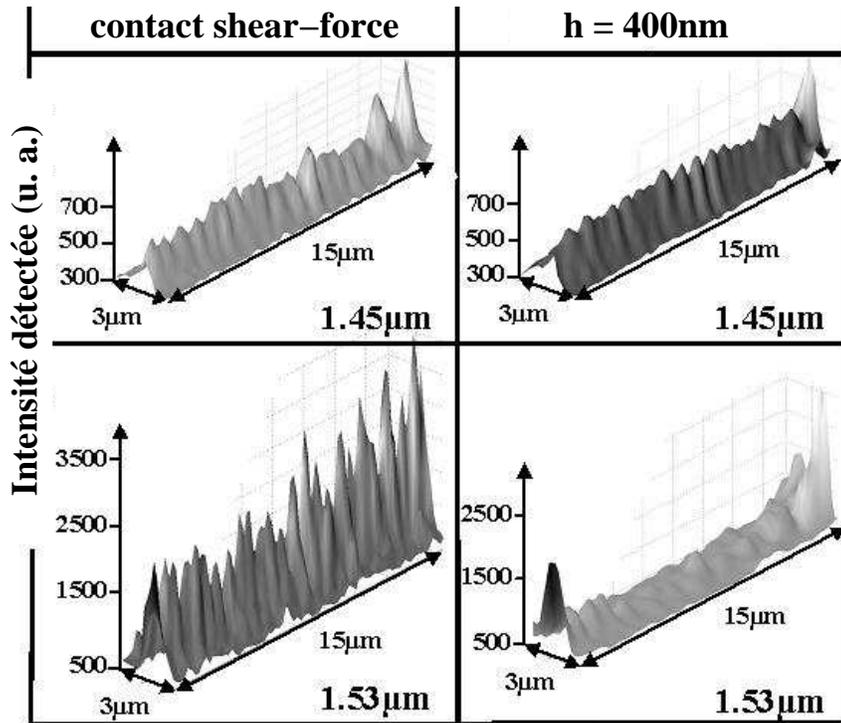


FIG. 4.12 – Vue 3D des images optiques obtenues au-dessus du guide W1 à  $\lambda = 1450\text{nm}$  (en haut) et  $\lambda = 1532\text{nm}$  (en bas) à l'aide du mode interleave : images au contact shear-force (à gauche) et en reculant la pointe de 400nm (à droite).

enregistrée au contact, disparaît lorsqu'on éloigne la sonde. Ces deux comportements différents peuvent facilement se comprendre à l'aide du diagramme de bandes. À 1450nm, le mode pair excité se trouve au-dessus de la ligne de lumière. Cela signifie qu'il s'agit d'un mode à pertes, possédant une composante radiative non-nulle dans la direction verticale. Le signal détecté par la sonde provient semble-t-il essentiellement de cette partie radiative, expliquant ainsi les intensités similaires observées en champ proche et en "champ lointain". La situation n'est pas la même à  $\lambda = 1532\text{nm}$ , où les modes pair et impair coexistent. En effet, si à cette fréquence le mode de symétrie paire est à pertes, le mode impair est quant à lui situé sous la ligne de lumière et est donc un mode parfaitement confiné suivant la direction verticale. La chute d'intensité observée à cette longueur d'onde est donc un indice supplémentaire de la présence du mode de symétrie impaire dans le guide d'onde.

De plus, les distributions observées en champ proche pour les deux longueurs d'onde sont très différentes. Le profil d'intensité à  $\lambda = 1450\text{nm}$  semble faire apparaître une seule période, tandis qu'à 1532nm la distribution spatiale de l'intensité le long du guide est beaucoup plus chahutée. En théorie, une analyse de Fourier de cette distribution devrait nous permettre de faire apparaître les fréquences de modes de Bloch qui se propagent le long du guide ([Bozhevolnyi *et al.* 02]). Malheureusement, le faible nombre de points d'échantillonnage – imposé par les niveaux de signal optique avec lesquels nous avons dû travailler – des images expérimentales limite assez fortement la gamme de fréquences spatiales ainsi accessible. Les spectres de Fourier n'ont ainsi pas révélé de fréquence particulière dans les profils de la Fig. 4.12 pour  $\lambda = 1535\text{nm}$ . Pour l'autre

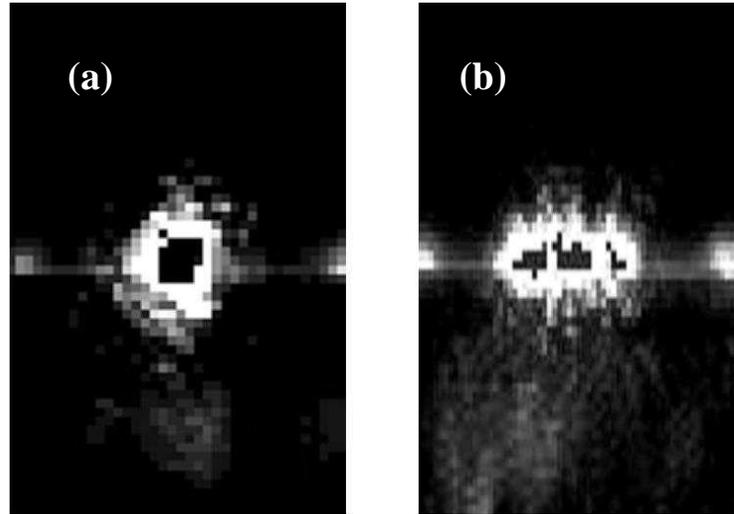


FIG. 4.13 – Images obtenues à l'aide de la caméra infrarouge focalisée sur la face clivée de la sortie du guide ruban.

longueur d'onde, on note une période de l'ordre de  $\lambda$ .

### 4.3.2 Discussion

Le résultat important qui ressort de ces expériences est la mise en évidence par le microscope en champ proche d'un profil de pertes en sortie du guide à cristal photonique que nous attribuons à l'excitation du mode guidé impair du guide W1. Or, nous savons que le guide ruban ne peut en théorie exciter que le mode pair – ce qui est confirmé par le profil expérimental des pertes à l'entrée du cristal photonique. Le problème est donc de comprendre ce qui physiquement explique ce couplage en théorie interdit.

Si on regarde à nouveau le diagramme de bandes (Fig. 4.9a), on peut voir qu'à la longueur d'onde où le couplage est observé ( $\lambda = 1532\text{nm}$ ), les modes pair et impair ont des vecteurs d'onde respectifs d'environ  $0,6\pi/a$  et  $0,98\pi/a$ . Le couplage entre ces modes fait intervenir un processus qui permet au mode pair de gagner suffisamment de vecteur d'onde pour se coupler avec le mode impair. Différents phénomènes peuvent entrer en jeu. L'idée est que le passage d'une structure parfaite à sa réalisation technologique crée nécessairement des défauts. Par exemple, les trous ne seront jamais parfaitement circulaires, mais présenteront une certaine irrégularité dans leur forme. Si ces irrégularités se répètent de manière périodique, alors le réseau de défauts ainsi formé peut diffracter la lumière se propageant dans le guide et, en permettant à celle-ci de "gagner" du vecteur d'onde, la convertir dans le mode de symétrie impaire. On a ainsi, via une rugosité périodique induite par la voie technologique de réalisation des échantillons, couplé les deux modes. Évidemment, il ne s'agit que d'une hypothèse. Cependant, un élément va dans ce sens. Sur la simulation FDTD de la transmission au travers du guide à cristal photonique (Fig. 4.9c), le creux de transmission au niveau du croisement des branches des modes pair et impair existe. Pourtant, la structure simulée n'est-elle pas parfaite ? En fait, non, puisque pour faire le calcul il est nécessaire de discrétiser spatialement la structure. Conséquence de ce maillage, la structure simulée présente elle aussi des imperfections, qui peuvent permettre le couplage entre les deux modes, expliquant ainsi le creux dans la transmission observé en simulation.

Un autre point, plus qualitatif, montre le couplage entre les branches paire et impaire de la courbe de dispersion. À l'aide de la caméra infrarouge qui nous permet de contrôler le couplage de la lumière dans le guide (cf. Fig. 4.1), il est possible de faire une image de l'allure de la lumière sur la face clivée de sortie. Le spot a toujours une allure relativement circulaire (Fig. 4.13a), sauf pour trois longueurs d'onde particulières (Fig. 4.13b) :  $\lambda = 1,47\mu\text{m}$ ,  $1,53\mu\text{m}$  et  $1,57\mu\text{m}$ . À ces fréquences, le spot présente une allure plus elliptique, avec un plan nodal au centre du guide ruban, qui pourrait correspondre à une distribution d'intensité suivant deux lobes. L'allure du spot sur la face de sortie pour une longueur d'onde de  $1,53\mu\text{m}$ , mesurée en champ lointain, semble donc bien concorder avec nos images SNOM et va dans le sens d'un couplage entre les modes pair et impair. Mais ce qui est encore plus intéressant, c'est que ces trois longueurs d'onde correspondent à des zones où existent des bandes plates sur la courbe de dispersion du mode impair (cf Fig. 4.9). Cela signifie donc qu'à ces fréquences, il y a une grande densité d'états impairs disponibles. Le processus de couplage entre les modes de Bloch étant *a priori* assez peu efficace, le couplage ne semble pouvoir prendre place uniquement à des points bien particuliers de la courbe de dispersion, ceux où la densité d'états impairs disponibles est importante. Il est également tentant d'attribuer l'intensité importante mesurée en champ proche à  $\lambda = 1,53\mu\text{m}$  (Fig. 4.12) à cette densité d'états importante. Toutefois, d'autres expériences seront nécessaires pour en être certain.

En résumé, nous avons mis en évidence, grâce à des images réalisées avec un microscope en champ proche, l'existence d'un couplage entre les modes guidés pair et impair d'un guide à cristal photonique. Ce couplage est interdit pour des raisons de symétrie dans une structure parfaite, mais les défauts qui apparaissent inévitablement dans une structure réelle permettent de coupler ces modes. Le processus physique exact par lequel ce couplage se produit n'est en revanche pas clairement identifié. Des expériences numériques sont envisageables pour aller plus loin. Par exemple, il pourrait être intéressant de réaliser des simulations FDTD en faisant varier le pas de discrétisation spatial de la structure simulée. On passerait ainsi petit à petit d'une structure avec des trous polygonaux à une structure avec des trous quasi-circulaires. Si notre hypothèse est correcte, le couplage entre les modes pair et impair (directement visible grâce au creux de transmission sur le spectre) devrait fortement diminuer avec l'augmentation du pas de discrétisation. Une telle étude est actuellement en cours dans le cadre de la thèse de Benoît Cluzel.

Deuxième partie

Étude de films métalliques  
nanostructurés



## Chapitre 5

# Cristaux polaritoniques de surface

La deuxième partie de ce mémoire est consacrée à l'étude de structures que nous appellerons cristaux polaritoniques de surface par analogie avec les cristaux photoniques. Ce terme n'est pas aussi courant que celui de cristal photonique, aussi nous devons d'abord justifier son emploi. C'est là tout l'objet de ce chapitre. Pour cela, nous devons effectuer quelques rappels relatifs aux plasmon-polaritons. Nous pourrions alors montrer, avec l'aide des concepts développés au cours du chapitre 2, qu'un phénomène de bande interdite peut apparaître sur des surfaces métalliques présentant une modulation périodique de leur topographie. Ensuite nous rappellerons les résultats expérimentaux de Ebbesen *et al.* sur les structures dites "tamis à photons". Enfin, nous présenterons quelques calculs que nous avons effectués sur un tamis à photons unidimensionnel et nous verrons dans quelle mesure une telle structure peut constituer un modèle de cristal polaritonique de surface.

### 5.1 Plasmon-polaritons de surface

#### 5.1.1 Qu'est-ce qu'un plasmon-polariton de surface ?

Un métal fortement conducteur contient de nombreux électrons libres, qu'une approche relativement simpliste permet de décrire comme un gaz d'électrons, c'est-à-dire d'appliquer aux électrons considérés comme indépendants les résultats de la théorie cinétique des gaz. C'est le modèle de Drude. Dans le cadre de ce modèle, la partie réelle de la fonction diélectrique  $\varepsilon$  du métal peut être exprimée sous la forme ([Ashcroft et Mermin 02]) :

$$\varepsilon(\omega) = 1 - \left(\frac{\omega_p}{\omega}\right)^2, \quad (5.1)$$

où  $\omega_p$ , fréquence où la fonction  $\varepsilon(\omega)$  s'annule, est appelée fréquence plasma. À cette fréquence particulière le métal est sujet à une oscillation de plasma, qui correspond à un déplacement en bloc du gaz d'électrons dans une tranche de métal à la fréquence  $\omega_p$ . Ce déplacement entraîne un champ électrique de rappel dans la même direction que le déplacement : l'oscillation de plasma est une vibration longitudinale. On appelle aussi l'oscillation de plasma *plasmon de volume*. Le mot plasmon, qui évoque celui d'une particule, fait référence au fait que le plasmon est un quantum d'énergie. En effet, si l'on fait traverser à un électron un film métallique, l'énergie perdue par l'électron est un multiple entier de l'énergie du plasmon  $\hbar\omega_p$ .

Considérons maintenant une interface entre un métal décrit par la fonction diélectrique  $\varepsilon_2$  et un milieu diélectrique de permittivité constante  $\varepsilon_1$  (Fig. 5.1). La brisure de la symétrie trans-

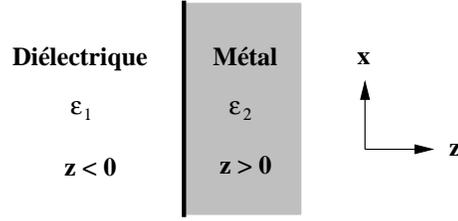


FIG. 5.1 – Interface Métal/Diélectrique.

lationnelle qui existait dans le métal infini conduit à l'apparition d'un mode de surface, appelé *plasmon de surface*. Ce mode correspond physiquement à une oscillation du gaz d'électrons à cette interface, à la fréquence  $\omega_{sp}$  telle que  $\varepsilon_2(\omega_{sp}) = -\varepsilon_1$  ([Agranovich et Mills 82]). Ainsi, dans le cas d'un métal décrit par l'équation 5.1 en contact avec l'air, la fréquence du plasmon de surface est  $\omega_{sp} = \omega_p/\sqrt{2}$ .

Maintenant que nous avons défini ce qu'est un plasmon de surface, nous pouvons introduire le plasmon-polariton de surface. D'une manière générale, un polariton est une quasi-particule modélisant l'excitation combinée d'un photon et d'une autre particule ([Agranovich et Mills 82]). On trouve ainsi des phonon-polaritons (un photon en interaction avec une vibration de réseau) ou bien des exciton-polaritons (un photon en interaction avec une paire électron-trou). Un plasmon-polariton de surface (PPS) est donc l'excitation combinée d'un plasmon de surface et d'un photon. Pour introduire les propriétés des PPS, nous allons reprendre la configuration représentée sur la Fig. 5.1 et rechercher une solution des équations de Maxwell existant en l'absence de champ incident, un mode propre. Nous recherchons une solution qui soit un mode de surface, c'est-à-dire propagative le long de l'interface mais dont l'amplitude décroît exponentiellement à mesure que l'on s'éloigne de l'interface. Le champ électrique de ce mode doit donc s'écrire :

$$E_{pp} = E_0 e^{i(k_x x + k_{zj}|z|)}, \quad j \in [1, 2], \quad (5.2)$$

où  $k_{z1}$  et  $k_{z2}$ , vecteurs d'onde du PPS dans la direction  $z$  dans les milieux 1 et 2, respectivement, sont imaginaires purs. Notons que cette solution n'existe qu'en polarisation p (champ magnétique perpendiculaire au plan de la Fig. 5.1). La condition de continuité du champ  $H_y$  impose :

$$\frac{\varepsilon_1}{k_{z1}} = -\frac{\varepsilon_2}{k_{z2}}. \quad (5.3)$$

Si de plus on utilise la relation donnant le module au carré du vecteur d'onde dans les deux milieux :

$$k_0^2 = \varepsilon_j \left(\frac{\omega}{c}\right)^2 = k_x^2 + k_{zj}^2, \quad j \in [1, 2] \quad (5.4)$$

on obtient une relation entre  $k_x$  et  $\omega$ , qui est l'équation de dispersion des plasmon-polaritons de surface d'une interface métal/diélectrique :

$$k_x = \frac{\omega}{c} \sqrt{\frac{\varepsilon_1 \varepsilon_2}{\varepsilon_1 + \varepsilon_2}}. \quad (5.5)$$

Dans cette équation  $\varepsilon_1$  est un nombre réel, tandis que sur un métal réel  $\varepsilon_2$  a une valeur complexe. Par conséquent le vecteur d'onde du plasmon-polariton de surface est également complexe :

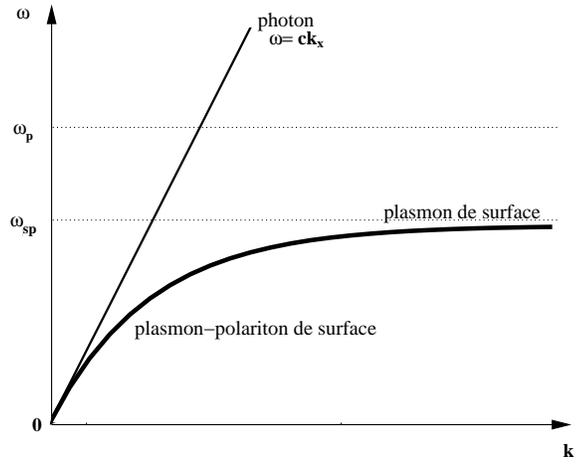


FIG. 5.2 – Courbe de dispersion du plasmon-polariton de surface d’une interface semi-infinie.

$k_x = k'_x + ik''_x$ . La partie imaginaire  $k''_x$  correspond à l’atténuation du PPS au cours de sa propagation (pertes non radiatives par effet Joule) et détermine sa distance de propagation. Par souci de simplification de l’écriture nous écrirons généralement  $k_x$  en place de  $k'_x$  dans la suite du texte.

Considérons la Fig. 5.2 sur laquelle nous avons tracé la courbe de dispersion du plasmon-polariton de surface. Aux grandes valeurs de  $k_x$ , la courbe de dispersion tend vers une asymptote qui est une droite horizontale de fréquence  $\omega = \omega_{sp}$ . Cela signifie qu’aux grandes valeurs de  $k_x$ , le poids de la composante plasmon de surface devient de plus en plus grand dans cette excitation combinée qu’est le PPS. À l’opposé, en  $k_x = 0$ , le mode PPS est un photon puisque les deux courbes se confondent à l’origine. On peut voir que bien que la courbe de dispersion approche la droite de lumière pour les faibles valeurs de  $k_x$ , elle reste toujours en-dessous. Cela signifie que les plasmon-polaritons de surface sont des modes non-radiatifs qui ne peuvent se coupler directement avec des photons. On ne peut donc les exciter directement avec une onde plane incidente et réciproquement un PPS ne peut se désexciter en photon.

**Remarque :** Il nous semble à ce point utile de faire une remarque d’ordre sémantique. Dans la littérature, on présente souvent l’équation 5.5 comme la relation de dispersion du plasmon de surface de l’interface métal/air, et non du plasmon-polariton de surface (par exemple dans [Raether 88]). Ce problème de vocabulaire est principalement dû au fait que les PPS ont été étudiés à la fois par des opticiens et par des physiciens du solide qui ne partageaient pas le même vocabulaire <sup>1</sup>. Le lecteur ne devra donc pas s’étonner, s’il consulte certaines des références bibliographiques citées dans ce mémoire, de trouver parfois mention de plasmons et non de plasmon-polaritons. Il s’agit bien de la même chose. Nous avons pour notre part fait le choix d’employer le terme de plasmon-polariton qui permet de sentir le lien qui existe avec d’autres excitations fondamentales des solides, notamment avec les phonon-polaritons.

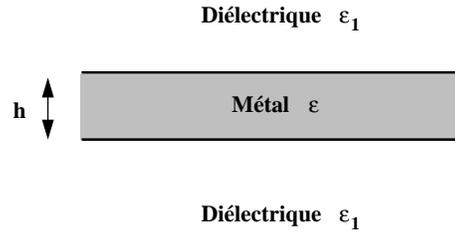


FIG. 5.3 – Film mince métallique.

### 5.1.2 Excitation des plasmon-polaritons de surface

Si les PPS ne peuvent se coupler directement avec les photons, il est permis de se demander quel peut bien être leur intérêt pour l’opticien. Fort heureusement, il est possible de contourner ce problème. Pour cela nous allons considérer les PPS se propageant non plus à une interface semi-infinie, mais sur un film mince d’épaisseur  $h$  (Fig. 5.3). Si le film est suffisamment épais, on peut considérer que les deux modes PPS qui existent à chacune des interfaces métal/diélectrique ne se “voient” pas et sont indépendants. Dans ce cas, la courbe de dispersion du film mince est simplement la superposition des PPS de chacune des interfaces. Le milieu diélectrique étant le même des deux côtés du film, le vecteur d’onde des PPS des deux interfaces sera le même et le mode plasmon-polariton sera doublement dégénéré. L’affaire se complique si l’épaisseur du film diminue (aux fréquences optiques et pour un métal noble, typiquement pour  $h \leq 80\text{nm}$ ). L’approximation des interfaces indépendantes devient fautive et il faut alors effectuer un calcul plus rigoureux, que nous ne détaillerons pas ici (voir [Raether 88]). Le résultat important est qu’alors la dégénérescence du mode est levée, la courbe de dispersion se scindant en deux branches, l’une de plus haute fréquence que la branche dégénérée (appelée parfois mode rapide) et l’autre de plus basse fréquence (appelée mode lent). Mais ici encore, ces deux branches restent en-dessous de la ligne de lumière et les modes qui leur sont associés sont donc non-radiatifs.

Considérons maintenant un environnement asymétrique, par exemple un film métallique déposé sur un prisme de verre et plongé dans l’air (Fig. 5.4). Les vecteurs d’onde des modes plasmon-polariton de surface des deux interfaces sont différents et ils ne peuvent pas se coupler, quelque soit l’épaisseur du film métallique. La lumière pénétrant par le milieu réfringent d’indice  $n_1$ , le module du vecteur d’onde incident est multiplié par  $n_1$ . Il est alors possible de trouver un angle d’incidence  $\theta_p$  pour lequel la composante parallèle du vecteur d’onde de la lumière incidente  $k_{\parallel} = n_1 k \sin \theta_p$  sera égale au vecteur d’onde du plasmon-polariton de surface  $k_x$ . La relation de dispersion sera alors vérifiée, et le PPS sera excité.

**Remarque 1 :** rappelons-nous que  $k_x$  n’est pas le vecteur d’onde du plasmon-polariton de surface, mais seulement la partie réelle du vecteur d’onde parallèle à la surface. Cela signifie que la relation de dispersion n’est en fait jamais exactement vérifiée, seulement approchée. Le vecteur d’onde du mode PPS se situe dans le plan complexe, tandis que celui de la lumière incidente est confiné sur l’axe réel. Plus la partie imaginaire du vecteur d’onde du plasmon-polariton est importante, plus celui-ci est éloigné de l’axe réel et donc plus le facteur de qualité de la résonance est faible. Ce type de comportement est caractéristique d’une résonance et explique pourquoi celle-ci n’est pas un pic infiniment mince mais possède une certaine largeur.

<sup>1</sup>On en trouve une bonne illustration à la lecture de [Agranovich et Mills 82].

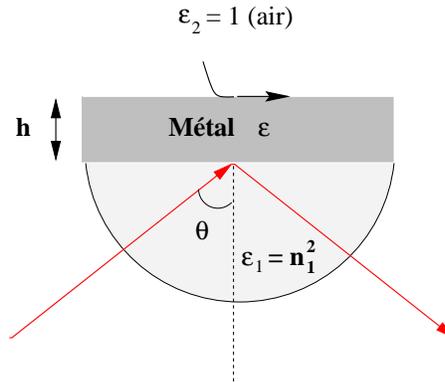


FIG. 5.4 – Configuration de Kretschmann-Raether.

**Remarque 2 :** l'angle  $\theta_p$  où le plasmon est excité est toujours situé au-dessus de l'angle critique (l'angle au-dessus duquel la réflexion est totale). Cela signifie donc que le champ dans le métal est évanescent. Une autre façon d'expliquer le couplage de la lumière avec les plasmon-polaritons est de dire que le mode PPS étant évanescent dans la direction  $z$ , on ne peut l'exciter qu'avec une onde qui soit elle aussi évanescente suivant  $z$ .

Cette configuration, dite configuration de Kretschmann-Raether, est très largement utilisée pour l'excitation optique de plasmon-polaritons de surface. Notons qu'elle ne permet d'exciter que le plasmon de l'interface métal/air, celui de l'interface diélectrique/métal reste non-radiatif. Il existe une configuration assez similaire, dite configuration d'Otto, où le couplage se fait par un prisme éclairé en réflexion totale et séparé du film métallique par une couche d'air suffisamment mince pour que le mode de l'interface inférieure soit excité par l'onde évanescente. Il existe bien d'autres méthodes pour exciter des plasmon-polaritons. On peut par exemple utiliser la rugosité aléatoire qui existe toujours à la surface du film. Une autre possibilité est d'utiliser une rugosité périodique, c'est-à-dire un réseau. Ce cas étant celui qui va nous occuper durant toute la suite, nous lui consacrons une section entière.

## 5.2 Plasmon-polaritons de surface sur un réseau

### 5.2.1 Approximation non perturbée

Nous allons maintenant nous placer dans le cas où le film métallique possède un profil périodique. Pour simplifier, nous supposons que ce profil est tout simplement un réseau unidimensionnel de période  $D$ , dans la direction  $\vec{u}_x$ . Nous supposons de plus que l'amplitude des variations de hauteur de ce réseau est très faible devant la longueur d'onde de la lumière incidente. La lumière qui frappe cette surface peut augmenter (ou diminuer) le module de son vecteur d'onde par diffraction. Si  $k_0 = 2\pi/\lambda$  est le module du vecteur d'onde incident, alors le vecteur d'onde diffracté  $k_d$  sera donné par la formule des réseaux :

$$k_d = k_0 \sin \theta + p \frac{2\pi}{D} \quad (5.6)$$

où  $p$  est un entier relatif.  $k_d$  peut ainsi prendre des valeurs proches de  $\text{Re}(k_x)$  ce qui permet de

généraliser le PPS. Il s'agit d'un phénomène de résonance dont la finesse est régentée par  $\text{Im}(k_x)$ . L'existence de la périodicité permet ainsi le couplage avec les PPS de l'interface. De plus, ce mode peut être excité à des longueurs d'ondes différentes pour différentes valeurs de  $p$ , on parlera alors de PPS d'ordres différents.

Ce modèle constitue une approximation dans laquelle on suppose que la courbe de dispersion du plasmon-polariton ne sera pas affectée par l'existence de la rugosité périodique. La rugosité ne joue que sur la lumière qui frappe le réseau sans affecter les propriétés des ondes de surface qui s'y propagent. Cette approximation est valide pour des réseaux présentant une rugosité d'amplitude faible, en effet dans ce cas observe-t-on tout au plus un léger décalage des valeurs de  $k_x$ . Elle s'applique également dans le cas où le réseau sert uniquement à l'excitation du PPS, et où celui-ci se propage ensuite sur une surface plane. Mais que se passe-t-il si le plasmon-polariton sur propage sur un réseau dont l'amplitude devient importante ? On conçoit alors que considérer les modes de surface comme non perturbés devient impossible et qu'il va falloir prendre en compte la périodicité du profil de la surface.

### 5.2.2 Modes de Bloch, cristaux polaritoniques

Nous considérons ici un réseau présentant des variations de hauteur importantes, par exemple un film métallique périodiquement perforé d'ouvertures. Les plasmon-polaritons se propageant sur une telle surface devront suivre des conditions périodiques dues à l'existence de la périodicité. Les seuls modes propres permis seront donc les modes de Bloch, et les ondes se propageant dans la structure seront des modes plasmon-polaritons de surface de Bloch. Une autre façon de voir les choses est de dire qu'un plasmon-polariton de surface excité sur une telle structure sera partiellement réfléchi au niveau de chaque perforation. Il en résultera un système d'interférences multiples. On voit qu'il s'agit en fait de la même situation que nous avons rencontrée avec les cristaux photoniques, sauf qu'il s'agit ici de modes de surface. Mais cette analogie nous permet d'ores et déjà de prévoir que la périodicité va avoir de profonds effets sur les courbes de dispersion des plasmon-polaritons, le premier de ces effets étant l'apparition de bandes interdites de propagation. Par analogie avec les cristaux photoniques, nous appellerons ces structures périodiques *cristaux polaritoniques de surface*. Il s'agit d'une traduction directe du terme anglais *surface polaritonic crystal*, introduit par Anatoly Zayats et principalement utilisé par lui ([Zayats *et al.* 03, Zayats et Smolyaninov 03]). Une dénomination alternative est également utilisée ([Bozhevolnyi *et al.* 01]), celle de structures à bande interdite de plasmon-polaritons de surface (*surface plasmon-polariton bandgap structures*), par analogie avec les matériaux à bande interdite photonique, autre nom des cristaux photoniques. Cette seconde dénomination étant plus lourde d'emploi, nous lui préférons la première.

L'existence de bandes interdites pour les PPS se propageant sur un réseau est connue depuis la fin des années 60 ([Ritchie *et al.* 68]), mais c'est l'essor des travaux sur les cristaux photoniques qui relancera les études sur les surfaces métalliques nanostructurées, menées notamment à l'université d'Exeter au Royaume Uni ([Barnes *et al.* 95, Barnes *et al.* 96, Kitson *et al.* 96]). Cependant, le terme de cristal polaritonique de surface n'apparaît qu'un peu plus tard, pour qualifier un réseau carré de perforations circulaires dans un film métallique ([Salomon *et al.* 01]) ou un réseau de plots périodiques de métal déposés sur un film métallique ([Bozhevolnyi *et al.* 01, Kretschmann et Maradudin 02]).

On pourrait, pour montrer l'existence de la bande interdite sur ces surfaces métalliques nanostructurées, effectuer un développement mathématique très semblable à celui que nous avons détaillé dans la section 2.1.3. On peut en effet développer en séries de Fourier la permittivité de

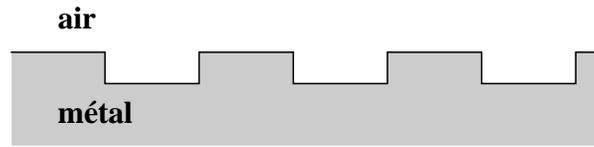


FIG. 5.5 – Exemple simple de surface métallique nanostructurée constituant un cristal polaritonique de surface 1D.

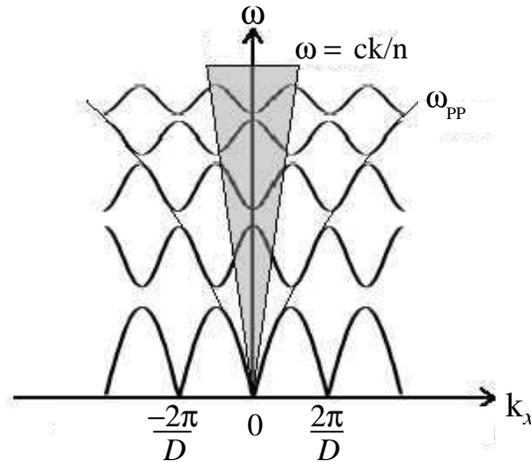


FIG. 5.6 – Schéma de la structure de bande des plasmon-polaritons de surface sur une interface périodiquement nanostructurée. La courbe de dispersion des PPS sur une interface plane, ainsi que celle de la lumière incidente sont également représentées. La zone grisée correspond au cône de lumière.

la surface et écrire le champ électrique de l'équation (5.2) à l'aide du théorème de Bloch. Il suffit alors en théorie d'écrire les conditions de continuité aux interfaces pour en déduire la relation de dispersion des modes PPS de Bloch. Toutefois, le calcul est bien plus complexe que celui dans le cas des cristaux photoniques, la relation de dispersion des PPS sur une interface plane n'étant pas une droite comme l'était celle des photons dans un matériau homogène. Le calcul est détaillé dans [Darmanyan et Zayats 03] ou sous une autre forme dans [Barnes *et al.* 96] et nous reprendrons leurs principaux résultats ici.

Nous allons nous placer dans le cas le plus simple (voir Fig. 5.5), c'est-à-dire une surface métallique présentant une rugosité périodique dans une seule direction de l'espace (cristal polaritonique unidimensionnel). C'est un cas analogue à l'empilement 1D étudié dans la section 2.1.3. Comme elle le fut pour l'étude des cristaux photoniques, la notion de zone de Brillouin va nous être précieuse. L'allure des courbes de dispersion des plasmon-polaritons se propageant sur une telle surface métallique est représentée sur la Fig. 5.6. Comme c'était le cas pour l'empilement de couches diélectriques, on peut constater que pour les faibles valeurs de  $k$  et de  $\omega$ , la courbe de dispersion de PPS sur la surface modulée reste très proche de celle de l'interface plane. En revanche, lorsqu'on se rapproche de la limite de la première zone de Brillouin, les PPS réfléchis aux différentes interfaces commencent à interférer en phase. Le mode qui était propagatif se transforme alors en un mode stationnaire. La symétrie du réseau nous impose l'existence de

deux solutions ayant des énergies différentes : on a ouvert une bande interdite. Ces deux modes posséderont aussi des distributions de champ différentes. La zone grisée sur la Fig. 5.6 correspond au cône de lumière : les modes PPS de Bloch qui s’y trouvent peuvent en théorie se coupler avec les photons incidents. Toutefois, le cas de l’incidence normale ( $k_x = 0$ ) est particulier. On peut en effet montrer ([Darmanyan et Zayats 03]) que pour chacune des bandes interdites qui existent à l’incidence normale, au point d’intersection de l’axe  $k_x = 0$  avec la branche de plus haute énergie, le mode PPS de Bloch est non radiatif. Autrement dit, bien que ces points soient situés à l’intérieur du cône de lumière, ils ne peuvent se coupler avec les photons. Le mode de plus basse énergie se couple quant à lui normalement avec les photons. Nous aurons l’occasion de voir des illustrations de ce phénomène au cours du chapitre suivant.

Un autre résultat confirme l’analogie entre les structures à bande interdite de PPS et celles à bande interdite de photons. Il a été en effet montré que la largeur de la bande interdite qui s’ouvre dans le diagramme de dispersion des PPS de Bloch dépend directement de l’amplitude de la modulation vue par les PPS qui se propagent sur le cristal polaritonique de surface, qu’il s’agisse d’une modulation topographique ou de constante diélectrique. Dans le cas de l’exemple dessiné sur la Fig. 5.5, la largeur de la bande interdite ouverte par la périodicité dépend de la hauteur du réseau ([Barnes *et al.* 96]).

## 5.3 Les tamis à photons

### 5.3.1 Expérience d’Ebbesen *et al.*

Malgré les travaux intéressants réalisés sur des films métalliques nanostructurés, notamment la mise en évidence expérimentale d’une bande interdite complète pour les plasmon-polaritons de surface ([Kitson *et al.* 96]), ces structures ne suscitaient pas un intérêt semblable à celui que suscitaient dans le même temps les cristaux photoniques. Il faudra attendre 1998 et l’expérience étonnante de T. W. Ebbesen ([Ebbesen *et al.* 98]) pour voir apparaître un engouement international pour les films métalliques périodiquement structurés. L’expérience d’Ebbesen est relativement simple. Un film d’argent percé d’un réseau bi-périodique de perforations circulaires de faible diamètre est déposé sur une lame de verre et éclairé en incidence normale (Fig 5.7a).

Un spectre expérimental de transmission à l’ordre zéro au travers de cette structure est représenté sur la Fig. 5.7b, pour un réseau carré de période  $d_x = d_y = 900\text{nm}$  avec des trous de  $150\text{nm}$  de diamètre, percé dans un film de  $200\text{nm}$  d’argent. On peut voir sur le spectre que des pics de transmission existent à des longueurs d’onde bien supérieures à la taille des trous. Ebbesen a qualifié ces pics de ”transmission extraordinaire”. On peut, en voyant que l’amplitude des pics ne dépasse pas quelques pourcents, se demander ce que cette transmission a de si ”extraordinaire”. En réalité, la transmission au travers d’une ouverture circulaire isolée percée dans un écran métallique est extrêmement faible – proportionnelle à  $(d/\lambda)^4$ , où  $d$  est le diamètre de l’ouverture ([Bethe 44]). Or le pouvoir de transmission de ce ”tamis à photons” est bien plus grand que celui formé par  $n$  ouvertures considérées comme indépendantes. Il y a donc un processus qui exalte la transmission au travers du film métallique. L’interprétation proposée par Ebbesen et ses collaborateurs ([Ebbesen *et al.* 98, Ghaemi *et al.* 98]) mettait en avant l’intervention de plasmon-polaritons de surface lors du processus de transmission, argument appuyé d’une part par le fait que la transmission extraordinaire n’apparaît que pour des métaux acceptant de tels modes et d’autre part parce que les résonances plasmons (calculées dans l’approximation non perturbée) se situaient à proximité des pics de transmission. Néanmoins, les tamis à photons d’Ebbesen pouvant difficilement passer pour des structures faiblement corruguées, nous savons

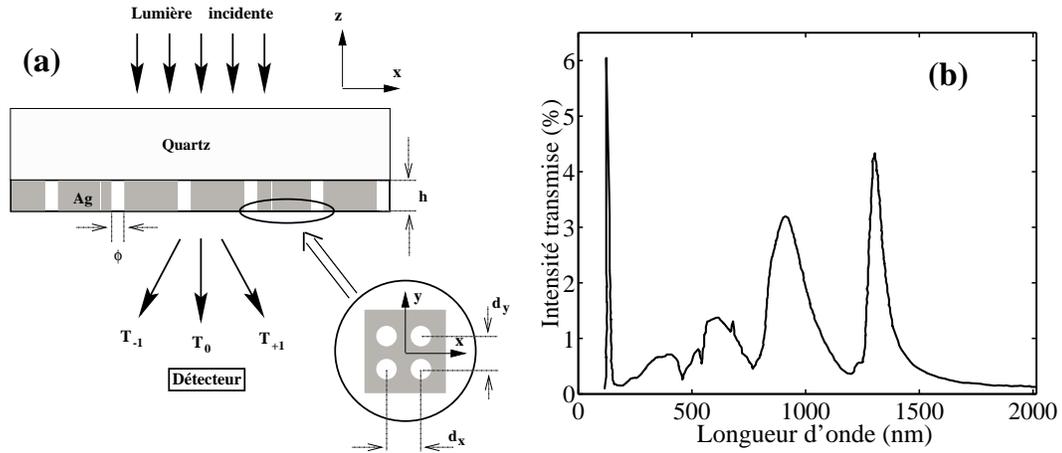


FIG. 5.7 – (a) Schéma de principe de l'expérience d'Ebbesen. (b) Spectre expérimental de transmission à l'ordre 0 d'un réseau carré de  $900\text{nm}$  de période de perforations circulaires de  $150\text{nm}$  de diamètre gravé dans un film d'argent d'une épaisseur de  $200\text{nm}$  (d'après [Ebbesen et al. 98])

que l'approximation non perturbée n'est pas valable. Par conséquent l'interprétation en termes de plasmons de surface n'est pas si directe. Il faudra donc attendre des travaux plus récents ([Enoch et al. 02, Barnes et al. 04]) pour avoir différentes confirmations du rôle joué par les PPS dans cette transmission exaltée.

Notons qu'une structure alternative offrant une transmission encore plus importante (jusqu'à  $90\%$ ) a été proposée ([Baida et van Labeke 02]). Elle repose sur l'idée suivante : en obturant partiellement les trous avec un cylindre coaxial aux ouvertures, on permet l'apparition d'un mode guidé au travers des ouvertures. C'est ce mode guidé qui explique la très forte transmission prédite par les simulations numériques.

### 5.3.2 Tamis 1D

Dans la foulée des résultats publiés par Ebbesen, d'autres groupes ont proposé des structures à ouvertures sub-longueur d'onde présentant une transmission exaltée. Porto et ses collaborateurs ([Porto et al. 99]) ont étudié un réseau de fentes rectangulaires sub-longueur d'onde percées dans un film d'or. La différence avec la configuration étudiée par Ebbesen est qu'il s'agit cette fois d'un réseau uni-dimensionnel. La simulation numérique de Porto et al. révèle qu'une telle structure présente des pics de transmission allant jusqu'à  $80\%$ , pour des longueurs d'onde de plus de 10 fois la largeur des fentes. Porto met en avant deux phénomènes pour expliquer la transmission : un couplage via les plasmon-polaritons des deux interfaces et, pour les structures les plus épaisses, un mode guidé dans les fentes.

Néanmoins comme précédemment, la prudence reste de mise dans les interprétations. En effet, on pourrait croire que ces structures 1D sont plus simples à comprendre et à étudier que les réseaux bi-dimensionnels d'Ebbesen. Il n'en est rien. En effet, une ouverture telle qu'une fente rectangulaire infinie dans une direction possède un mode guidé sans fréquence de coupure, le mode TEM (voir [Popov et al. 00]). Par conséquent, une onde – même de longueur d'onde bien plus grande que la largeur de la fente – peut être guidée par cette ouverture. Ce mode sans fréquence de coupure n'existe pas pour une perforation circulaire, ce qui rend les compa-

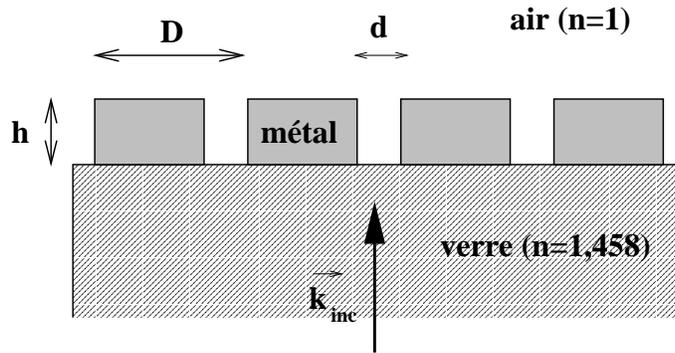


FIG. 5.8 – Schéma d'un tamis à photons 1D possédant des ouvertures rectangulaires dans un environnement asymétrique. La structure est périodique de période  $D$ , la largeur des fentes est  $d$  et la hauteur du réseau  $h$ .

raisons entre les processus de transmission pour les structures uni ou bi-dimensionnelles assez délicates. Un débat a d'ailleurs eu lieu sur l'origine du processus de transmission, deux auteurs ([Cao et Lalanne 02]) affirmant que les plasmons de surface joueraient en fait un rôle négatif dans le processus de transmission. Cao et Lalanne ont calculé les valeurs des résonances plasmon et observent qu'à ces valeurs correspondent en fait des minima de transmission. Malheureusement, Cao et Lalanne calculent la position des résonances dans l'approximation non perturbée, calcul qui ne peut donner la véritable position des résonances, mais qui donnera une valeur située *a priori* dans la bande interdite. Il est donc parfaitement normal qu'à ces fréquences on ait un minima de transmission puisqu'aucun effet lié aux plasmon-polaritons n'est possible.

Afin d'aller plus loin, nous allons étudier dans la section suivante un exemple de tamis à photons basé sur un réseau unidimensionnel de fentes percées dans un film métallique. Il s'agit d'une structure analogue à celles déjà étudiées par d'autres auteurs ([Porto *et al.* 99, Cao et Lalanne 02, Collin *et al.* 02]), mais dont les paramètres ont été choisis afin que les résonances apparaissent plutôt au sein du spectre visible.

## 5.4 Exemple de tamis 1D à ouvertures

Dans cette section nous allons étudier un exemple de tamis à photons 1D, constitué de rails métalliques déposés sur un substrat de verre (voir Fig. 5.8). La période du réseau est fixée à  $D = 500\text{nm}$ . Notre objectif est de voir si une telle structure peut être considérée comme un cristal polaritonique de surface, en d'autres termes, dans quelle mesure ses propriétés de transmission exaltée dépendent des modes plasmon-polaritons de Bloch qui se propagent sur chacune des interfaces. Mais avant d'étudier les propriétés de transmission d'une telle structure, nous allons d'abord expliquer la méthode numérique qui a été utilisée pour toutes nos simulations numériques.

### 5.4.1 Méthode numérique

Notre modèle numérique est basé sur une méthode qui a été développée pour l'étude des réseaux de diffraction, la méthode différentielle. Notre structure étant fondamentalement un réseau de diffraction, cette méthode est bien adaptée. Les algorithmes numériques que nous

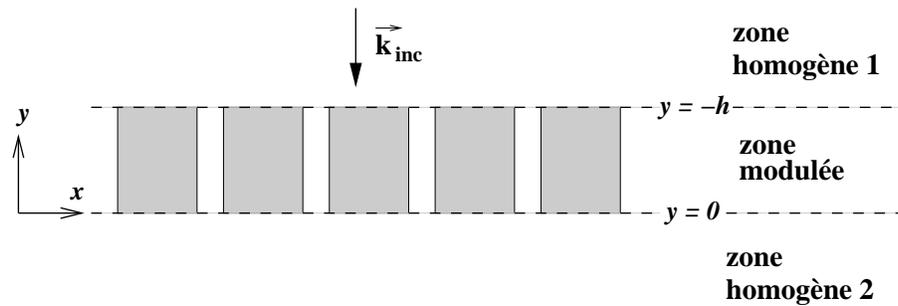


FIG. 5.9 – Principe de la méthode différentielle : le réseau est découpé en trois zones, deux zones homogènes et une zone modulée.

avons été amenés à utiliser ont été développés au laboratoire par Laurent Salomon. Comme nous n'avons pas directement participé à l'écriture des codes, nous n'allons pas nous lancer dans une description exhaustive de la méthode différentielle. Nous nous contenterons ici d'une simple description des principes de cette méthode. Le lecteur souhaitant de plus amples détails pourra se référer à l'annexe de ce mémoire, où il trouvera un développement mathématique simple de la méthode différentielle, ou bien à un ouvrage de référence ([Nevière et Popov 03]).

La méthode différentielle est une méthode modale de Fourier. L'espace est divisé en trois zones (cf. Fig. 5.9) : une zone dite zone modulée, où la constante diélectrique varie périodiquement dans la direction  $x$  (il s'agit donc du réseau) et deux zones homogènes, où la constante diélectrique ne subit aucune variation spatiale. Le champ électromagnétique est décomposé en série dans les deux zones homogènes. La base sur laquelle s'effectue ce développement, appelé développement de Rayleigh, est la base des ordres diffractés (radiatifs et évanescents) par le réseau. Naturellement, le développement en série est tronqué et c'est le nombre de modes effectivement retenu qui est le critère important pour la convergence des calculs. Plus ce nombre est important, plus la méthode décrit avec précision la structure que l'on considère, mais plus les calculs sont longs et gourmands en mémoire machine. Au sein de la zone modulée, le développement de Rayleigh n'est pas valide. Il est néanmoins possible de développer la constante diélectrique du matériau en série de Fourier, puisque le réseau est périodique. La méthode se résume alors à trouver numériquement la solution de l'équation de propagation à l'aide des conditions aux limites aux deux interfaces entre les deux développements. On peut alors calculer les efficacités du réseau, qui correspondent en champ lointain aux intensités transmise  $T$  et réfléchie  $R$ . Dans le cas de matériaux présentant une absorption, l'intensité absorbée  $A$  se déduit via la relation de conservation de l'énergie  $R + T + A = 1$ . Voilà pour la base.

Cependant, en pratique des instabilités numériques surviennent dès que l'épaisseur du réseau devient trop importante, particulièrement dans le cas de la polarisation  $p$ . Ces instabilités ont pu être en partie levées grâce à l'introduction de deux algorithmes, dits algorithmes R-matrix et S-matrix. Ces algorithmes décomposent le réseau en une série de sous-couches plus fines sur lesquelles la méthode différentielle "classique" est employée. Les deux algorithmes sont équivalents au niveau de la convergence. La plupart des calculs présentés dans ce mémoire ont été effectués à l'aide d'un algorithme R-matrix, tout simplement parce qu'il s'agissait de celui disponible alors. Depuis, un algorithme S-matrix a été développé au laboratoire et la comparaison entre les deux montre que ce dernier est plus rapide que son équivalent R-matrix. Cependant, si on utilise les mêmes paramètres, les deux algorithmes conduisent aux mêmes résultats à une erreur près qui

est de l'ordre de l'erreur machine.

Le dernier verrou qui pesait sur la méthode différentielle a été levé récemment. En effet, même avec les nouveaux algorithmes R- et S-matrix, la convergence de la méthode dans le cas de la polarisation p était encore mauvaise. Lifeng Li a montré que ce problème provenait d'un problème mathématique lié à une mauvaise écriture des produits des séries de Fourier discontinues ([Li 96]). Lorsqu'on prend en compte les remarques de Li, la méthode différentielle converge efficacement pour les deux polarisations possibles du champ électromagnétique.

### Critère de convergence

Dans le cas de matériaux non absorbants, on peut vérifier simplement la bonne convergence de la méthode avec la relation de conservation de l'énergie  $R + T = 1$ . Dans le cas de matériaux présentant de l'absorption, cela n'est plus possible et le test de convergence devient nécessairement plus empirique. D'une façon générale, le critère de convergence que nous avons appliqué pour les simulations numériques présentées ici est le suivant. Nous avons décidé que la convergence était satisfaisante à partir du moment où, lorsqu'on doublait le nombre de modes utilisés pour le développement de Rayleigh, les efficacités résultantes variaient en relatif de moins de 1%.

### Calcul de la distribution du champ électromagnétique

La méthode différentielle permet de résoudre l'équation de propagation de la lumière dans la structure. Donc, en théorie, on obtient en sortie la solution des équations de Maxwell et on peut donc calculer les amplitudes ou les intensités du champ électromagnétique en tout point de l'espace. En réalité, ce n'est pas si simple. Dans les zones homogènes, le développement de Rayleigh est valide et par conséquent les champs électriques et magnétiques s'obtiennent directement. À l'intérieur de la zone modulée, la situation est un peu plus complexe puisqu'il faut propager la solution obtenue en zone homogène dans le réseau. Les instabilités numériques qui nous faisaient obstacle pour le calcul des efficacités n'ont pas disparu et par conséquent l'utilisation d'algorithmes dérivés des méthodes R- ou S-matrix est nécessaire. En pratique, pour les reconstructions de champ qui seront présentées dans ce mémoire, c'est l'algorithme S-matrix qui a été utilisé.

De plus, il faut préciser que les différentes composantes du champ électromagnétique ne convergent pas à la même vitesse. En polarisation p, c'est la composante du champ magnétique  $H_z$  qui s'obtient le plus rapidement. En effet, cette composante est continue partout – puisqu'elle est nécessairement parallèle à chacune des interfaces. Les composantes du champ électrique  $E_x$  et  $E_y$  présentent quant à elles, dans le cas d'interfaces métalliques, de fortes discontinuités et de fortes amplitudes à ces interfaces. Les instabilités numériques sont donc plus importantes et l'obtention de la carte de la distribution du champ électrique nécessite l'utilisation d'un nombre de modes plus grand. C'est pour cette raison que les distributions de champ présentées dans ce mémoire montrent toujours le champ magnétique.

En pratique, les cartes de champ présentées dans ce mémoire montrent deux quantités. Nous avons ainsi calculé soit l'intensité du champ magnétique  $|H_z|^2$ , soit la partie réelle du champ magnétique complexe (sans la partie temporelle) – que nous appellerons simplement champ magnétique dans la suite du texte. Représenter le champ plutôt que son intensité permet de faire apparaître clairement les symétries, ce qui aura son importance dans le chapitre suivant. De plus, les valeurs obtenues (en champ ou en intensité) ont systématiquement été normalisées par rapport à la valeur incidente.

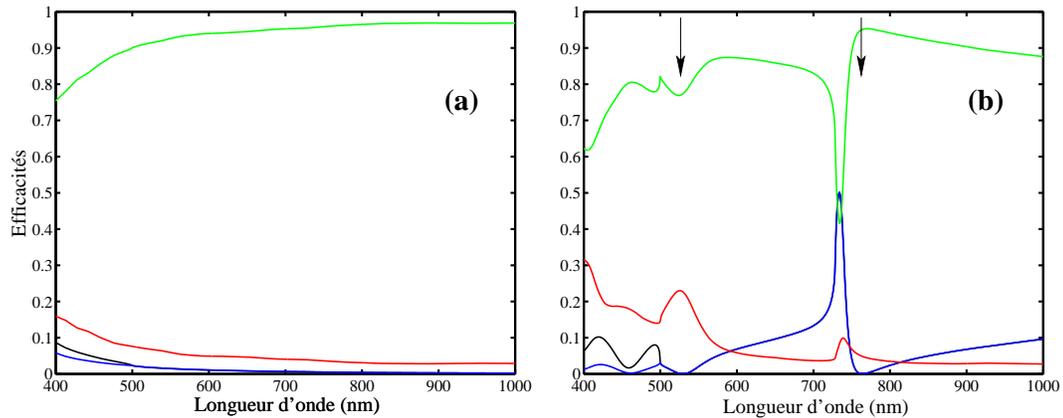


FIG. 5.10 – Efficacités en réflexion (en vert), en absorption (en rouge), en transmission (en noir) et efficacité de l'ordre transmis zéro uniquement (en bleu) pour un tamis à ouvertures présentant les paramètres suivants : période  $D = 500\text{nm}$ , largeur des ouvertures  $d = 100\text{nm}$ , épaisseur de métal  $h = 100\text{nm}$ . La lumière incidente à  $\theta_i = 0$  est (a) polarisée s ; (b) polarisée p.

#### 5.4.2 Propriétés de transmission

Après cette présentation rapide de la méthode utilisée pour les simulations numériques, nous pouvons maintenant commencer à présenter les résultats obtenus sur un tamis à photons 1D semblable à celui de la Fig. 5.8. Les paramètres de la structure sont les suivants. La période du réseau est  $D = 500\text{nm}$ , la largeur des fentes  $d = 100\text{nm}$  et l'épaisseur du métal  $h = 100\text{nm}$ . Le réseau est en argent et les valeurs de la constante diélectrique complexe de l'argent ont été interpolées à partir des données expérimentales issues de [Palik 85]<sup>2</sup>. La structure est éclairée par une onde plane monochromatique en incidence normale ( $\theta_i = 0$ ).

Un exemple de spectre montrant, en fonction de la longueur d'onde, les efficacités ( $T, R, A$ ) calculées via la méthode différentielle se trouve Fig. 5.10, pour les deux polarisations possibles, s (champ électrique perpendiculaire au plan de la Fig. 5.8) et p (champ magnétique perpendiculaire au plan de la Fig. 5.8). Sur cette figure est présentée en noir l'efficacité en transmission totale, c'est-à-dire sur tous les ordres transmis par le réseau, et en bleu l'efficacité transmise uniquement dans l'ordre zéro. Cette dernière correspond – dans le cas de l'incidence normale – à la lumière transmise normalement à la structure et est le paramètre en général mesuré dans les expériences en champ lointain. Il est important de noter qu'à partir d'une longueur d'onde de  $500\text{nm}$ , les deux courbes sont confondues puisqu'alors le seul ordre transmis qui soit encore radiatif est l'ordre zéro. Comme on peut le constater, la réponse du tamis est très différente suivant la polarisation de la lumière incidente. Dans le cas de la polarisation s (Fig. 5.10a), la réponse de la structure n'est pas très différente de celle d'un film mince métallique non structuré : le tamis se comporte comme un miroir. En revanche, en polarisation p (Fig. 5.10b), le tamis présente un spectre avec de nombreux pics et notamment une résonance marquée en transmission autour de  $\lambda = 730\text{nm}$ . Cette longueur d'onde est proche de la résonance PPS de l'interface argent/verre d'un film non structuré – c'est-à-dire calculée dans l'approximation non-perturbée à l'aide des équations (5.5) et (5.6). Cependant, à la longueur d'onde *exacte* de la résonance non-

<sup>2</sup>Toutes les valeurs des constantes diélectriques des métaux utilisées dans les simulations présentées dans ce mémoire sont issues de [Palik 85].

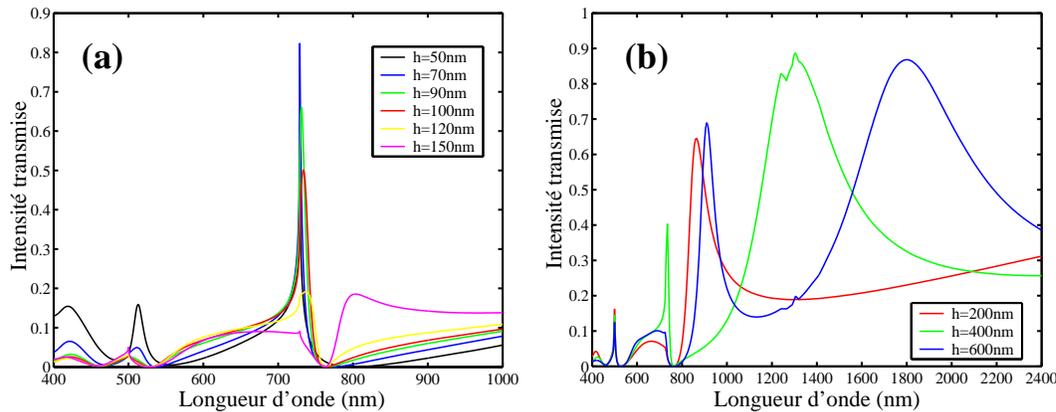


FIG. 5.11 – *Intensité transmise dans l'ordre zéro pour une structure identique à celle de la Fig. 5.10 mais dont la hauteur varie, en polarisation p.*

perturbée, c'est un minimum de transmission qui est observé. Nous retrouvons ici l'effet observé par [Cao et Lalanne 02]. On peut également remarquer une chute sensible de l'intensité réfléchie à proximité de la résonance PPS de l'interface argent/air du film non-structuré (cf. flèches sur la Fig. 5.10). Nous avons également pu vérifier – en accord avec le théorème de réciprocité – que les spectres en transmission à l'ordre zéro ne dépendaient pas de la face illuminée (que l'on éclaire côté air ou côté verre).

Nous allons maintenant, en gardant tous les autres paramètres inchangés, regarder l'influence de la hauteur du réseau sur les propriétés de transmission de notre tamis à photons. Sur la Fig. 5.11a, la hauteur du tamis est comprise entre 50 et 150nm. D'une manière générale, on peut voir que les deux pics de transmissions, bien qu'ayant des amplitudes pouvant varier grandement, sont toujours situés approximativement aux mêmes longueurs d'onde (à proximité des résonances plasmons). Pour des réseaux de plus grande hauteur (Fig. 5.11b), ces pics sont toujours présents, mais des pics de plus grande amplitude (et situés à des longueurs d'onde plus importantes) ont fait leur apparition. Des pouvoirs de transmission en intensité atteignant 90% sont observés. Afin d'essayer de faire le tri des différents phénomènes observés, nous avons calculé la distribution du champ électromagnétique à l'intérieur de la structure et dans son champ proche. Nous avons choisi tout d'abord un réseau de faible hauteur ( $h = 70\text{nm}$ ), qui est celui pour lequel l'intensité transmise à la résonance est la plus élevée. Les différentes efficacités en fonction de la longueur d'onde sont représentées sur la Fig. 5.12a. Les distributions ont été calculées pour trois longueurs d'onde,  $\lambda = 511\text{nm}$  (premier creux de l'intensité réfléchie),  $\lambda = 729\text{nm}$  (pic de transmission) et  $\lambda = 762\text{nm}$  ("zéro" de transmission, longueur d'onde correspondant à la résonance PPS dans l'approximation non-perturbée). De plus, pour chacune de ces longueurs d'onde nous avons représenté le champ magnétique (Fig. 5.12) ainsi que son intensité (Fig. 5.13).

La distribution du champ à  $\lambda = 729\text{nm}$  (Fig. 5.12c) fait apparaître une structure de champ périodique au niveau de l'interface d'entrée (interface verre/argent). Un extremum de champ se trouve au niveau de l'ouverture et pénètre à l'intérieur de celle-ci. À l'inverse, à  $\lambda = 511\text{nm}$  (Fig. 5.12b) cette structure de champ se trouve au niveau de l'interface de sortie et un champ plus important est observé en sortie de la fente qu'à son entrée. On retrouve cet effet sur les cartes de l'intensité. Pour  $\lambda = 729\text{nm}$  (Fig. 5.13c), un maximum d'intensité est observé à l'entrée de l'ouverture tandis que pour  $\lambda = 511\text{nm}$  (Fig. 5.13b) le maximum est situé à la sortie de la fente.

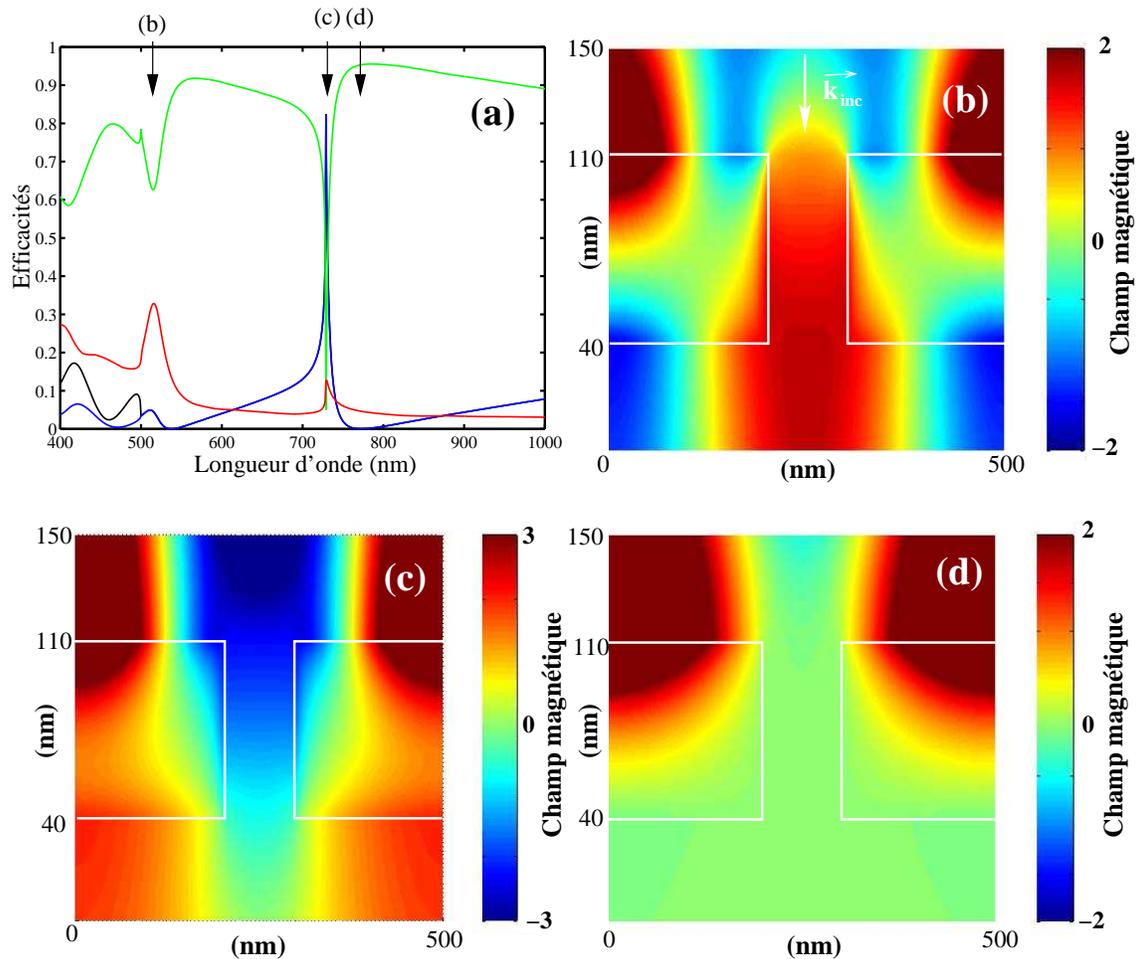


FIG. 5.12 – (a) Efficacités en fonction de la longueur d'onde pour un tamis de hauteur  $h = 70$  nm, les autres paramètres étant les mêmes que pour la Fig. 5.10. Intensité réfléchie (en vert), intensité absorbée (en rouge), intensité transmise (en noir) et intensité transmise dans l'ordre zéro (en bleu). Les flèches correspondent aux longueurs d'onde auxquelles les calculs de la distribution du champ ont été effectués. (b) Calcul du champ magnétique  $H_z$  (normalisé par rapport au champ incident) dans le tamis et dans son champ proche pour une longueur d'onde  $\lambda = 511$  nm. La lumière est incidente depuis le haut de la figure. Les lignes en blanc indiquent les limites du réseau métallique. (c) Idem pour  $\lambda = 729$  nm. (d) Idem pour  $\lambda = 762$  nm.

La carte du champ magnétique pour  $\lambda = 762$  nm (Fig. 5.12d) fait quant à elle apparaître un zéro de champ au niveau de l'entrée de la fente, ainsi qu'un champ nul à l'intérieur de l'ouverture. En conséquence, un champ quasi nul se trouve au niveau de la face de sortie du réseau. La carte de l'intensité pour la même longueur d'onde (Fig. 5.13d) montre une intensité nulle à l'intérieur de l'ouverture ainsi que sur la face de sortie du tamis : aucune énergie ne traverse le film, conduisant au "zéro" de transmission observé sur le spectre en champ lointain.

L'interprétation que nous faisons de ces résultats est la suivante. À  $\lambda = 729$  nm, un PPS est excité par l'intermédiaire de la périodicité sur l'interface verre/métal. Ce mode se couple ensuite directement avec les modes radiatifs transmis via les ouvertures. Un processus réciproque est

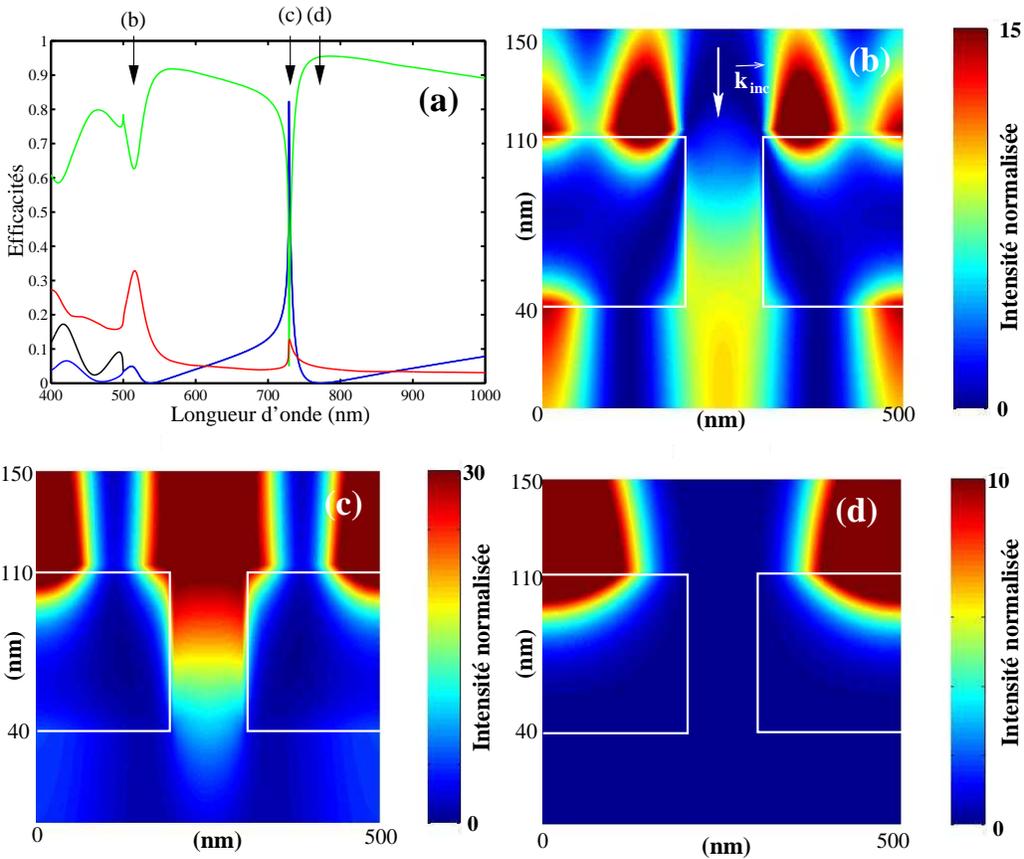


FIG. 5.13 – Idem Fig. 5.12, mais où les cartes montrent l'intensité du champ magnétique  $|H_z|^2$ .

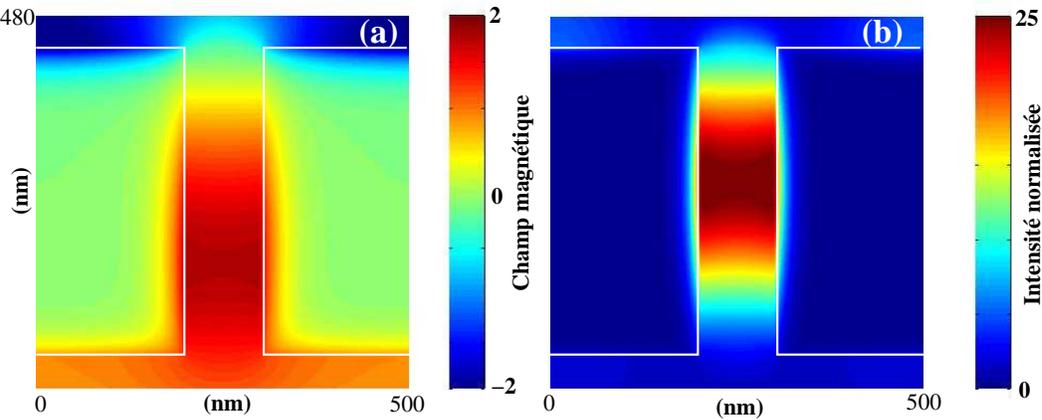


FIG. 5.14 – (a) Calcul du champ magnétique  $H_z$  (normalisé par rapport au champ incident) dans un tamis d'une hauteur de 400nm et dans son champ proche pour une longueur d'onde  $\lambda = 1300$ nm. (b) Idem pour l'intensité du champ magnétique  $|H_z|^2$ . La lumière est incidente depuis le haut de la figure. Les lignes en blanc indiquent les limites du réseau métallique.

également possible : l'onde plane incidente peut exciter le mode guidé situé dans la fente qui excitera à son tour le mode PPS de l'interface d'entrée. En fait, les deux processus sont couplés et on ne peut pas dire lequel excite l'autre : il faut considérer le mode couplé mode guidé/mode de surface dans son ensemble. Le processus de transmission à  $\lambda = 511\text{nm}$  met quant à lui en jeu un mode couplé entre le PPS de l'interface métal/air et un mode guidé dans la fente : l'onde plane incidente se couple au PPS de l'interface de sortie via l'ouverture. Au niveau du zéro d'intensité transmise, aucun mode de surface n'est excité et donc aucun champ n'existe dans l'ouverture. Il s'agit en fait du même processus qui se produit sur les tamis 2D ([Barnes *et al.* 04]). Lorsque la hauteur du réseau devient plus grande, un autre processus entre en jeu. Pour le montrer, nous avons calculé le champ magnétique ainsi que son intensité dans un réseau de hauteur  $h = 400\text{nm}$  pour une longueur d'onde de  $\lambda = 1300\text{nm}$  (cf. Fig. 5.14). À cette longueur d'onde l'intensité transmise atteint 88%. La distribution de l'intensité du champ magnétique montre clairement que l'énergie se concentre dans la fente. Le processus qui permet la transmission est cette fois uniquement un mode guidé. En effet, bien que la longueur d'onde d'illumination soit bien supérieure à la largeur de l'ouverture, un mode guidé, le mode guidé TEM – qui ne possède pas de fréquence de coupure – peut être excité efficacement ([Popov *et al.* 00]) et ce sur une gamme de fréquences relativement importante comme le prouve la largeur du pic.

### 5.4.3 Le tamis 1D à ouvertures : un cristal polaritonique de surface ?

Il a été montré qu'un tamis à photons 2D peut, sous certaines conditions, être considéré comme un cristal polaritonique de surface ([Zayats *et al.* 03]), c'est-à-dire que ses propriétés de transmission en champ lointain dépendent directement des propriétés des modes PPS de Bloch qui existent sur les deux interfaces. Mais dans quelle mesure le concept de cristal polaritonique de surface peut-il décrire les propriétés de transmission de notre tamis à photons ? Comme nous venons de le voir, les ouvertures au travers du film métallique jouent un rôle très important dans l'obtention de la transmission exaltée sur une structure telle que celle de la Fig. 5.8. Il est clair que pour des structures où la hauteur devient importante, l'apparition du mode guidé TEM rend le modèle du cristal polaritonique de surface inadapté. Pour des structures de plus faible hauteur, nous avons pu associer certains pics observés sur le spectre à l'excitation de PPS sur l'une ou l'autre face du tamis, le mode excité se couplant directement via les ouvertures au champ radiatif. Notre interprétation se base sur la proximité des pics avec les résonances PPS d'une interface plane ainsi que sur les distributions de champ magnétique dans la structure et dans son champ proche.

Cependant, nous sommes pour le moment bien incapables de décrire avec ce modèle l'ensemble des phénomènes qui marquent les spectres de la Fig. 5.11. En particulier, l'évolution des spectres lorsque la hauteur varie n'est pas évidente à interpréter. Bien que la position spectrale des résonances PPS de Bloch du cristal polaritonique de surface doive en théorie rester inchangée, des variations importantes dans l'intensité transmise sont observées. Cela signifie donc que l'efficacité du couplage entre le mode de surface et les ouvertures dépend fortement de la hauteur des fentes. Des oscillations de Fabry-Pérot dans la fente sont probablement à l'origine de ces variations. La conclusion qu'il nous faut tirer est que bien que les modes plasmon-polaritons soient un paramètre important, ils ne sont en aucune façon le seul. Donc, le cristal polaritonique de surface est un modèle au mieux incomplet et au pire incorrect des propriétés de transmission d'un tamis 1D possédant des ouvertures rectangulaires. En fait, les propriétés optiques d'une telle structure sont gouvernées par deux phénomènes plus ou moins couplés : les modes PPS et les modes guidés. Pour des réseaux d'amplitude très faible, les propriétés optiques seront

majoritairement régentées par les PPS, tandis que pour des réseaux d'amplitude importante ce sont les modes guidés qui seront dominants. Entre les deux, les deux phénomènes ne peuvent plus être considérés indépendamment l'un de l'autre.

La question à laquelle nous allons essayer de répondre dans la suite de ce mémoire est la suivante : peut-on imaginer une structure dont l'ensemble des propriétés de transmission puisse être aisément interprété grâce à un modèle faisant intervenir la notion de cristal polaritonique de surface ? Ou plutôt, posons la question à l'envers : peut-on imaginer une structure modèle qui nous permette de sonder les propriétés des cristaux polaritoniques de surface au travers de ses propriétés de transmission ? L'étude d'une telle structure modèle constitue le programme du chapitre suivant.

## Chapitre 6

# Un cristal polaritonique de surface sans ouvertures

Au cours du chapitre précédent, nous avons étudié un cristal polaritonique de type tamis à photons présentant des ouvertures. Du fait de la présence des trous, plusieurs processus de transmission sont possibles. Parmi ces processus, il en est un dont l'importance est difficile à évaluer dans une structure présentant des ouvertures : c'est la transmission par effet tunnel via les modes plasmon-polaritons directement à travers le film. En effet, si l'environnement du réseau est symétrique, les fréquences des modes plasmon-polaritons des deux interfaces sont les mêmes et un transfert d'énergie peut s'établir depuis la face illuminée vers la face non illuminée. Pour cela, la seule chose nécessaire est l'existence sur les deux faces d'une périodicité afin de coupler les PPS aux modes radiatifs. C'est pourquoi dans ce chapitre nous allons proposer une structure originale, formé d'un film métallique nanostructuré sur ses deux interfaces mais ne possédant pas d'ouvertures. Une telle structure présente des propriétés de transmission exaltée semblables à celles d'un tamis à photons. L'absence de modes guidés ou localisés dans les ouvertures permet d'interpréter toutes les propriétés de transmission de cette structure à l'aide d'un modèle de cristal polaritonique.

Nous présenterons dans une première section la structure et ses propriétés de transmission dans le cas le plus simple, celui où le film métallique est suffisamment épais pour que le mode PPS des deux interfaces soit dégénéré. Nous verrons qu'il est possible de tracer la courbe de dispersion des modes mis en jeu. Dans une seconde partie nous nous attacherons au cas où le film devient mince et où la dégénérescence du mode du film est levée. Une propriété étonnante liée au croisement des courbes de dispersion sera mise en évidence. Nous présenterons ensuite une structure alternative fonctionnant sur le même principe, mais où la nanostructuration des interfaces est obtenue par le dépôt d'une couche diélectrique sur un film métallique continu.

### 6.1 Principe

Comme nous venons de l'exposer brièvement, l'idée sous-jacente à cette étude était de trouver une structure qui présenterait les propriétés d'un cristal polaritonique et qui soit la plus simple à étudier. C'est pourquoi nous sommes partis dans la direction des objets de type tamis à photons : d'une part nous disposons d'outils de simulation adaptés à ces structures (la méthode différentielle) et d'autre part une fois l'échantillon réalisé, son étude expérimentale est bien maîtrisée. Cependant, le problème des tamis à photons est que du fait de la présence

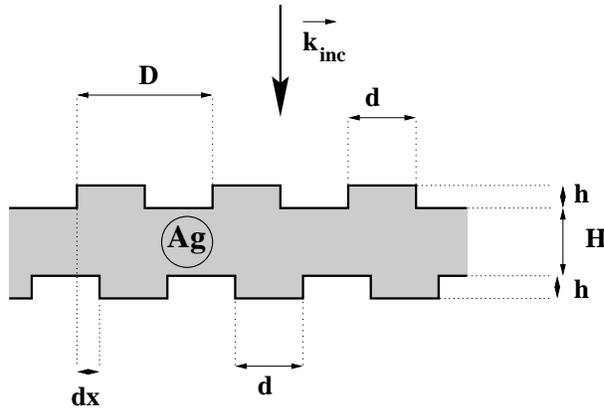


FIG. 6.1 – Schéma du cristal polaritonique sans ouvertures.

d'ouvertures, des phénomènes qui ne sont pas directement reliés aux modes de surface peuvent exister et qu'il est parfois difficile de faire la part des choses, particulièrement dans les structures unidimensionnelles. Nous sommes alors arrivés à l'idée suivante : puisque les ouvertures sont si gênantes, il suffit de les obturer. Pour ce faire, une solution serait de remplir les ouvertures d'un matériau fortement absorbant – ce qui n'est pas forcément très aisé à réaliser en pratique. Il existe cependant une solution plus simple. En effet, pour permettre l'excitation de plasmon-polaritons sur un film métallique, il n'est pas nécessaire que toute l'épaisseur du film soit périodiquement structurée comme c'est le cas dans les structures à ouvertures. Il suffit que la surface du film métallique soit structurée. On va ainsi coupler le champ radiatif incident sur le film aux PPS – à la condition que le champ incident soit correctement polarisé. Si le film est plongé dans un environnement symétrique, le mode plasmon-polariton de surface situé sur l'interface côté champ incident peut se coupler directement par effet tunnel résonant au mode PPS de l'autre interface puisqu'ils possèdent la même fréquence. Il nous reste alors à coupler ce mode au champ radiatif pour obtenir une structure présentant une transmission exaltée. La solution est évidemment la même que celle retenue pour le problème réciproque à l'entrée : une modulation périodique de l'interface. Ce raisonnement est relativement simpliste, mais nous il permet de deviner qu'une structure telle que celle dessinée sur la Fig. 6.1 devrait fonctionner comme un tamis à photons. En fait, dans ce modèle simple, la structure fonctionne comme un coupleur / découpleur à plasmon-polaritons, les réseaux permettant le couplage des plasmon-polaritons se propageant sur chacune des interfaces avec les modes radiatifs situés de chaque côté du film métallique.

Les différents paramètres de la structure sont présentés sur la Fig. 6.1. Nous considérons une structure bidimensionnelle (la structure est infinie dans l'axe perpendiculaire au plan de la figure). Ce choix s'est imposé naturellement pour des problèmes de facilité de simulation, des objets véritablement 3D étant très lourds à simuler. De plus, contrairement au cas des tamis à photons à ouvertures, la physique sera fondamentalement la même que la structure soit bi- ou tridimensionnelle. Les réseaux sont formés par des indentations périodiques dans un film continu d'argent, formant ainsi un jeu périodique de créneaux. La période des deux réseaux est notée  $D$ , la largeur des créneaux  $d$  et leur hauteur  $h$ . Bien que les réseaux aient la même période, ils ne sont pas nécessairement situés l'un en face de l'autre : ce décalage spatial est noté  $dx$ . Enfin, l'épaisseur de métal non-structurée (c'est-à-dire sans tenir compte des créneaux)

est notée  $H$ . L'épaisseur totale de la structure est donc  $H + 2h$ . Enfin, nous supposons que ce film nanostructuré est plongé dans l'air. *A priori*, on va pouvoir distinguer deux régimes de couplage suivant l'épaisseur  $H$  du film continu d'argent. Si le film est suffisamment épais, alors les modes plasmon-polaritons des deux interfaces du film interagissent faiblement et un seul mode de film doublement dégénéré est présent. C'est le régime de couplage faible. En revanche, si l'épaisseur du film diminue, les modes des deux interfaces vont commencer à interagir et une bande interdite va apparaître, levant la dégénérescence de telle sorte que deux modes de film non dégénérés, que nous noterons  $f^+$  et  $f^-$ , seront présents. C'est le régime de couplage fort. Nous étudierons d'abord le régime de couplage faible qui est le cas le plus simple avant de passer au problème plus complexe du régime de couplage fort.

Notons dès à présent que notre structure présente des points communs avec une structure déjà étudiée par d'autres auteurs ([Tan *et al.* 00]), où un film d'argent continu était périodiquement perforé d'indentations profondes. Même si le processus de transmission dans ce cas repose également sur l'effet tunnel résonant via des modes plasmon-polaritons, il existe une différence importante dans la nature de ces modes : les modes qui interviennent dans le travail de Tan et de ses collaborateurs sont des modes *localisés*, tandis que ceux qui vont intervenir dans notre étude sont des modes *propagatifs* le long des interfaces. De plus, signalons aussi qu'un travail très similaire s'est déroulé parallèlement au nôtre ([Bonod *et al.* 03]), où un réseau carré de plots de silicium déposés sur un film métallique continu permettait l'obtention d'une transmission exaltée.

Nos simulations ont été effectuées par la méthode différentielle, avec l'algorithme R-matrix. La structure est découpée en trois zones : deux zones modulées (les réseaux) et un gap métallique homogène. Les simulations ont été effectuées typiquement avec 257 modes et des sous-couches de 2nm d'épaisseur, ce qui permet d'avoir un bon équilibre entre une convergence acceptable et un temps de calcul raisonnable (une dizaine d'heures pour un spectre d'une centaine de longueurs d'onde).

## 6.2 Régime de couplage faible

Dans cette section, nous allons nous placer dans le cas où l'épaisseur  $H$  du film continu d'argent est de 100nm. Dans ces conditions, les modes PPS des deux interfaces interagissent suffisamment faiblement pour que la dégénérescence ne soit pas levée : un seul mode de film est donc présent. Nous allons de plus fixer la période des deux réseaux à  $D = 500\text{nm}$ . Cette valeur a été choisie afin que les résonances du système soient situées dans le spectre visible.

### 6.2.1 Incidence normale

Afin de simplifier au maximum, nous allons nous placer dans le cas de l'incidence normale. Une onde plane monochromatique polarisée p (champ magnétique perpendiculaire au plan de la figure) frappe donc le cristal polaritonique. Un spectre de transmission, montrant les efficacités en transmission  $T$ , réflexion  $R$  et absorption  $A$  de la structure, est présenté à titre d'exemple sur la Fig. 6.2. Les paramètres qui ont été retenus sont les suivants : période des réseaux  $D = 500\text{nm}$ , hauteur des créneaux  $h = 20\text{nm}$ , largeur des créneaux  $d = 250\text{nm}$  (soit une demi-période) et les deux réseaux ne sont pas décalés l'un par rapport à l'autre ( $dx = 0$ ). Nous considérons que cette structure baigne dans l'air. Comme on peut le voir, à une longueur d'onde de résonance ( $\lambda_r = 537\text{nm}$ ), l'intensité réfléchie par la structure chute drastiquement ( $R \approx 0,4\%$ ), accompagnée par une augmentation importante de l'intensité absorbée. Dans le

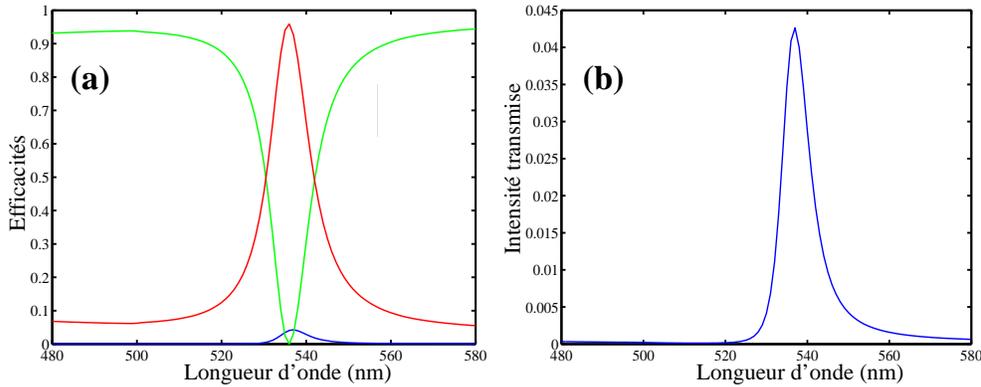


FIG. 6.2 – Efficacités en fonction de la longueur d'onde incidente pour un film d'argent nanostructuré possédant les paramètres suivants :  $D = 500\text{nm}$ ,  $d = 250\text{nm}$ ,  $h = 20\text{nm}$  et  $H = 100\text{nm}$ . La structure est plongée dans l'air. (a) Intensité transmise dans l'ordre zéro (en bleu), intensité réfléchie (en vert) et intensité absorbée (en rouge). (b) Intensité transmise dans l'ordre zéro uniquement.

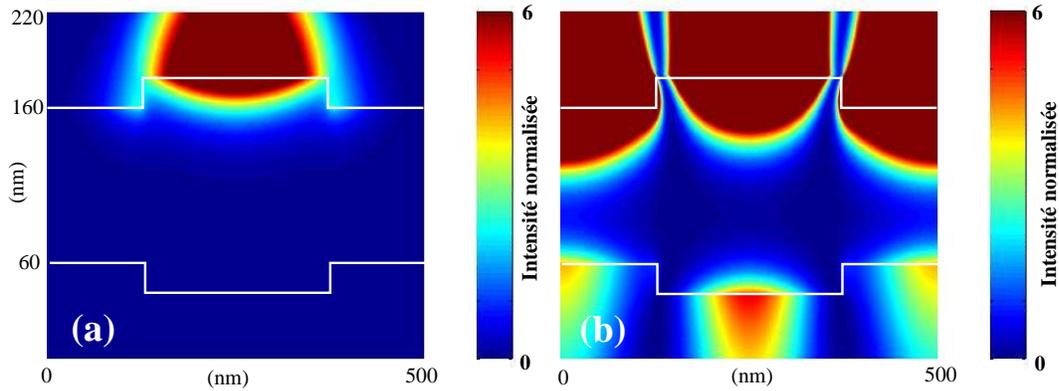


FIG. 6.3 – Distribution de l'intensité du champ magnétique  $|H_z|^2$  (normalisée par rapport à l'intensité incidente) à l'intérieur de la structure et dans son champ proche, calculée par la méthode différentielle, pour une structure identique à celle de la Fig. 6.2. (a) Calcul à  $\lambda = 510\text{nm}$  (hors résonance). (b) Calcul à  $\lambda = 539\text{nm}$  (résonance). L'onde plane incidente provient du haut de la figure. Les lignes blanches indiquent les limites de la structure métallique.

même temps, on observe un pic de transmission, celle-ci atteignant une valeur d'environ 4,2% au sommet du pic. Notons que l'intensité transmise ici représentée est l'intensité transmise dans l'ordre zéro (c'est-à-dire l'onde transmise émergeant à incidence normale), puisque c'est cette quantité qui est en général mesurée dans les expériences en champ lointain avec des tamis à photons. Cependant, au-delà d'une longueur d'onde de 500nm, intensité transmise et intensité transmise dans l'ordre zéro sont confondues, puisque selon la loi des réseaux à partir d'une longueur d'onde égale à la période du réseau que multiplie l'indice optique du milieu de sortie, la seule onde transmise qui soit propagative est l'ordre zéro.

Ce spectre peut s'interpréter à l'aide du modèle simple que nous avons développé plus haut. À la résonance, l'onde incidente est couplée en un plasmon-polariton de surface sur la première interface. Nous pouvons noter que ce couplage est très efficace, puisque l'intensité réfléchie par la structure est alors presque nulle. Ensuite, un transfert d'énergie par effet tunnel résonant a lieu entre ce mode PPS et le mode PPS de l'autre interface qui se trouve à la même fréquence. L'efficacité de ce transfert va dépendre de différents paramètres (épaisseur de métal, temps d'interaction...) et peut être exprimée dans un modèle simple par une intégrale de recouvrement entre les distributions de champ électromagnétique de chacun des deux modes. Dans cette approche, le taux de transfert sera proportionnel à :

$$T \sim \int_0^D dx \int_{-\infty}^{+\infty} |E_{pp}^{(1)} E_{pp}^{(2)}| dy, \quad (6.1)$$

où  $E_{pp}^i(x, y)$  est le champ associé au mode plasmon-polariton de surface sur les interfaces  $i = 1$  et 2, et où l'intégration dans la direction  $x$  est effectuée sur une période du réseau de crêneaux.

Toutefois, plusieurs remarques s'imposent. Tout d'abord, nous savons depuis le chapitre 5 que sur une surface métallique périodiquement structurée, deux modes de Bloch existent, avec des distributions spatiales de champ électromagnétique ainsi que des énergies différentes (nous noterons ces deux modes  $b^-$  et  $b^+$ ). On pourrait donc s'attendre à observer deux pics de transmission. Rappelons cependant un des résultats importants de la section 5.2.2 : en incidence normale, le mode de Bloch de haute énergie est non radiatif et ne peut se coupler aux modes radiatifs ([Darmanyan et Zayats 03]). Par conséquent, le pic de transmission observé correspond à l'intersection de la branche associée au mode de Bloch de basse énergie avec l'axe des ordonnées  $k_x = 0$ . Un autre point important de ce spectre est son allure. Le pic est étroit (largeur à mi-hauteur d'environ 10nm) et surtout le spectre est plat en dehors de la résonance : la structure se comporte comme un miroir métallique efficace en dehors de cette résonance. La valeur maximale de l'intensité transmise (environ 4%) peut sembler faible. Il convient toutefois de la comparer à celle qu'aurait un film métallique non structuré mais d'épaisseur moyenne identique (120nm). Le rapport montre alors que la structuration périodique du film d'argent exalte l'intensité transmise d'un facteur  $F_e = 260$ .

## Distribution du champ électromagnétique

Afin de confirmer cette interprétation, nous avons construit la distribution spatiale du champ électromagnétique dans la structure et au voisinage de celle-ci. Sur la Fig. 6.3 est représentée l'intensité du champ magnétique  $|H_z|^2$ , pour deux longueurs d'onde, l'une se trouvant en dehors du pic de transmission (Fig. 6.3a), l'autre correspondant à la fréquence de résonance (Fig. 6.3b). En dehors de la résonance, l'intensité est confinée dans la partie supérieure de la figure (milieu incident) et ne franchit pas le miroir métallique. Un peu de lumière pénètre au niveau du crêneau, mais globalement l'intensité à l'intérieur du métal est proche de zéro. La situation est radicalement différente à la longueur d'onde de résonance. Une structure périodique et de forte amplitude, associée à l'excitation d'un mode de surface, apparaît dans le milieu incident et pénètre assez profondément dans le métal. Une distribution d'intensité symétrique de celle-ci, quoique que d'amplitude plus faible, se trouve dans le milieu de sortie. Cette dernière correspond au mode PPS de Bloch qui a été excité par effet tunnel résonant et qui va, en se désexcitant, provoquer l'exaltation de la transmission.

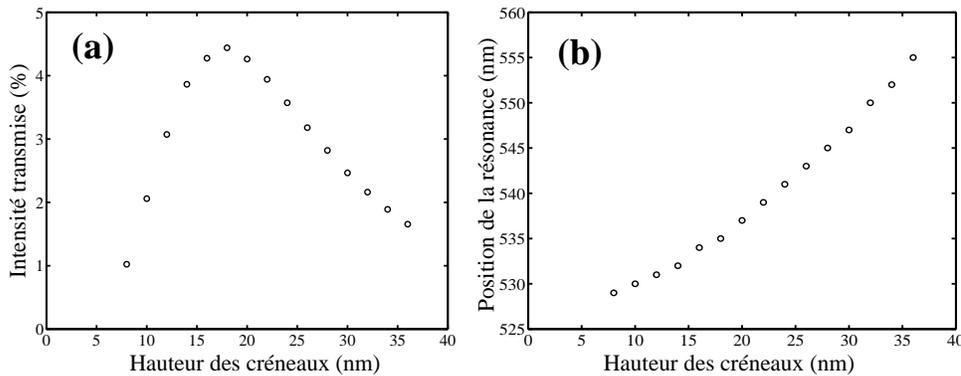


FIG. 6.4 – Influence de la hauteur des créneaux métalliques du réseau sur les propriétés de transmission de la structure. (a) Intensité transmise à la résonance en fonction de la hauteur des créneaux. (b) Position spectrale de la résonance en fonction de la hauteur des créneaux.

### Effet de la hauteur des créneaux

Nous allons maintenant étudier l'influence de l'amplitude du réseau de créneaux métalliques sur le pouvoir de transmission de la structure. Nous avons représenté sur la Fig. 6.4 l'évolution de l'intensité transmise maximale obtenue à la longueur d'onde de résonance en fonction de la hauteur des créneaux, ainsi que l'évolution de cette longueur d'onde de résonance. Il apparaît clairement sur la Fig. 6.4a qu'il existe une amplitude du réseau optimale pour maximiser la transmission. Avec les paramètres que nous avons choisis, cette hauteur optimale est de 18nm. L'origine physique de cet optimum est assez claire. Pour des réseaux d'amplitude faible, le couplage entre les modes radiatifs et les modes de surface est mauvais et par conséquent l'excitation des PPS est peu efficace. Quand on augmente l'amplitude des créneaux, les pertes radiatives augmentent et les plasmon-polaritons se propageant aux interfaces souffrent de pertes radiatives qui affectent l'effet tunnel résonant. C'est la compétition entre ces deux processus qui est à l'origine de l'optimum de transmission.

L'évolution de la position de la longueur d'onde de résonance avec la hauteur se trouve Fig. 6.4b. La résonance se décale vers les grandes longueurs d'onde quand l'amplitude du réseau augmente. Ce comportement est parfaitement cohérent avec les conclusions de la section 5.2.2. En effet, nous avons vu que la largeur de la bande interdite des plasmon-polaritons augmentait avec l'amplitude du réseau – à la manière de la bande interdite des cristaux photoniques qui augmente avec le contraste d'indice. Ainsi, lorsque la hauteur des créneaux croît, la bande interdite devient plus large en repoussant la branche de basse énergie de la courbe de dispersion vers des énergies plus faibles – donc des longueurs d'onde plus grandes.

### Effet de la largeur des créneaux

Après la hauteur, nous allons maintenant observer comment évolue le pouvoir de transmission en intensité de notre structure lorsqu'on change la largeur  $d$  des créneaux. Sur la Fig. 6.5a, nous avons représenté l'intensité transmise à la résonance en fonction de  $d$ . Il apparaît qu'il existe une gamme de largeurs optimales pour laquelle la transmission est maximale : cette largeur est de l'ordre d'une demi-période ( $200\text{nm} < d < 300\text{nm}$ ). Pour essayer de comprendre l'origine de cet optimum, nous avons représenté en Fig. 6.5b le calcul de la distribution spatiale du champ

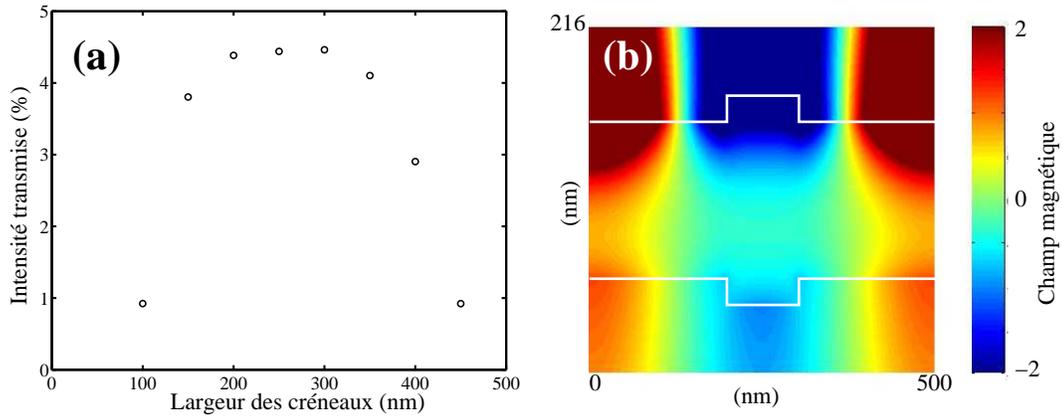


FIG. 6.5 – Effet de la largeur des créneaux sur l'intensité transmise par la structure. (a) Intensité transmise par la structure en fonction de la largeur  $d$  des créneaux des deux réseaux. (b) Carte du champ magnétique  $H_z$  (normalisé par rapport au champ incident) dans la structure et dans son champ proche pour  $d = 100$  nm. Les lignes blanches indiquent les limites de la structure métallique, et la lumière est incidente depuis le haut de la figure. Les autres paramètres de la structure sont  $D = 500$  nm,  $H = 100$  nm et  $h = 18$  nm. La structure est éclairée en incidence normale.

magnétique pour une largeur de créneaux offrant une faible intensité transmise à la résonance ( $d = 100$  nm). On peut voir que, contrairement à ce qui se passait pour  $d = D/2$  (cf. Fig. 6.3b), la distribution spatiale de  $H_z$  dans la direction  $x$  ne suit plus la topographie de la surface. On peut donc en conclure que les meilleures conditions pour l'excitation d'un mode de Bloch sont obtenues lorsque la topographie suit les variations de la distribution du champ électromagnétique, c'est-à-dire lorsque  $d \approx D/2$ .

### Effet d'un décalage relatif des deux réseaux

Jusqu'à présent, nous nous sommes placés dans le cas où les créneaux se trouvant sur chacune des deux faces du film métallique se trouvaient l'un en face de l'autre, autrement dit, les deux réseaux se trouvaient "en phase". Nous allons maintenant considérer le cas où un décalage spatial  $dx$  existe entre les deux réseaux. Nous introduisons la quantité sans dimension  $\Phi$ , phase relative des deux réseaux, que nous définissons par :

$$\Phi = 2\pi \frac{dx}{D}. \quad (6.2)$$

Nous avons tracé sur la Fig. 6.6b les spectres de transmission à l'ordre zéro pour trois déphasages différents :  $\Phi = 0$  (cas étudié précédemment, réseaux en phase),  $\Phi = \pi$  (réseaux en opposition de phase) et  $\Phi = \pi/2$  (réseaux en quadrature de phase). Un schéma de la structure mettant en évidence la position particulière des créneaux dans chacun de ces cas est également représenté (Fig. 6.6a). Les autres paramètres de la structure sont  $d = 250$  nm et  $h = 18$  nm. La courbe en traits pleins correspond au cas déjà étudié ( $\Phi = 0$ ). C'est dans ce cas que le pouvoir de transmission le plus grand est observé. Lorsque le décalage entre les deux réseaux croît, l'intensité transmise chute jusqu'à atteindre un minimum à  $\Phi = \pi/2$ . Si on augmente encore le décalage, la transmission au travers de la structure augmente à nouveau jusqu'à atteindre un nouvel

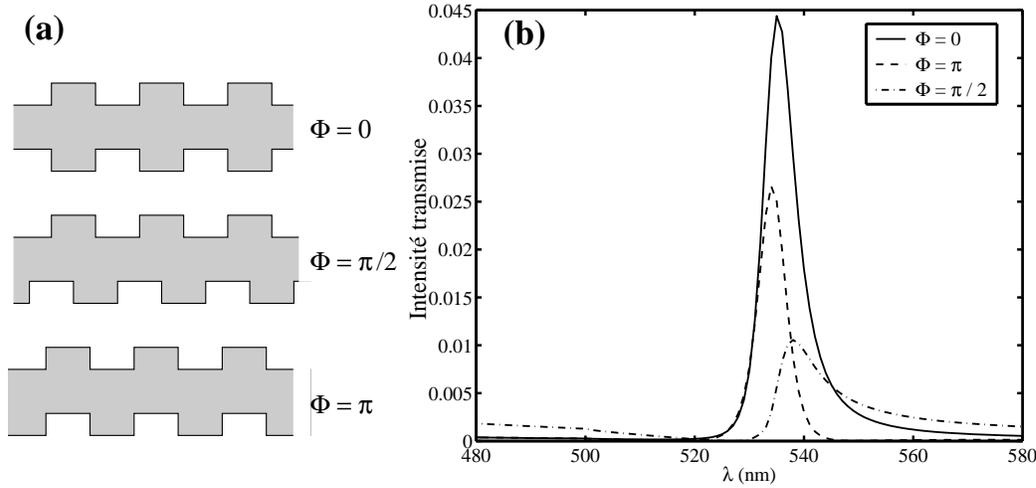


FIG. 6.6 – Effet d'un décalage relatif des deux réseaux sur l'intensité transmise. (a) Schéma de la structure pour trois déphasages différents :  $\Phi = 0, \pi/2$  et  $\pi$ . (b) Intensité transmise par la structure en fonction de la longueur d'onde, pour ces trois déphasages. La courbe correspondant au cas des réseaux en quadrature de phase ( $\Phi = \pi/2$ ) a été multipliée par 5 afin d'être visible à cette échelle. Les autres paramètres sont  $D = 500\text{nm}$ ,  $H = 100\text{nm}$ ,  $d = 250\text{nm}$  et  $h = 18\text{nm}$ . La structure est éclairée en incidence normale.

extremum pour  $\Phi = \pi$ . On peut interpréter ce comportement l'aide de la distribution de champ et du modèle faisant intervenir l'intégrale de recouvrement (eq. 6.1). En effet, on peut voir sur la Fig. 6.3b que le champ magnétique possède des nœuds au niveau des limites des créneaux et des extrema au centre des créneaux et des creux du réseaux. Par conséquent, le recouvrement sera maximal lorsque les deux réseaux seront parfaitement l'un en face de l'autre. Plus on décalera les réseaux, plus le recouvrement des champ sera faible. Le recouvrement sera minimal à  $\Phi = \pi/2$ , où les extrema de champ sur l'interface côté onde incidente correspondront à un nœud sur l'autre interface. Dans le cas de réseaux en opposition de phase, un extremum de champ correspondra à nouveau à un extremum de champ (mais déphasé de  $\pi$ ) : une exaltation importante du pouvoir de transmission du film métallique est à nouveau possible.

### 6.2.2 Incidence quelconque

Lorsque la lumière frappe un réseau métallique en incidence normale, un seul mode plasmon-polariton de Bloch est excité. En effet, le mode PPS de Bloch de plus haute énergie  $b^+$  est non-radiatif et ne peut se coupler avec les photons. En revanche, dès que l'incidence n'est plus normale, cette branche de la courbe de dispersion peut interagir avec les photons incidents : on s'attend donc à ce que ce mode de Bloch participe lui-aussi à l'effet tunnel résonant, conduisant à l'apparition d'un nouveau pic de transmission dans le spectre. Pour vérifier cette prédiction, nous avons tracé sur la Fig. 6.7 les spectres correspondant à des angles d'incidence de 1, 2 et 4 degrés. Pour chacun de ces angles, deux pics sont clairement résolus. Ces deux pics se trouvent de chaque côté du pic qui existe dans le cas de l'incidence normale. Plus l'angle d'incidence augmente, plus l'écart spectral entre les pics augmente. Ce comportement est dû au fait que les deux branches de la courbe de dispersion correspondant aux modes de Bloch  $b^+$  et  $b^-$  ont tendance à s'écarter

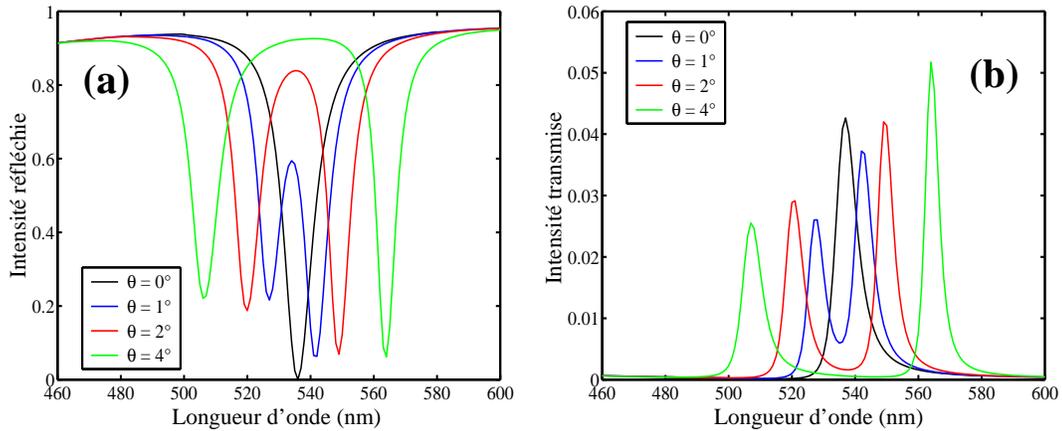


FIG. 6.7 – Spectres en réflexion (a) et en transmission (b) pour quatre angles d'incidence différents : incidence normale (en noir),  $\theta = 1^\circ$  (en bleu),  $\theta = 2^\circ$  (en rouge) et  $\theta = 4^\circ$  (en vert). Les paramètres de la structure sont les suivants :  $D = 500\text{nm}$ ,  $H = 100\text{nm}$ ,  $d = 250\text{nm}$  et  $h = 20\text{nm}$ . Les deux réseaux sont en phase ( $\Phi = 0$ ).

lorsque  $k_x$  croît. Puisque ces deux pics correspondent à deux modes PPS de Bloch, si l'on trace l'énergie de ces modes en fonction de  $k_x = (2\pi/\lambda_r) \sin \theta$ , où  $\theta$  est l'angle d'incidence et  $\lambda_r$  la longueur d'onde de résonance (que l'on prendra au minimum d'intensité réfléchie), alors on doit obtenir les courbes de dispersion associées à ces deux modes de Bloch. Le résultat de ce calcul est représenté sur la Fig. 6.8, pour des angles d'incidence proches de la normale (jusqu'à  $\theta = 20^\circ$ ). On observe bien deux branches qui s'écartent lorsque le vecteur d'onde parallèle à l'interface augmente, comportement en accord avec celui des plasmon-polaritons se propageant le long d'une interface périodiquement structurée.

Un point intéressant de l'évolution des spectres de transmission en fonction de l'angle d'incidence est l'allure des pics. Le pic de basse énergie est toujours plus étroit et plus intense que celui de haute énergie. Cet écart entre les deux résonances tend à s'accroître lorsque l'angle augmente. Plusieurs causes pourraient être à l'origine de cet effet et au premier rang d'entre elles l'écart entre les valeurs de l'indice de réfraction complexe de l'argent aux deux longueurs d'onde de résonance. Pour essayer d'évaluer le poids de ce paramètre dans l'allure des résonances, nous avons effectué une simulation avec un métal imaginaire qui aurait un indice de réfraction constant avec la longueur d'onde et égal à  $n_m = 0,129 + i3,25$  – ce qui correspond à l'indice de l'argent pour une longueur d'onde d'environ 540nm. Le spectre de transmission ainsi obtenu pour une incidence de  $4^\circ$  est tracé sur la Fig. 6.9. On retrouve un spectre d'allure semblable à celui obtenu pour un métal réel. Les deux résonances présentent comme pour le métal réel des amplitudes différentes (la plus haute intensité transmise étant associée au mode de basse énergie), mais en revanche la largeur des deux résonances est cette fois identique. Par conséquent, la différence entre les intensités transmises associées aux deux modes n'est pas due à un effet de différence d'indice du métal, mais la différence entre les largeurs de pics semble provenir en grande partie de la différence d'indice. On peut expliquer ce comportement avec un modèle simple, en supposant que le mode PPS n'est pas perturbé par la modulation périodique de la surface. Dans ce cas, la partie imaginaire du vecteur d'onde du plasmon-polariton se propageant à l'interface métal/air est donnée par ([Raether 88]) :

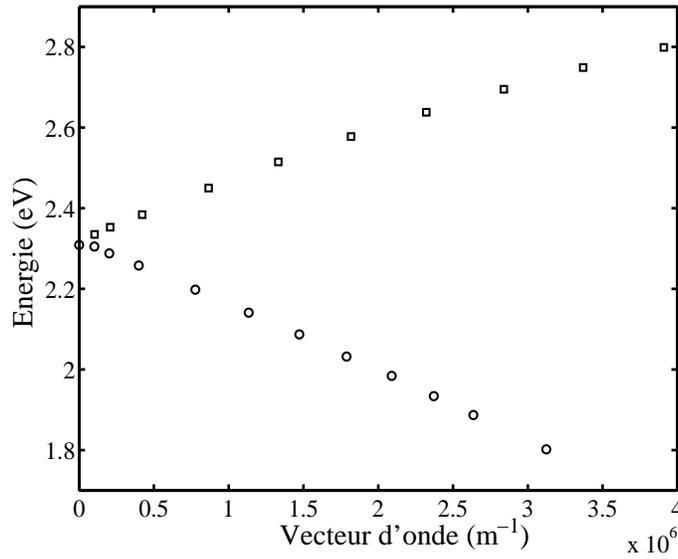


FIG. 6.8 – Courbe de dispersion des modes plasmon-polaritons de Bloch en régime de couplage faible, autour de l'incidence normale, obtenue en reportant la position des minima d'intensité réfléchi. Les carrés correspondent au mode de haute énergie, les cercles au mode de basse énergie. Les paramètres de la structure sont les mêmes que pour la Fig. 6.7.

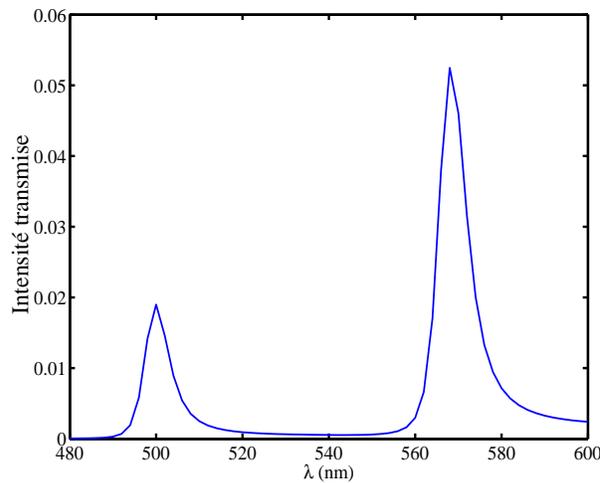


FIG. 6.9 – Spectre de transmission pour une structure constituée d'un métal d'indice constant  $n_{im} = 0,129 + i3,25$ . Les paramètres de la structure sont les mêmes que pour la Fig. 6.7 avec  $\theta = 4^\circ$ .

$$k_x'' = \frac{\omega}{c} \left( \frac{\varepsilon_m'}{\varepsilon_m' + 1} \right)^{3/2} \frac{\varepsilon_m''}{2(\varepsilon_m')^2} \quad (6.3)$$

où  $\varepsilon_m = \varepsilon_m' + i\varepsilon_m''$  est la constante diélectrique complexe du métal. Grossièrement,  $k_x''$  sera d'autant plus faible que la valeur absolue de  $\varepsilon_m'$  sera importante. Or si nous regardons les

valeurs de  $\varepsilon_m$  ([Palik 85]) par exemple pour les deux longueurs d'onde de résonance du spectre à  $\theta = 4^\circ$ , nous constatons que  $\varepsilon'_m$  passe d'une valeur d'environ  $-8,5$  pour le mode de haute énergie à une valeur de  $-12$  pour le mode de basse énergie. La partie imaginaire du vecteur d'onde du PPS, qui est directement reliée à l'atténuation du mode au cours de sa propagation (pertes ohmiques), sera donc toujours plus importante pour le mode de haute énergie. Il est donc normal que la résonance qui lui est associée soit moins fine.

Cependant, nous ne savons toujours pas pourquoi les amplitudes des résonances associées aux deux modes PPS de Bloch sont différentes, même pour notre métal imaginaire. Pour ce faire, il va falloir raffiner quelque peu notre modèle, qui pour l'instant repose uniquement sur l'équation 6.1. En effet, outre le recouvrement des champs, nous pouvons deviner que le pouvoir de transmission de la structure sera d'autant plus grand que la densité d'états disponibles sera importante. Cette densité d'états plasmon-polaritons ( $dk/d\omega$ ) est en fait l'inverse de la pente de la courbe de dispersion. Par conséquent, la densité maximale se trouvant là où la pente tend vers zéro, c'est-à-dire aux extrémités de la zone de Brillouin, la transmission maximale devrait être obtenue pour l'incidence normale. Un regard à la Fig. 6.7b permet de voir que ce n'est pas le cas, le mode de basse énergie pour  $\theta = 4^\circ$  présentant une amplitude plus grande. Cela provient tout simplement de sa finesse plus grande : la densité d'états est reliée davantage à l'aire située sous le pic de résonance qu'à son amplitude proprement dite. En revanche, on peut constater que c'est bien en incidence normale que le taux d'excitation des PPS (qui est traduit par la chute de l'intensité réfléchie) est optimal. L'écart entre les deux modes s'explique alors de la façon suivante. La ligne de lumière pour un angle d'incidence donné coupe la branche de haute énergie pour une valeur de  $k_x$  qui est toujours plus grande que celle pour la branche de basse énergie. À ces différentes valeurs de  $k_x$  seront associées des pentes, et donc des densités d'états, différentes. L'écart entre les valeurs du vecteur d'onde associé à chacun des modes augmentant à mesure que l'angle d'incidence augmente, l'écart entre les valeurs de transmittance à la résonance ne feront qu'augmenter – ce phénomène étant encore amplifié par les effets liés aux variations de  $\varepsilon_m$ .

## 6.3 Régime de couplage fort

Dans cette section, nous allons considérer un film d'argent d'une épaisseur  $H = 40\text{nm}$ . Il est alors impossible de considérer que les modes plasmon-polaritons sur chacune des interfaces du film métallique interagissent faiblement. Le couplage entre les deux interfaces conduit à l'apparition de deux modes de film (notés  $f^+$  et  $f^-$ ) d'énergies et de symétries par rapport au film différentes. Si nous tenons compte en plus de la modulation périodique des interfaces, nous voyons alors que quatre modes vont pouvoir exister, les modes  $f^+b^+$ ,  $f^+b^-$ ,  $f^-b^+$  et  $f^-b^-$ . À chacun de ces modes doit être associé un pic de transmission de la structure. Nous allons d'abord nous placer dans le cas de l'incidence normale, où le mode de Bloch de haute énergie  $b^+$  étant non-radiatif, seuls les modes  $f^+b^-$  et  $f^-b^-$  seront accessibles. Ensuite nous verrons le cas de l'incidence quelconque, où les quatre modes sont couplés aux photons.

### 6.3.1 Incidence normale

Nous avons représenté sur la Fig. 6.10 les intensités réfléchie, transmise et absorbée en fonction de la longueur d'onde pour un jeu de créneaux de  $20\text{nm}$  de haut et de  $250\text{nm}$  de large déposés sur un film d'argent de  $40\text{nm}$  d'épaisseur – les réseaux se trouvant sur chacune des interfaces étant en phase. Comme prévu, deux pics sont résolus, avec chacun une allure différente.

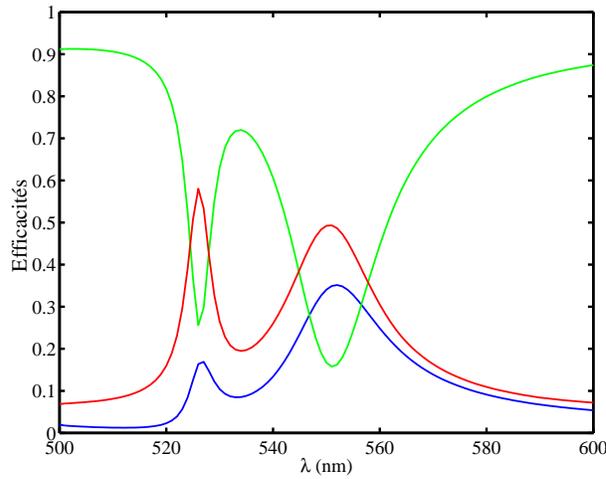


FIG. 6.10 – Efficacités en fonction de la longueur d'onde incidente pour un film d'argent nanostructuré possédant les paramètres suivants :  $D = 500\text{nm}$ ,  $H = 40\text{nm}$ ,  $d = 250\text{nm}$ ,  $h = 20\text{nm}$  et  $\Phi = 0$ . La structure est plongée dans l'air. Intensité réfléchie (en vert), intensité transmise dans l'ordre zéro (en bleu) et intensité absorbée (en rouge).

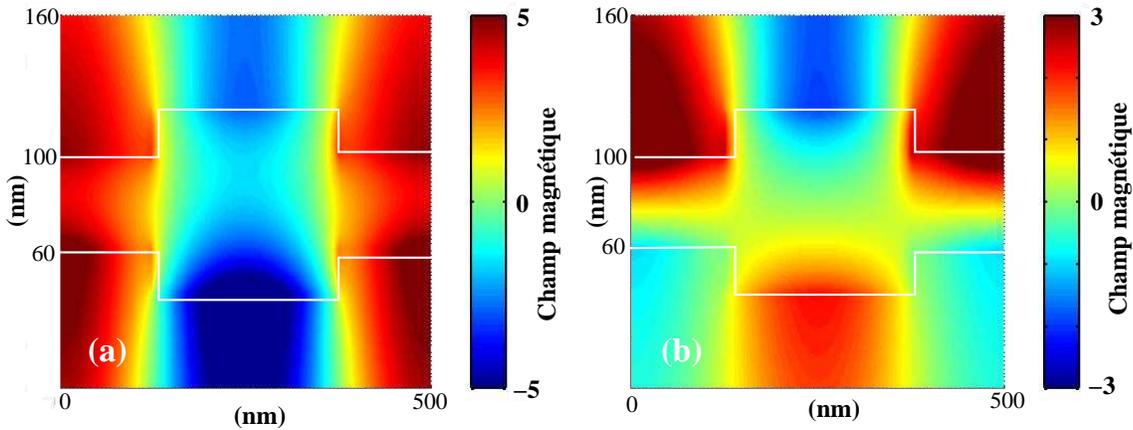


FIG. 6.11 – Distribution du champ magnétique  $H_z$  (normalisé par rapport au champ incident) à l'intérieur de la structure et dans son champ proche, pour une structure identique à celle de la Fig. 6.10. (a) Distribution du champ à  $\lambda = 527\text{nm}$  (mode  $f^+b^-$ ). (b) Distribution du champ à  $\lambda = 552\text{nm}$  (mode  $f^-b^-$ ).

Expliquer simplement pourquoi une plus faible intensité transmise est associée au mode de haute énergie n'est pas direct, puisqu'aux paramètres dont nous avons discuté l'influence dans le régime de couplage faible (la constante diélectrique et la densité d'états), vient s'ajouter que les deux modes de film  $f^+$  et  $f^-$  présentent des pertes non-radiatives différentes ([Raether 88]). Au mode de basse énergie  $f^-$  sont en effet associées des pertes importantes par effet Joule liées au fait que ce mode possède un quantité importante de champ électrique dans le métal. Cet effet explique sans doute pourquoi le pic situé à basse fréquence possède une largeur importante.

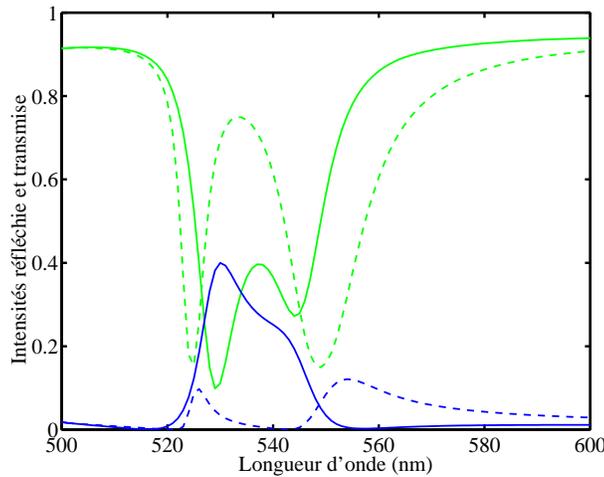


FIG. 6.12 – Pouvoir de réflexion en énergie (en vert) et de transmission à l'ordre zéro (en bleu) pour deux déphasages différents :  $\Phi = \pi$  (traits pleins) et  $\Phi = \pi/2$  (pointillés). Les autres paramètres de la structure sont les mêmes que pour la Fig. 6.10.

Sur la Fig. 6.11, nous avons représenté la composante suivant  $z$  du champ magnétique pour des longueurs d'onde de 527nm (Fig. 6.11a) et 552nm (Fig. 6.11b) – correspondant aux modes de haute et basse énergie, respectivement. La première chose qui apparaît lorsqu'on considère ces figures est que les deux résonances possèdent des distributions de champ magnétique de symétries opposées dans la direction  $y$ <sup>1</sup>. Le mode de haute énergie (Fig. 6.11a) est symétrique par rapport à un plan passant par le centre du film métallique et perpendiculaire à celui-ci, tandis que le mode de basse énergie est anti-symétrique par rapport à ce même plan (Fig. 6.11b). Nous avons là une confirmation directe du fait que les deux pics observés correspondent bien à des modes de film différents. En revanche, si nous regardons la symétrie du champ dans la direction  $x$  – c'est-à-dire la symétrie associée aux modes de Bloch – nous voyons qu'elle est identique pour les deux résonances : à chacune des longueurs d'onde étudiées les nœuds du champ magnétique sont situés au niveau des limites des créneaux métalliques, avec des extrema situés au centre des créneaux et des creux du réseau. Cette symétrie est associée au mode de Bloch de basse énergie  $b^-$ , seul mode à pouvoir se coupler avec les photons en incidence normale.

### Effet d'un décalage relatif des deux réseaux

L'effet du déphasage relatif des deux réseaux dans le régime fort (cf. Fig. 6.12) est plus complexe que dans le cas du couplage faible. En effet, en couplage faible, la situation pouvait être résumée simplement par le fait que l'intensité transmise était maximale pour  $\Phi = 0$  et  $\Phi = \pi$  et quasiment nulle pour  $\Phi = \pi/2$ . La situation est bien moins contrastée en régime de couplage fort. Dans le cas de réseaux en opposition de phase par exemple, bien qu'une transmission importante soit permise, les deux modes sont bien moins séparés que lorsque les réseaux sont en phase, car le mode de basse énergie subit un décalage en fréquence bien moins important que pour  $\Phi = 0$ . Une explication partielle est que dans le cas de l'opposition de phase, l'épaisseur

<sup>1</sup>Ici et dans la suite du texte, le mot symétrie ne doit pas être pris au sens strict du terme. En effet, seuls les modes de film ou de Bloch sont strictement symétriques. Le champ représenté est quant à lui issu de l'interaction entre le champ incident et la structure, brisant ainsi la symétrie stricte.

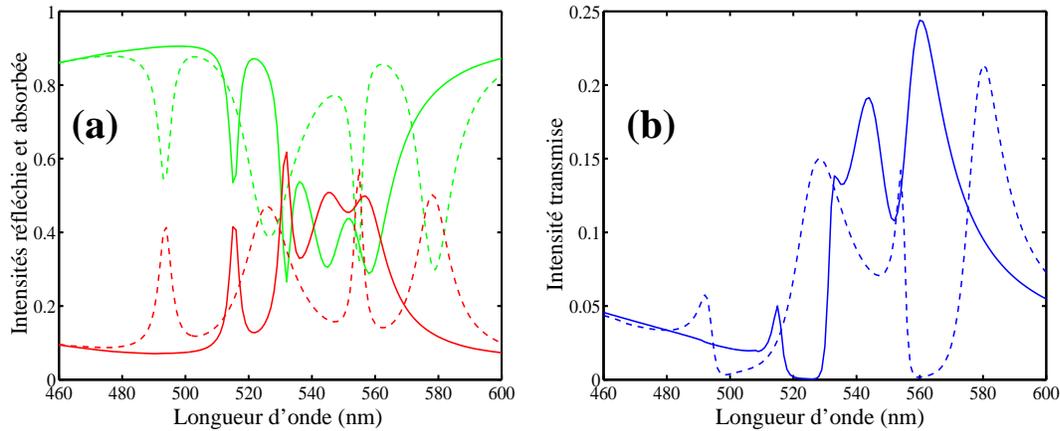


FIG. 6.13 – Spectres de transmission, de réflexion et d’absorption pour deux angles d’incidence différents :  $\theta = 1^\circ$  (traits pleins) et  $\theta = 4^\circ$  (pointillés). (a) Intensité réfléchie (en vert) et intensité absorbée (en rouge). (b) Intensité transmise. Les autres paramètres de la structure sont les mêmes que pour la Fig. 6.10.

de la structure (film métallique plus créneaux) est constante (cf. Fig. 6.6a) et que la structure peut être vue localement comme un film mince. Dans le cas des réseaux en quadrature de phase, l’intensité transmise aux fréquences de résonance est fortement diminuée mais deux petits pics de résonance sont toujours présents. À ces fréquences, un PPS est excité sur la face incidente (l’intensité réfléchie en est la signature), mais il ne peut se coupler efficacement avec le mode PPS situé sur l’autre interface, à cause d’un faible recouvrement des distributions de champ électromagnétique. Cependant, la faible épaisseur de métal forme une barrière de potentiel assez faible qui permet à une petite partie des modes excités de franchir le film directement par effet tunnel (mais sans couplage avec un mode sur l’autre face). Le PPS de la première face se couple directement avec le continuum radiatif de l’autre face. Le phénomène réciproque, à savoir l’excitation d’un PPS de Bloch sur la seconde face du film directement par l’onde plane incidente, est également possible ([Darmanyan et Zayats 03]). C’est pourquoi une exaltation de la transmission est tout de même observée par rapport à un film non-structuré <sup>2</sup>.

### 6.3.2 Incidence quelconque

En incidence non normale, le mode PPS de Bloch de haute énergie  $b^+$  peut se coupler aux photons : quatre modes de symétries différentes sont donc accessibles. Ces quatre modes devraient logiquement conduire à quatre pics dans le spectre de transmission. On peut vérifier cette prédiction sur la Fig. 6.13. Pour des angles d’incidence de 1 et 4 degrés, quatre creux apparaissent sur les courbes de l’intensité réfléchie en fonction de la longueur d’onde, tandis que les intensités transmise et absorbée marquent quatre pics. En incidence normale, seuls les modes  $f^+b^-$  (situé à  $\lambda = 527\text{nm}$ ) et  $f^-b^-$  (situé à  $\lambda = 552\text{nm}$ ) étaient présents. En incidence non normale, ces deux modes sont toujours présents et se décalent vers des énergies plus basses (et donc des longueurs d’onde plus grandes) à mesure que  $\theta$  croît. Deux résonances associées au mode de Bloch de haute énergie sont apparues et tendent à se décaler vers des énergies

<sup>2</sup>Un phénomène similaire de transmission via l’excitation d’un PPS sur une seule face existe en régime de couplage faible, mais son efficacité est bien plus faible à cause de la plus grande épaisseur de métal à franchir.

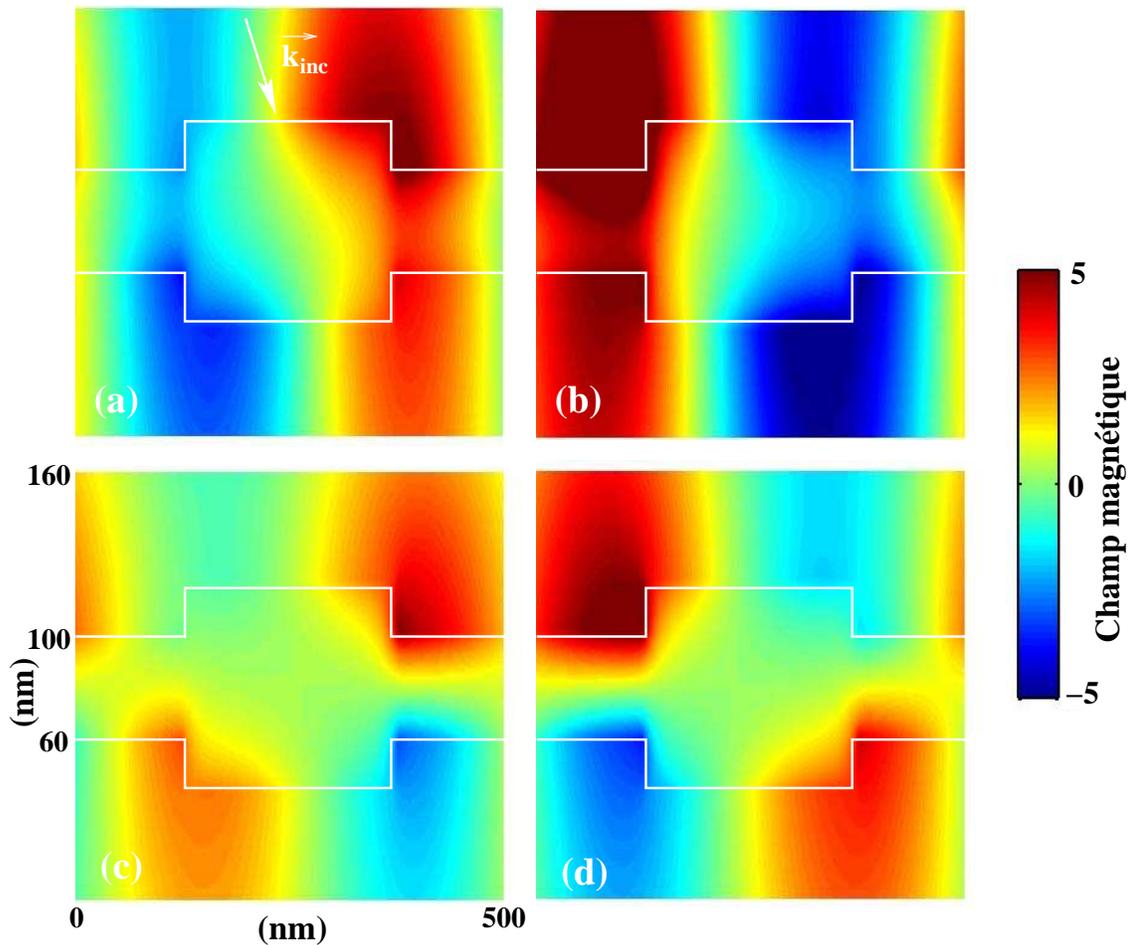


FIG. 6.14 – Distribution du champ magnétique  $H_z$  (normalisé par rapport au champ incident) à l'intérieur de la structure et dans son champ proche, pour une structure identique à celle de la Fig. 6.10 et pour une incidence de  $\theta = 4^\circ$ . (a) Distribution du champ à  $\lambda = 493\text{nm}$  (mode  $f^+b^+$ ). (b) Distribution du champ à  $\lambda = 555\text{nm}$  (mode  $f^+b^-$ ). (c) Distribution du champ à  $\lambda = 527\text{nm}$  (mode  $f^-b^+$ ). (d) Distribution du champ à  $\lambda = 579\text{nm}$  (mode  $f^-b^-$ ). Les échelles des axes  $x$  et  $y$  sont les mêmes pour les quatre figures.

plus grandes avec l'augmentation de l'angle d'incidence. D'une manière générale, les résonances associées au mode de film de basse énergie  $f^-$  sont plus larges que celles associées au mode de haute énergie. C'est particulièrement clair sur la Fig. 6.13 pour  $\theta = 4^\circ$  : les pics les plus fins sont ceux situés à  $\lambda = 493\text{nm}$  (mode  $f^+b^+$ ) et  $\lambda = 555\text{nm}$  (mode  $f^+b^-$ ). La raison a déjà été évoquée pour le cas de l'incidence normale : le mode de film de basse fréquence présente des pertes non radiatives plus importantes.

### Distribution du champ

Selon l'analyse qui précède, les quatre modes devraient présenter des structures de champ possédant des symétries différentes. Pour le vérifier, nous avons calculé la distribution du champ magnétique dans la structure et dans son champ proche pour un angle d'incidence  $\theta = 4^\circ$ , où

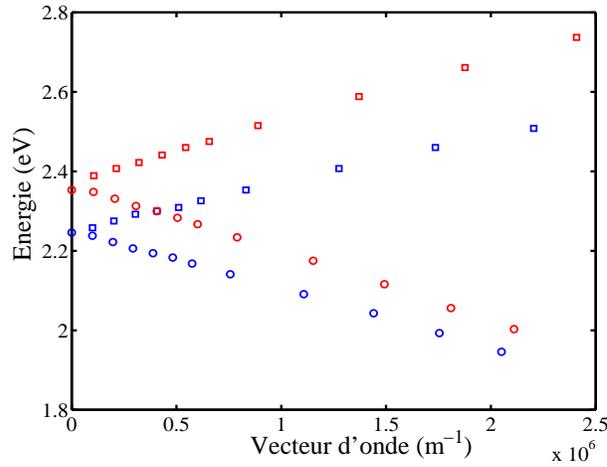


FIG. 6.15 – Courbe de dispersion des modes plasmon-polaritons de Bloch en régime de couplage fort, autour de l'incidence normale, obtenue en reportant la position des minima d'intensité réfléchie. Les courbes en rouge sont associées au mode de film de haute énergie  $f^+$ , les courbes en bleu au mode de film de basse énergie  $f^-$ , les carrés au mode de Bloch de haute énergie  $b^+$ , les cercles au mode de Bloch de basse énergie  $b^-$ . Les paramètres de la structure sont les mêmes que pour la Fig. 6.10.

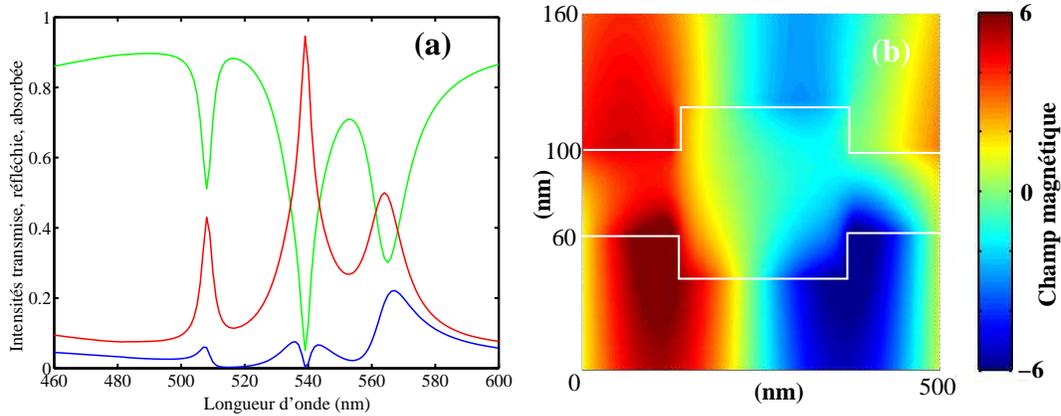


FIG. 6.16 – (a) Spectres de transmission, de réflexion et d'absorption pour un angle d'incidence de  $\theta = 2^\circ$  (point de croisement des courbes de dispersion). Intensité réfléchie (en vert), intensité absorbée (en rouge) et intensité transmise (en bleu). (b) Distribution du champ magnétique  $H_z$  (normalisé par rapport au champ incident) à l'intérieur de la structure et dans son champ proche à  $\lambda = 539\text{nm}$ . Les paramètres de la structure sont les mêmes que pour la Fig. 6.10.

les quatre pics sont bien séparés sur le spectre. Le résultat du calcul est présenté sur la Fig. 6.14. Cette figure est organisée comme suit : le mode de film de haute énergie est en haut, celui de basse énergie en bas tandis que le mode de Bloch de haute énergie est sur la colonne de gauche, celui de basse énergie sur la colonne de droite. Des symétries apparaissent clairement

dans ces distributions. Sur les deux images du haut (mode de film  $f^+$ ), la partie réelle de  $H_z$  présente une structure qui est grossièrement symétrique par rapport à un plan situé au centre du film métallique et perpendiculaire à celui-ci, tandis que pour le mode de film  $f^-$ , c'est une anti-symétrie qui apparaît. Si nous considérons maintenant les symétries selon la direction  $x$  en comparant deux à deux les images (a) et (b) d'une part et (c) et (d) d'autre part, on peut voir que les répartitions de champ suivant  $x$  sont de symétries opposées : il s'agit de deux modes de Bloch différents. Notre analyse est donc confirmée par les distributions de champ magnétique dans la structure.

Précisons que si l'on représente l'intensité du champ magnétique plutôt que le champ lui-même, on ne peut distinguer les deux modes de film qui sont associés au même mode de Bloch. Par exemple, les cartes de l'intensité pour  $\lambda = 493\text{nm}$  et  $\lambda = 527\text{nm}$  (non représentées ici) présentent des symétries semblables (les maxima d'intensité sont situés aux mêmes lieux). L'information contenue dans la phase est donc cruciale pour discuter des symétries des modes PPS de Bloch.

### Courbes de dispersion

Comme nous l'avons fait en régime de couplage faible, nous avons reporté sur la Fig. 6.15 les positions des minima d'intensité réfléchie, pour des angles proches de l'incidence normale. Les courbes obtenues sont les courbes de dispersion des modes PPS de Bloch. Sur cette figure, les couleurs rouge et bleue différencient les modes de film de haute et basse énergie, respectivement, tandis que les deux symboles carré et cercle différencient les modes de Bloch de haute et basse énergie. Le comportement observé sur la Fig. 6.15 est en accord avec celui attendu pour des modes plasmon-polaritons.

Un point extrêmement intéressant est le fait que deux branches de la courbe de dispersion se croisent. Pour un angle d'incidence  $\theta = 2^\circ$ , les résonances associées aux modes  $f^+b^-$  et  $f^-b^+$  sont situées à la même fréquence. On peut en avoir une confirmation directe en considérant la Fig. 6.16a, où les spectres en transmission, réflexion et absorption ont été reportés. La courbe de l'intensité réfléchie en fonction de la longueur d'onde ne présente en effet que trois creux, de même que l'intensité absorbée ne présente que trois pics. Ce comportement peut sembler surprenant. En effet, lorsqu'au chapitre 2 nous avons discuté la notion de bande interdite, nous avons vu que les deux modes situés en bord de bande étaient caractérisés par des distributions de champ électromagnétique de symétries opposées. Ces deux distributions ne pouvant exister à la même fréquence, ils doivent être séparés par une bande interdite ([Joannopoulos *et al.* 95]). Or, nous observons ici le croisement de bandes associées à deux modes de Bloch ayant des symétries opposées : pourquoi ne se produit-il pas un anticroisement, conduisant à l'apparition d'un mini-gap ? La réponse provient du fait que les modes que nous considérons sont caractérisés par deux symétries. Le croisement est permis du fait que ces deux modes de Bloch correspondent à deux modes de film de symétries différentes. Le croisement n'aurait pas été possible uniquement si les deux modes avaient présenté la même symétrie par rapport au film. Autrement dit, le croisement des modes  $f^+b^-$  et  $f^-b^+$  n'est pas possible (c'est là l'origine des deux bandes interdites observées à  $k_x = 0$ ), tandis que les modes  $f^+b^-$  et  $f^-b^+$  peuvent se croiser.

Toutefois, le croisement de ces branches n'est pas sans conséquences sur l'intensité transmise par la structure. En effet, à la longueur d'onde correspondant au minimum d'intensité réfléchie ( $\lambda = 539\text{nm}$ ), il correspond un minimum sur le spectre en transmission (cf. Fig. 6.16a, courbe en bleu), l'intensité transmise étant proche de zéro à la résonance ( $T \approx 0,4\%$ ). Essayons de comprendre ce phénomène. À la fréquence de résonance, deux modes possédant des symétries

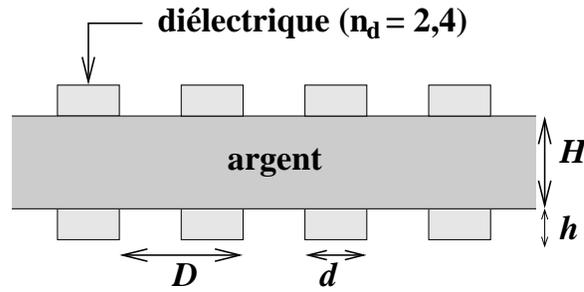


FIG. 6.17 – Schéma de la structure considérée dans cette section. Un jeu de créneaux périodiques (de période  $D$ ) constitués d'un matériau diélectrique d'indice  $n_d = 2,4$  est déposé sur un film continu d'argent d'épaisseur  $H$ .

opposées suivant les deux axes  $x$  (mode de Bloch) et  $y$  (mode de film) coexistent. Leurs distributions de champ, qui possèdent des symétries semblables à celles des images (b) et (c) de la Fig. 6.14, vont *a priori* se superposer, conduisant à une diminution de l'amplitude des champs dans la zone incidente et à une augmentation du côté de la face de sortie. Le calcul de la distribution effective du champ magnétique montre qu'il en est ainsi (Fig. 6.16b). La conséquence est une augmentation importante de l'absorption dans le métal (à la résonance,  $A \approx 94\%$ ) et une chute de la transmission. Une autre façon de voir les choses est de considérer les courbes de dispersion. Au point de croisement, les deux modes plasmon-polaritons ont la même vitesse de phase  $\omega/k_{pp}$  mais des vitesses de groupe  $d\omega/dk_{pp}$  opposées – conduisant à l'annulation du transfert d'énergie au travers du film. Notons également que le creux observé sur le spectre de transmission est très étroit et qu'autour du "zéro" de transmission une exaltation de la transmission est observée. Elle provient des champs importants liés aux deux modes excités simultanément et qui ne s'annulent pas totalement.

## 6.4 Créneaux diélectriques

Au cours des deux sections précédentes, nous avons étudié des structures où la périodicité était de nature topographique : la surface métallique était gravée périodiquement, comme dans un réseau de diffraction classique. Cependant, pour réaliser un couplage entre des plasmon-polaritons de surface et les photons incidents, il n'est pas nécessaire que ce soit le film métallique qui présente une périodicité. C'est l'interface avec le métal qui doit être périodique. Par conséquent, il devrait être possible de réaliser le couplage via une interface métal/diélectrique où c'est le milieu diélectrique qui serait périodiquement nanostructuré. Une façon de faire est de déposer, sur un film d'argent non structuré, des créneaux périodiques d'un milieu diélectrique (Fig. 6.17). On réalise ainsi un milieu périodique diélectrique/air/diélectrique/air... En fait, il s'agit de la même structure que précédemment, où les créneaux ne sont plus en argent mais constitués de ce milieu diélectrique. Nous avons choisi pour milieu diélectrique dans nos simulations un diélectrique d'indice élevé ( $n_d = 2,4$ ), supposé non dispersif. Cette valeur de  $n_d$  correspond bien aux fréquences que nous allons considérer à l'indice d'un matériau réel, le  $\text{TiO}_2$ .

Un spectre obtenu pour une telle structure, en régime de couplage faible (épaisseur du film d'argent  $H = 100\text{nm}$ ), est présenté Fig. 6.18. Comme dans le cas des créneaux métalliques, un pic de transmission est observé. Toutefois, plusieurs différences sont à noter par rapport à ce

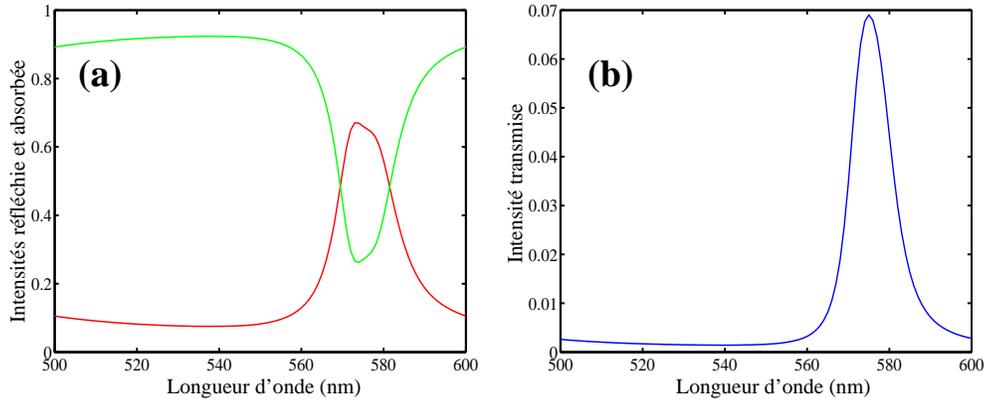


FIG. 6.18 – Spectres en transmission, réflexion et absorption pour un film continu d'argent d'épaisseur  $H = 100\text{nm}$ , avec deux jeux de créneaux constitués d'un diélectrique d'indice  $n_d = 2, 4$ , de période  $D = 500\text{nm}$ , de hauteur  $h = 20\text{nm}$  et de largeur  $d = 250\text{nm}$ . (a) Intensités réfléchie (en vert) et absorbée (en rouge) en fonction de la longueur d'onde. (b) Intensité transmise en fonction de la longueur d'onde. Les deux réseaux sont en phase ( $\Phi = 0$ ).

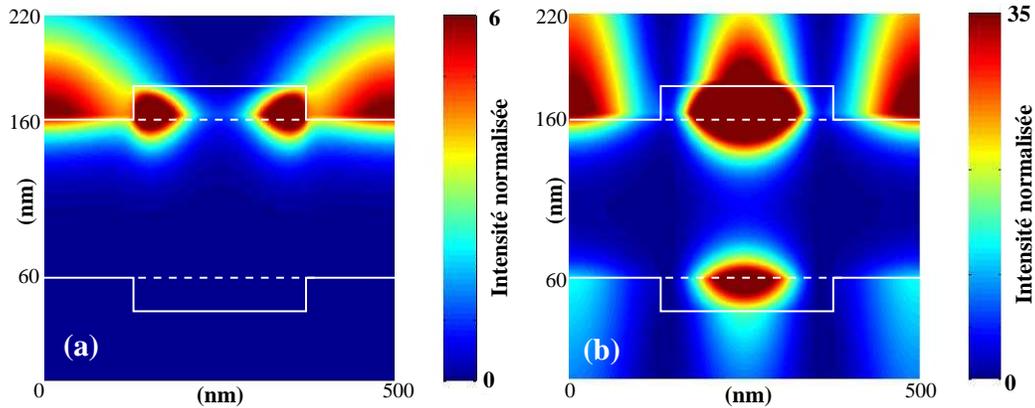


FIG. 6.19 – Distribution de l'intensité du champ magnétique  $|H_z|^2$  (normalisée par rapport à l'intensité incidente) pour une structure identique à celle de la Fig. 6.18. (a) Calcul à  $\lambda = 510\text{nm}$  (hors résonance). (b) Calcul à  $\lambda = 574\text{nm}$  (résonance). L'onde plane incidente provient du haut de la figure. Les lignes en blanc indiquent les limites de la structure (en pointillés : interface entre le métal et le créneau diélectrique).

cas. Tout d'abord, la résonance observée est plus large. Ensuite, la longueur d'onde de résonance est décalée vers des longueurs d'onde plus importantes. Enfin, l'intensité transmise maximale prédite par le calcul est plus importante ( $T \approx 6,9\%$ ), mais correspond à un facteur d'exaltation de la transmission (par rapport à un film d'argent de même épaisseur sans les créneaux) plus faible :  $F_e \approx 150$  – ce qui signifie que cette configuration est moins efficace que celle où les créneaux étaient en argent. Ce dernier point s'explique en partie par le fait que l'excitation des modes plasmon-polaritons de surface est moins efficace, comme l'indique la valeur encore importante ( $R \approx 26\%$ ) de l'intensité réfléchie à la résonance. En effet, dans le cas de créneaux

métalliques, celle-ci était très proche de zéro à la fréquence de résonance, traduisant un couplage excellent entre les modes radiatifs incidents et les modes de surface.

Pour aller un peu plus loin, nous avons calculé l'intensité du champ magnétique dans la structure et dans son champ proche pour deux longueurs d'onde, l'une correspondant à la résonance ( $\lambda = 574\text{nm}$ ) et l'autre hors résonance ( $\lambda = 510\text{nm}$ ). Les résultats sont reportés sur la Fig. 6.19. Le calcul effectué à la résonance montre que les maxima d'intensité sont plutôt localisés au niveau de l'interface métal/diélectrique que de l'interface métal/air (l'intensité normalisée dépassant 100 dans le créneau diélectrique côté champ incident). En effet, il peut exister *a priori* sur une telle interface deux modes PPS de fréquences différentes, correspondant aux interfaces métal/air et métal/diélectrique. Le mode de Bloch qui va effectivement prendre place sera une combinaison de ces deux modes.

On pourrait, pour cette structure, effectuer la même étude que pour celle ayant des créneaux métalliques. Toutefois, il semble clair que les phénomènes physiques en jeu étant les mêmes, l'influence des différents paramètres sur les propriétés de transmission sera sensiblement la même. Ainsi, nous avons pu vérifier que lorsque l'angle d'incidence était différent de zéro, deux résonances apparaissaient sur le spectre, associées à l'excitation de deux modes PPS de Bloch différents. De même, nous nous sommes assurés que réduire l'épaisseur du film métallique à 40nm conduisait bien à l'apparition des deux modes du film. Il ne nous semble donc pas utile de recommencer l'inventaire des propriétés de la structure en fonction de chacun des paramètres.

## 6.5 Bilan et perspectives

Nous venons d'étudier une structure originale présentant une transmission exaltée dont les propriétés ont pu être décrites avec un modèle de cristal polaritonique de surface. Cette structure est fondamentalement plus simple à modéliser que les tamis à photons 1D présentant des ouvertures, puisque aucun mode lié aux ouvertures n'est présent. Évidemment, les intensités transmises maximales dans une structure sans ouvertures ne sont pas du tout du même ordre de grandeur que celle obtenues pour une structure à fentes. Cependant, l'avantage de cette structure est qu'en dehors des résonances, son spectre de transmission est assimilable à celui d'un film mince métallique d'épaisseur équivalente. On a donc réalisé une structure qui se comporte comme un miroir efficace en dehors de certaines résonances spectralement étroites où l'intensité réfléchie descend en-dessous de 1%, toute l'intensité étant soit transmise soit absorbée dans le film métallique. Mais en dehors des applications éventuellement possibles, il nous semble que l'apport de cette étude est essentiellement fondamental : c'est l'analogie qui existe entre les cristaux photoniques et les surfaces métalliques nanostructurées. Cette analogie est connue depuis maintenant assez longtemps ([Kitson *et al.* 96]) cependant à notre connaissance c'est la première fois qu'elle est utilisée pour créer une structure de type tamis à photons dont toutes les propriétés de transmission dépendent de celles du cristal polaritonique de surface. Cette structure constitue donc un modèle pour explorer les propriétés des cristaux polaritoniques de surface.

Une question que nous n'avons pas du tout abordée pour le moment est celle de la réalisation pratique d'un tel cristal polaritonique de surface. Les dimensions les plus petites requises peuvent être atteintes avec les techniques actuelles de nanofabrication. La seule difficulté est l'alignement des deux réseaux de chaque côté du film. Il nous faut préciser que bien que ce soit lorsque les deux réseaux sont parfaitement alignés que l'intensité transmise est optimale, un décalage spatial de quelques dizaines de nanomètres des réseaux ne détruit pas le pic de transmission. Autre point, une structure suspendue n'étant pas forcément la plus simple à réaliser, une structure formée

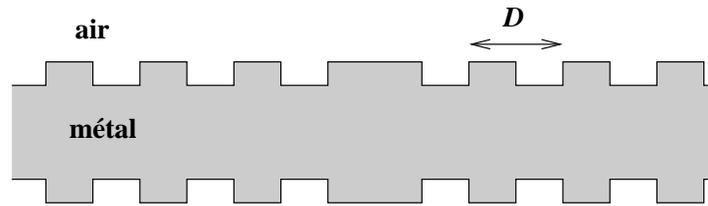


FIG. 6.20 – Schéma d'un cristal polaritonique de surface sans ouvertures présentant un défaut.

d'un film métallique enkysté dans du verre est envisageable. La conséquence prévisible est que les longueurs d'onde des résonances seront multipliées par un facteur égal à l'indice de réfraction du verre utilisé.

La première des perspectives de ce travail, que nous n'avons malheureusement pas pu effectuer durant la durée de cette thèse, est l'étude expérimentale en champ proche et en champ lointain des propriétés d'un tel film métallique nanostructuré. Une étude en transmission en champ lointain permettrait de vérifier expérimentalement les propriétés prédites par la simulation. Une étude en champ proche permettrait de sonder les distributions de champ électromagnétique qui existent dans la structure, par exemple en réalisant des images hors résonance et à la résonance.

Une autre perspective est plus fondamentale : il s'agirait de poursuivre l'analogie avec les cristaux photoniques. Souvenons-nous qu'en effet les applications les plus importantes des cristaux photoniques surviennent lorsqu'on quitte les cristaux parfaits pour introduire des défauts dans la périodicité. Les modes de défaut ainsi obtenus présentent bien des propriétés intéressantes. Pourrions-nous alors, en introduisant un défaut dans notre cristal polaritonique de surface (par exemple en introduisant un créneau d'une largeur plus importante que les autres, voir Fig. 6.20), créer un mode de défaut – en l'occurrence un pic supplémentaire dans le spectre de transmission ? Si notre analogie fonctionne, alors la réponse doit être oui. Néanmoins, la méthode numérique que nous utilisons étant conçue pour des structures périodiques, et l'introduction d'un défaut brisant la périodicité, il apparaît que les simulations vont être délicates. Il est toutefois possible de contourner ce problème : une structure aperiodique peut être simulée par une structure présentant une périodicité artificielle, à condition que celle-ci soit suffisamment grande pour que les interactions entre chacune des sous-structures soit négligeables ([Salomon *et al.* 02]). Malheureusement, l'introduction de cette périodicité artificielle augmente fortement le nombre de modes nécessaire pour décrire correctement la structure – et donc le temps de calcul et la mémoire nécessaire dans la machine. Toutes ces barrières font que la simulation d'une telle structure est pour le moment (c'est-à-dire avec la puissance des ordinateurs disponibles) délicate. Nous pouvons cependant signaler au lecteur que nous avons entrepris de tels calculs. Bien que la convergence des calculs soit loin d'être parfaite – ce qui fait que nous ne souhaitons pas les présenter ici – les premiers résultats obtenus sont encourageants et semblent montrer l'existence d'un tel mode de défaut sur une structure semblable à celle de la Fig. 6.20.

Pour terminer ce bilan, nous souhaitons insister sur le fait que la notion de cristal polaritonique de surface ne s'applique pas seulement aux plasmon-polaritons. On peut parfaitement imaginer des structures reposant sur des modes de surface qui seraient des phonon-polaritons. En fait, de telles structures ont été étudiées récemment : Greffet et ses collaborateurs ([Greffet *et al.* 02]) ont étudié un réseau unidimensionnel réalisé en SiC permettant le couplage de la lumière incidente en phonon-polaritons de surface. Ce réseau constitue un cristal phonon-polaritonique de surface.



# Conclusion générale

Les structures périodiquement nanostructurées sont un moyen prometteur pour le contrôle des flux lumineux aux échelles submicroniques. Ces objets seront peut être une des briques à la base des futurs circuits intégrés photoniques.

Les cristaux photoniques sont des objets dont la fabrication et la caractérisation sont désormais bien rodées. Toutefois, ils restent des boîtes noires dont le fonctionnement interne ne peut être visualisé directement. Un des objectifs de ce travail était de soulever le couvercle de cette boîte noire afin de voir ce qui s’y tramait. Nous espérons avoir démontré que la microscopie optique en champ proche était un moyen d’y parvenir. Nous avons ainsi pu cartographier des structures de champ associées à des modes de cavité et mis en évidence des effets de confinement dus à l’existence d’une bande interdite photonique. L’établissement progressif d’un mode de cavité à mesure que l’on se rapproche de la fréquence de résonance a été directement visualisé. Enfin, nous avons montré un effet particulièrement intéressant lié au couplage de deux modes guidés de symétries opposées. Notre travail présente de plus une autre originalité sur laquelle nous souhaiterions insister. Les structures photoniques que nous avons étudiées ont été fabriquées dans des laboratoires spécialisés dans l’étude des cristaux photoniques et nous avons essayé de répondre à un besoin de caractérisation de la part de ces laboratoires. Les structures n’ont pas été fabriquées spécialement pour répondre au cahier des charges imposé par le microscope. En d’autres termes, nous avons essayé d’adapter notre SNOM aux problèmes posés par l’échantillon à étudier plutôt que d’adapter l’échantillon aux problèmes spécifiques du SNOM. Il nous semble important d’insister sur ce point car finalement assez peu d’études adoptent cette approche – l’autre étant sans doute plus confortable. Il est vrai que les résultats expérimentaux sont parfois difficiles à interpréter et que la résolution des images n’est pas toujours optimale. Toutefois il nous semble que le défi est plus intéressant à relever et surtout plus susceptible d’intéresser la communauté scientifique travaillant sur les cristaux photoniques.

Les cristaux photoniques ne sont pas l’unique type de structure périodiquement nanostructurée que l’on peut imaginer. La nanostructuration périodique de films de métaux nobles permet de donner à ces films, qui se comportent normalement comme des miroirs, des propriétés de transmission exaltée. Il s’agit d’une certaine façon d’un objet symétrique aux cristaux photoniques : les cristaux photoniques sont des matériaux transparents qu’une structuration rend totalement réflecteurs, tandis que les tamis à photons sont des miroirs qu’une structuration périodique rend partiellement transparents à la lumière. Nous avons imaginé une structure dans laquelle ces propriétés de transmission sont parfaitement décrites par un modèle mettant en jeu la structure de bande des plasmon-polaritons. Cette structure se comporte donc comme un cristal photonique pour les plasmon-polaritons se propageant à sa surface : c’est un cristal polaritonique de surface. Sa structure de bandes peut être directement sondée par des mesures de transmission et nous pensons qu’il s’agit d’une excellente structure modèle pour explorer les propriétés des cristaux polaritoniques de surface.

Cependant, il nous semble que l'important n'est pas tant l'ensemble des résultats ici compilés, mais plutôt les perspectives qu'ils ouvrent. En effet, nous voyons ce travail de thèse comme une sorte de défrichage d'un terrain encore relativement vierge. Nous voudrions donc pour conclure essayer de tracer quelques pistes qui permettraient de prolonger ce travail.

Si nous souhaitons faire de la microscopie en champ proche un véritable outil de caractérisation des cristaux photoniques, il nous semble que le premier objectif devrait être l'amélioration de la résolution des images optiques, à la fois en termes de résolution latérale et de contraste vertical (les deux étant de toute façon liés). Pour ce faire, une approche intéressante est sans doute la fabrication de sondes optiques de champ proche de haut indice, réalisées dans un matériau semi-conducteur grâce aux techniques de la microélectronique. On aurait ainsi des pointes aux dimensions très contrôlées et dont l'indice de réfraction serait proche de celui des structures étudiées. La fabrication de telles pointes est un des aspects d'un projet commun entre le LEOM, le laboratoire SiNaPS et notre équipe (Équipe Projet RTP29 SNOBIP). Parallèlement, nous étudions la possibilité de recouvrir une pointe de fibre optique d'une couche de diélectrique de haut indice à l'aide de techniques physico-chimiques (solgel ou MOCVD). Cependant, il y a un prix à payer pour cela. Si une pointe de haut indice de réfraction permettra effectivement d'augmenter la quantité de lumière couplée dans la sonde, elle va aussi inévitablement perturber plus fortement les structures de champ que l'on souhaite visualiser. L'amplitude de cette perturbation sera-t-elle suffisamment faible pour que l'on reste dans l'approximation de la sonde passive ? Cette question ouvre le problème plus général des sondes à utiliser dans de telles expériences. Par exemple, certains auteurs prétendent que l'utilisation d'une sonde métallisée offrirait une résolution supérieure et permettrait d'éliminer du signal champ proche les composantes radiatives du champ – qui nous posent tant de problèmes dans l'étude de cristaux photoniques. Malheureusement, cette affirmation ne repose sur pas grand chose et seules des comparaisons entre des images réalisées sur la même structure avec différents types de sonde permettraient de trancher sur cette question.

Il serait également intéressant de visualiser en champ proche les distributions spatiales d'intensité dans d'autres types de structures photoniques. Au premier rang de celles-ci, il y a bien sûr le cristal polaritonique sans ouverture dont l'étude numérique a été faite dans ce mémoire. Il serait notamment possible de mettre en évidence expérimentalement l'existence d'un mode de défaut dans une structure telle que celle de la Fig. 6.20. Nous pensons qu'il serait également intéressant d'étudier un laser à mode de Bloch. Ces composants, rappelons-le, mettent à profit les branches plates de la courbe de dispersion d'un cristal photonique sans défaut. Explorer la structure spatiale de ces modes de "photons lents" ainsi que leur dynamique spectrale permettrait sans doute d'en savoir plus sur leurs propriétés.

Il serait pourtant réducteur d'enfermer la microscopie en champ proche dans un emploi de caractérisation de composants. En effet, le rôle perturbateur de la sonde, évoqué jusqu'ici comme un problème, peut être utilisé et contrôlé. Pour cela, il faut cesser de penser à la sonde comme à un élément passif de détection, mais comprendre qu'elle peut aussi devenir un élément optique *actif* dans un composant. En approchant une sonde d'une microcavité, on pourrait par exemple perturber suffisamment le mode résonant pour décaler sa position spectrale. On pourrait alors envisager de contrôler la position de la résonance en fonction de la distance pointe-cavité. Il ne s'agit bien sûr que d'un exemple et nous pensons qu'il est possible d'imaginer ainsi d'autres applications. Ils ouvriraient ainsi la voie à une véritable optique *active* du champ proche.

# Annexe A

## La méthode différentielle

Dans cette annexe nous allons présenter, avec un peu plus de détails, les bases mathématiques sur lesquelles repose la méthode numérique utilisée dans les calculs de la deuxième partie de ce mémoire. Toutefois, nous ne pouvons prétendre expliquer en quelques pages tous les raffinements de la méthode. Nous renvoyons le lecteur en quête de précisions à l'ouvrage très complet de M. Nevière et E. Popov ([Nevière et Popov 03]). De plus, nous ne présentons ici que l'algorithme R-matrix, qui est celui qui a été principalement utilisé dans nos simulations.

Le problème ainsi que les notations que nous allons utiliser dans cette annexe sont présentés sur la Fig. A.1. Nous considérons donc une structure périodique dans la direction  $x$ , infinie dans la direction  $z$ , bordée de deux zones homogènes d'indices de réfraction  $n_1$  (milieu incident) et  $n_2$  (milieu de sortie). Une onde plane monochromatique de longueur d'onde dans le vide  $\lambda_0$  est incidente depuis le milieu 1 sous un angle  $\theta_i$ . La zone où se trouve la structure périodique est appelée zone modulée. Celle-ci est découpée artificiellement en  $M$  sous-couches pour les besoins du calcul. Le nombre  $M$  est appelé ordre de stratification. Nous considérons ici que l'onde incidente est polarisée p (le champ magnétique est perpendiculaire au plan de la Fig. A.1).

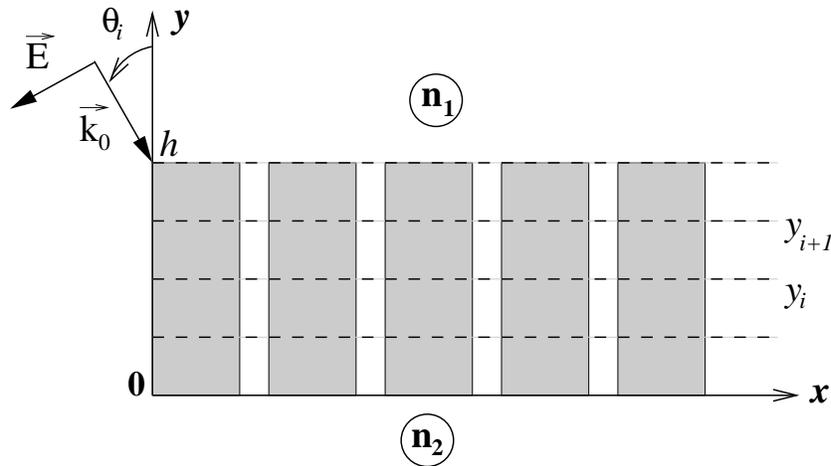


FIG. A.1 – Schéma résumant les notations utilisées.

Dans les deux zones homogènes, le champ magnétique  $H_z$  est écrit suivant sa décomposition de Rayleigh, soit dans la zone 1 :

$$H_z^{(1)}(x, y) = \sum_{n=-\infty}^{+\infty} \{A_n^{(1)} \exp(-i\beta_n^{(1)}y) + B_n^{(1)} \exp(i\beta_n^{(1)}y)\} \exp(i\alpha_n x), \quad (\text{A.1})$$

et dans la zone homogène 2 :

$$H_z^{(2)}(x, y) = \sum_{n=-\infty}^{+\infty} \{A_n^{(2)} \exp(-i\beta_n^{(2)}y) + B_n^{(2)} \exp(i\beta_n^{(2)}y)\} \exp(i\alpha_n x) \quad (\text{A.2})$$

avec  $\alpha_n = k_0 n_1 \sin \theta + n \frac{2\pi}{a}$ ,  $\beta_n^{(i)} = \sqrt{k_0^2 n_i^2 - \alpha_n^2}$  (pour  $i \in \{1, 2\}$ ),  $k_0 = \frac{2\pi}{\lambda_0}$  et où l'on impose  $\Re \beta_n^{(i)} + \Im \beta_n^{(i)} > 0$ .

La résolution du problème revient alors à déterminer les amplitudes  $A_n^{(i)}$  et  $B_n^{(i)}$ , aussi appelées coefficients de Rayleigh. En effet, une fois ces coefficients connus, on peut calculer la transmission liée à tous les ordres radiatifs émis dans le milieu 2 à l'aide de la relation suivante :

$$T = \sum_{n \in \{\text{rad}\}} |A_n^{(2)}|^2 \frac{\beta_n^{(2)}}{\beta_0^{(1)}}. \quad (\text{A.3})$$

Les deux développements de Rayleigh peuvent être simplifiés à l'aide des conditions d'ondes entrante et sortante au système qui imposent aux coefficients de Rayleigh  $A_n$  et  $B_n$  :  $A_n^{(1)} = \delta_{n,0}$  et  $B_n^{(2)} = 0$  et ceci  $\forall n \in \mathbb{Z}$ . Attention, ces conditions ne s'appliquent qu'aux deux sous-couches extrêmes, puisque si l'on considère une sous-couche quelconque (Fig. A.1) située entre les ordonnées  $y_{j-1}$  et  $y_j$  pour  $j \in [2, M-1]$  tous les coefficients de Rayleigh sont conservés.

Pour les besoins du calcul numérique, les développements de Rayleigh sont tronqués et seulement  $2N + 1$  ordres ou modes sont conservés.

### Détermination de la matrice de transmission $t^{(j)}$ pour une sous-couche

Pour la tranche du système s'étendant entre la  $(j-1)$ <sup>ième</sup> et la  $j$ <sup>ième</sup> sous-couche, la linéarité du phénomène de diffraction impose une relation linéaire entre les coefficients de Rayleigh de ces deux sous-couches. Pour cela, on introduit les vecteurs :

$$\begin{bmatrix} U_n(y_{j-1}) \\ V_n(y_{j-1}) \end{bmatrix} \text{ et } \begin{bmatrix} U_n(y_j) \\ V_n(y_j) \end{bmatrix}, \quad (\text{A.4})$$

de dimension  $2 \times (2N + 1)$ ; où  $U_n$  et  $V_n$  représentent respectivement le champ magnétique selon  $z$  et la composante selon  $x$  du champ électrique. Dans cette sous-couche  $[y_{j-1}, y_j]$  de la zone modulée, ces composantes s'écrivent sur la base  $\exp(i\alpha_n x)$  de la manière suivante :

$$H_z(x, y) = \sum_n U_n(y) \exp(i\alpha_n x) \text{ et } E_x(x, y) = \sum_n V_n(y) \exp(i\alpha_n x) \quad (\text{A.5})$$

avec  $U_n(y) = H_n(y)$  et  $V_n(y) = \frac{1}{k^2(x, y)} \frac{dH_n(y)}{dy}$ .

Les vecteurs  $U_n$  et  $V_n$  sont liés à la matrice  $t^{(j)}$  par :

$$\begin{bmatrix} U_n(y_j) \\ V_n(y_j) \end{bmatrix} = t^{(j)} \begin{bmatrix} U_n(y_{j-1}) \\ V_n(y_{j-1}) \end{bmatrix}. \quad (\text{A.6})$$

Pour calculer la matrice  $t^{(j)}$ , on se donne  $2 \times (2N + 1)$  vecteurs indépendants de la base canonique et on calcule leur image au travers de la  $j^{\text{ième}}$  sous-couche par un calcul numérique utilisant l'algorithme de Runge-Kutta. Ceci permet de calculer successivement les  $2 \times (2N + 1)$  colonnes de la matrice  $t^{(j)}$ . De cette manière la matrice  $t^{(j)}$  est déterminée pour chaque sous-couche de la zone modulée. Nous voyons qu'il est possible à partir de cette méthode de déterminer les différentes matrices  $t^{(j)}$  dans la zone modulée et de relier les composantes  $H_z$  et  $E_x$  du champ électromagnétique entre les deux zones homogènes et la zone modulée via les relations de continuités de ces champs sur les interfaces définies par les équations :  $y_0 = 0$  et  $y_M = h$ .

Malheureusement, quand la hauteur de la zone modulée est trop importante (supérieure en général à  $\lambda_0/2$ ) ou quand il y a une variation importante de l'indice de réfraction (par exemple dans le cas de réseaux métalliques), la méthode devient instable. Ceci est lié aux problèmes numériques rencontrés lors de la propagation des ordres (intégration de type Runge-Kutta) liés aux modes évanescents. Quelque soit la précision utilisée par le calculateur, la rapide décroissance des ordres évanescents de faible portée entraîne rapidement des instabilités numériques. Différentes méthodes peuvent être utilisées pour remédier à ce problème, à savoir les algorithmes R-matrix et S-matrix. Le principe de ces deux algorithmes est d'écrire une formulation équivalente du problème qui contourne les instabilités numériques (en évitant de faire apparaître des quantités qui soient trop grandes ou trop petites). Les deux algorithmes sont équivalents au niveau de la vitesse de convergence et c'est l'algorithme R-matrix qui sera présenté ici.

### Utilisation de l'algorithme R-matrix pour déterminer l'amplitude des modes

À partir de la matrice  $t^{(j)}$  définie précédemment, il est possible pour la  $j^{\text{ième}}$  sous-couche de relier les amplitudes du champ électrique aux ordonnées  $y_{j-1}$  et  $y_j$  aux amplitudes du champ magnétique aux mêmes ordonnées par une relation linéaire :

$$\begin{bmatrix} U_n(y_{j-1}) \\ U_n(y_j) \end{bmatrix} = r^{(j)} \begin{bmatrix} V_n(y_{j-1}) \\ V_n(y_j) \end{bmatrix}, \quad (\text{A.7})$$

Pour cela on définit une nouvelle matrice  $r^{(j)}$  définie à partir des différents blocs de  $t^{(j)}$  de la manière suivante :

$$r^{(j)} = \begin{bmatrix} r_{11}^{(j)} & r_{12}^{(j)} \\ r_{21}^{(j)} & r_{22}^{(j)} \end{bmatrix} \text{ avec } \begin{cases} r_{11}^{(j)} = - \left[ t_{21}^{(j)} \right]^{-1} t_{22}^{(j)} \\ r_{12}^{(j)} = \left[ t_{21}^{(j)} \right]^{-1} \\ r_{21}^{(j)} = t_{12}^{(j)} - t_{11}^{(j)} \left[ t_{21}^{(j)} \right]^{-1} t_{22}^{(j)} \\ r_{22}^{(j)} = t_{11}^{(j)} \left[ t_{21}^{(j)} \right]^{-1} \end{cases}$$

Le but étant de calculer les amplitudes des composantes de Rayleigh dans les deux zones homogènes, il est possible avec cette nouvelle formulation de relier les composantes du champ magnétique et du champ électrique aux deux extrémités de la zone modulée, c'est à dire en  $y_0 = 0$  et en  $y_M = h$  par :

$$\begin{bmatrix} U_n(y_0) \\ U_n(y_M) \end{bmatrix} = R^{(M)} \begin{bmatrix} V_n(y_0) \\ V_n(y_M) \end{bmatrix}, \quad (\text{A.8})$$

où la  $M^{\text{ième}}$  matrice  $R^{(M)}$  est déterminée à partir d'une relation de récurrence énoncée ci-dessous :

$$\left\{ \begin{array}{l} R_{11}^{(j)} = R_{11}^{(j-1)} + R_{12}^{(j-1)} Z^{(j)} R_{21}^{(j-1)} \\ R_{12}^{(j)} = -R_{12}^{(j-1)} Z^{(j)} r_{12}^{(j)} \\ R_{21}^{(j)} = r_{21}^{(j)} Z^{(j)} R_{21}^{(j-1)} \\ R_{22}^{(j)} = r_{22}^{(j)} - r_{21}^{(j)} Z^{(j)} r_{12}^{(j)} \end{array} \right. \quad \text{où } Z^{(j)} = \left[ r_{11}^{(j)} - R_{22}^{(j-1)} \right]^{-1} \text{ et } R^{(1)} = r^{(1)}.$$

Les coefficients de Rayleigh s'obtiennent en écrivant les relations de continuité des champs électrique et magnétique aux deux interfaces. On obtient en  $y_M = h$  :

$$\left\{ \begin{array}{l} U_n(h) = A_n^{(1)} \exp(-i\beta_n^{(1)} h) + B_n^{(1)} \exp(i\beta_n^{(1)} h) \\ V_n(h) = \frac{-i\beta_n^{(1)}}{k_0^2 n_1^2} \left[ A_n^{(1)} \exp(-i\beta_n^{(1)} h) - B_n^{(1)} \exp(i\beta_n^{(1)} h) \right] \end{array} \right. \quad (\text{A.9})$$

et en  $y_0 = 0$  :

$$\left\{ \begin{array}{l} U_n(0) = A_n^{(2)} + B_n^{(2)} \\ V_n(0) = \frac{-i\beta_n^{(2)}}{k_0^2 n_2^2} \left\{ A_n^{(2)} - B_n^{(2)} \right\} \end{array} \right. \quad (\text{A.10})$$

Pour contourner le problème "d'overflow" liés aux valeurs des composantes du champ magnétique entrantes et sortantes dans la zone homogène 1, on définit de nouvelles variables de la manière suivante :

$$\tilde{A}_n^{(1)} = A_n^{(1)} \exp(-i\beta_n^{(1)} h) \text{ et } \tilde{B}_n^{(1)} = B_n^{(1)} \exp(i\beta_n^{(1)} h).$$

En reprenant la relation (A.8), on peut exprimer les amplitudes des champs transmis  $A_n^{(2)}$  (dans la zone homogène 2) et réfléchis  $B_n^{(1)}$  (dans la zone homogène 1) par :

$$\left[ \begin{array}{cc} \left[ I + \frac{i\beta_n^{(2)}}{k_0^2 n_2^2} \right] R_{11}^{(M)} & \frac{-i\beta_n^{(1)}}{k_0^2 n_1^2} R_{12}^{(M)} \\ \frac{-i\beta_n^{(2)}}{k_0^2 n_2^2} R_{21}^{(M)} & \left[ -I + \frac{i\beta_n^{(2)}}{k_0^2 n_1^2} \right] R_{22}^{(M)} \end{array} \right] \left[ \begin{array}{c} A_n^{(2)} \\ \tilde{B}_n^{(1)} \end{array} \right] = \left[ \begin{array}{c} \left( \frac{-i\beta_n^{(1)}}{k_0^2 n_1^2} R_{12}^{(M)} \right) \exp(-i\beta_n^{(1)} h) \delta_{n,0} \\ \left[ I + \frac{i\beta_n^{(1)}}{k_0^2 n_2^2} \right] R_{22}^{(M)} \exp(-i\beta_n^{(1)} h) \delta_{n,0} \end{array} \right].$$

Une fois les coefficients de Rayleigh déterminés pour la composante  $H_z$  du champ magnétique, il est possible de reconstruire le champ électromagnétique dans les deux zones homogènes. Dès que  $H_z$  est connu dans les deux zones il est possible en utilisant l'une des équation de Maxwell, de calculer les composantes du champ électrique.

### Utilisation des théorèmes de Li

Comme nous l'avons précisé précédemment, l'utilisation de l'algorithme R-matrix permet de contourner le problème lié à la contamination des termes croissants ou décroissants exponentiels durant l'intégration numérique. Malheureusement le problème n'est pas complètement résolu en polarisation p où des instabilités apparaissent quand on traite des matériaux possédant un haut pouvoir réflecteur tels que les métaux. En 1996, Lifeng Li a montré que le problème était

lié à un mauvais taux de convergence du produit des séries de Fourier utilisées lors des calculs numériques. Une nouvelle formulation de la méthode utilisée en polarisation p, basée sur une représentation correcte des produits tronqués de séries de Fourier de fonctions discontinues a été proposée par le même auteur ([Li 96]). Le problème apparaît principalement dans l'expression des coefficients  $V_n(y)$ , qui sont obtenus via le produit de deux fonctions discontinues <sup>1</sup>. Bien que les équations dérivées soient plus compliquées que celles obtenues lors de la formulation classique, le taux de convergence par rapport au nombre de modes utilisés lors des calculs est plus rapide pour des réseaux de formes arbitraires et particulièrement les réseaux lamellaires. Ce taux de convergence approche celui obtenu en polarisation s où ces problèmes ne surviennent pas.

---

<sup>1</sup>C'est pour cette raison que le problème n'est pas présent dans le cas de la polarisation s. Les expressions des coefficients  $U_n(y)$  et  $V_n(y)$  en polarisation s ne font en effet pas apparaître de produit de fonctions discontinues.



# Bibliographie

- [Agranovich et Mills 82] Agranovich (V. M.) et Mills (D. L.) (éds.), *Surface polaritons*, North Holland, 1982.
- [Akahane *et al.* 03] Akahane (Y.), Asano (T.), Song (B. S.), et Noda (S.), *High-Q photonic nanocavity in a two-dimensional photonic crystal*, *Nature* **425** (2003), 944–947.
- [Ash et Nicholls 72] Ash (E. A.) et Nicholls (G.), *Super-resolution aperture scanning microscope*, *Nature* **237** (1972), 510–512.
- [Ashcroft et Mermin 02] Ashcroft (N. W.) et Mermin (N. D.), *Physique des solides*, EDP Sciences, 2002.
- [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.
- [Baida et van Labeke 02] Baida (F. I.) et van Labeke (D.), *Light transmission by subwavelength annular aperture arrays in metallic films*, *Opt. Commun.* **209** (2002), 17–22.
- [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.
- [Barnes *et al.* 95] Barnes (W. L.), Preist (T. W.), Kitson (S. C.), Cotter (N. P. K.), et Sambles (J. R.), *Photonic gaps in the dispersion of surface plasmons on gratings*, *Phys. Rev. B* **51** (1995), 11164–11167.
- [Barnes *et al.* 96] Barnes (W. L.), Preist (T. W.), Kitson (S. C.), et Sambles (J. R.), *Physical origin of photonic energy gaps in the propagation of surface plasmons on gratings*, *Phys. Rev. B* **54** (1996), 6227–6244.
- [Barnes *et al.* 04] Barnes (W. L.), Murray (W. A.), Dintinger (J.), Devaux (E.), et Ebbesen (T. W.), *Surface plasmon polaritons and their role in the enhanced transmission of light through periodic arrays of subwavelength holes in a metal film*, *Phys. Rev. Lett.* **92** (2004), 107401.
- [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 vieillissement de fibres optiques*, Thèse de doctorat, Université de Bourgogne, Dijon, 2001.
- [Bethe 44] Bethe (H. A.), *Theory of diffraction by small holes*, *Phys. Rev.* **66** (1944), 163–182.

- [Bonod *et al.* 03] Bonod (N.), Enoch (S.), Li (L.), Popov (E.), et Nevière (M.), *Resonant optical transmission through thin metallic films with and without holes*, Opt. Express **11** (2003), 482–490.
- [Born et Wolf 80] Born (M.) et Wolf (E.), *Principles of Optics*, 6 éd., Cambridge University Press, Cambridge, 1980.
- [Bozhevolnyi *et al.* 01] Bozhevolnyi (S. I.), Erland (J.), Leosson (K.), Skovgaard (P. M. W.), et Hvam (J. M.), *Waveguiding in surface plasmon polariton band gap structures*, Phys. Rev. Lett. **86** (2001), 3008–3011.
- [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.
- [Campillo *et al.* 01] Campillo (A. L.), Hsu (J. W. P.), White (C. A.), et Rosenberg (A.), *Mapping the optical intensity distribution in photonic crystals using a near-field scanning optical microscope*, J. Appl. Phys. **89** (2001), 2801–2807.
- [Cao et Lalanne 02] Cao (Q.) et Lalanne (Ph.), *Negative role of surface plasmons in the transmission of metallic gratings with very narrow slits*, Phys. Rev. Lett. **88** (2002), 057403.
- [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  $\lambda = 1.55\mu\text{m}$  wavelengths*, Opt. Lett. **26** (2001), 286–288.
- [Collin *et al.* 02] Collin (S.), Pardo (F.), Tessier (R.), et Pelouard (J.-L.), *Horizontal and vertical surface resonances in transmission metallic gratings*, J. Opt. A **4** (2002), S154–S160.
- [Courjon et Bainier 01] Courjon (D.) et Bainier (C.) (éds.), *Le champ proche optique : théorie et applications*, Springer, 2001.
- [Darmanyan et Zayats 03] Darmanyan (S. A.) et Zayats (A. V.), *Light tunnelling via resonant surface plasmon polariton states and the enhanced transmission of periodically nanostructured metal films*, Phys. Rev. B **67** (2003), 035424.
- [Ebbesen *et al.* 98] Ebbesen (T. W.), Lezec (H. J.), Ghaemi (H. F.), Thio (T.), et Wolff (P. A.), *Extraordinary transmission through subwavelength holes arrays*, Nature **391** (1998), 667–669.
- [Enoch *et al.* 02] Enoch (S.), Popov (E.), Nevière (M.), et Reinisch (R.), *Enhanced light transmission by hole arrays*, J. Opt. A **4** (2002), S83–S87.
- [Flück *et al.* 01] Flück (E.), Otter (A. M.), Korterik (J. P.), Balisteri (M. L. M.), Kuipers (L.), et van Hulst (N. F.), *Local phase measurements of light in a one-dimensional photonic crystal*, J. Microsc. **202** (2001), 104–109.
- [Flück *et al.* 03] Flück (E.), Hammer (M.), Otter (A. M.), Korterik (J. P.), Kuipers (L.), et van Hulst (N. F.), *Amplitude and phase evolution of optical fields inside periodic photonic structures*, J. Lightwave Technol. **21** (2003), 1384–1393.

- [Ghaemi *et al.* 98] Ghaemi (H. F.), Thio (T.), Grupp (D. E.), Ebbesen (T. W.), et Lezec (H. J.), *Surface plasmons enhance optical transmission through subwavelength holes*, Phys. Rev. B **58** (1998), 6779–6782.
- [Goumri-Said 04] Goumri-Said (S.), *Contribution à l'étude de la formation des images optiques en microscopie champ proche optique : effet de la sonde en deux dimensions*, Thèse de doctorat, Université de Bourgogne, Dijon, 2004.
- [Greffet *et al.* 02] Greffet (J. J.), Carminati (R.), Joulain (K.), Mulet (J. P.), Mainguy (S.), et Chen (Y.), *Coherent emission of light by thermal sources*, Nature **416** (2002), 61–64.
- [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), 626–631.
- [Hecht *et al.* 97] Hecht (B.), Bielefeldt (H.), Inouye (Y.), Pohl (D. W.), et Novotny (L.), *Facts and artifacts in near-field optical microscopy*, J. Appl. Phys. **81** (1997), 2492–2498.
- [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.
- [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 superlattices*, Phys. Rev. Lett. **58** (1987), 2486–2489.
- [Johnson *et al.* 99] Johnson (S.), 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.
- [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.
- [Kitson *et al.* 96] Kitson (S. C.), Barnes (W. L.), et Sambles (J. R.), *Full photonic band gap for surface modes in the visible*, Phys. Rev. Lett. **77** (1996), 2670–2673.
- [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.
- [Kretschmann et Maradudin 02] Kretschmann (M.) et Maradudin (A. A.), *Band structures of two-dimensional surface-plasmon polaritonic crystals*, Phys. Rev. B **66** (2002), 245408.
- [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 wavelengths*, Appl. Phys. Lett. **74** (1999), 1522–1524.

- [Letartre *et al.* 01] Letartre (X.), Seassal (C.), Grillet (C.), Rojo-Roméo (P.), Viktorovitch (P.), le Vassor d'Yerville (M.), Cassagne (D.), et Jouannin (C.), *Group velocity and propagation losses measurement in a single-line photonic-crystal waveguide on InP membrane*, Appl. Phys. Lett. **79** (2001), 2312–2314.
- [Li 96] Li (L.), *Use of Fourier series in the analysis of discontinuous periodic structures*, J. Opt. Soc. Am. A **13** (1996), 1870–1876.
- [Lourtioz *et al.* 03] Lourtioz (J-M.), Benisty (H.), Berger (V.), Gérard (J-M.), Maystre (D.), et Tchelnokov (A.), *Les cristaux photoniques ou la lumière en cage*, Hermes Science, 2003.
- [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 microcavities formed in a two-dimensional photonic crystal on a InP membrane*, J. Appl. Phys. **93** (2003), 23–31.
- [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.
- [Nevière et Popov 03] Nevière (M.) et Popov (E.), *Light propagation in periodic media : differential theory and design*, Marcel Dekker, New York, 2003.
- [Okamoto *et al.* 03] Okamoto (K.), Loncar (M.), Yoshie (T.), Scherer (A.), Qiu (Y.), et Gogna (P.), *Near-field scanning optical microscopy of photonic crystal nanocavities*, Appl. Phys. Lett. **82** (2003), 1676–1678.
- [Olivier *et al.* 01] Olivier (S.), Rattier (M.), Benisty (H.), Weisbuch (C.), Smith (C. J. M.), de La Rue (R. M.), Krauss (T. F.), Oesterle (U.), et Houdré (R.), *Mini-stopbands of a one-dimensional system : the channel waveguide in a two-dimensional photonic crystal*, Phys. Rev. B **63** (2001), 113311.
- [Painter *et al.* 99] Painter (O.), Lee (R. K.), Scherer (A.), Yariv (A.), O'Brien (J. D.), Dapkus (P. D.), et Kim (I.), *Two-dimensional photonic band-gap defect mode laser*, Science **284** (1999), 1819–1821.
- [Palik 85] Palik (E. D.) (éd.), *Handbook of Optical Constants of Solids*, New York, Academic, 1985.
- [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 photonic crystal films*, J. Appl. Phys. **85** (1999), 6337–6342.
- [Popov *et al.* 00] Popov (E.), Nevière (M.), Enoch (S.), et Reinisch (R.), *Theory of light transmission through subwavelength periodic holes arrays*, Phys. Rev. B **62** (2000), 16100–16108.

- [Porto *et al.* 99] Porto (J. A.), Garcia-Vidal (F. J.), et Pendry (J. B.), *Transmission resonances on metallic gratings with very narrow slits*, Phys. Rev. Lett. **83** (1999), 2845–2848.
- [Pottier 01] Pottier (P.), *Nanostructures à base de cristaux photoniques 1D et 2D pour circuits intégrés photoniques*, Thèse de doctorat, École centrale de Lyon, Écully, 2001.
- [Raether 88] Raether (H.), *Surface Plasmons*, Springer Tracts in Modern Physics, vol. 111, Springer-Verlag, Berlin, 1988.
- [Ritchie *et al.* 68] Ritchie (R. H.), Arakawa (E. T.), Cowan (J. J.), et Hamm (R. N.), *Surface-plasmon resonance effect in grating diffraction*, Phys. Rev. Lett. **21** (1968), 1530–1533.
- [Sakoda 01] Sakoda (K.), *Optical properties of photonic crystals*, Springer Series in Optical Sciences, vol. 80, Springer-Verlag, Berlin, 2001.
- [Salomon *et al.* 01] Salomon (L.), Grillot (F.), Zayats (A. V.), et de Fornel (F.), *Near-field distribution of optical transmission of periodic subwavelength holes in a metal film*, Phys. Rev. Lett. **86** (2001), 1110–1113.
- [Salomon *et al.* 02] Salomon (L.), Bassou (G.), Aourag (H.), Dufour (J. P.), de Fornel (F.), Carcenac (F.), et Zayats (A. V.), *Local excitation of surface plasmon polaritons at discontinuities of a metal film : theoretical analysis and optical near-field measurements*, Phys. Rev. B **65** (2002), 125409.
- [Salomon 91] Salomon (L.), *Théorie et mise au point d'un microscope à effet tunnel photonique*, Thèse de doctorat, Université de Bourgogne, Dijon, 1991.
- [Shin *et al.* 02] Shin (D. J.), Kim (S. H.), Hwang (J. K.), Ryu (H. Y.), Park (H. G.), Song (D. S.), et Lee (Y. H.), *Far- and near-field investigations on the lasing modes in two-dimensional photonic crystal slab lasers*, IEEE J. Quantum Electron. **38** (2002), 867–871.
- [Stöckle *et al.* 99] Stöckle (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.
- [Synge 28] Synge (E. H.), *Suggested method for extending microscopic resolution into the ultra-microscopic region*, Philos. Mag. **6** (1928), 356–362.
- [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.
- [Tan *et al.* 00] Tan (W. C.), Preist (T. W.), et Sambles (R. J.), *Resonant tunneling of light through thin metal films via strongly localized surface plasmons*, Phys. Rev. B **62** (2000), 11134–11138.
- [Tanaka *et al.* 98] Tanaka (K.), Tanaka (M.), et Omoya (T.), *Boundary integral equations for a two-dimensional simulator of a photon scanning tunneling microscope*, J. Opt. Soc. Am. A **15** (1998), 1918–1931.
- [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.

- [van Labeke et Barchiesi 92] van Labeke (D.) et Barchiesi (D.), *Scanning-tunneling optical microscopy : a theoretical macroscopic approach*, J. Opt. Soc. Am. A **9** (1992), 732–739.
- [Vander-Rhodes et al. 97] Vander-Rhodes (G. H.), Pomeroy (J. M.), Krauss (T. F.), Unlü (M. S.), et Goldberg (B. B.), *Imaging of spatial modes of one dimensional photonic band gap devices using near-field scanning microscopy*, Proceedings of ISDRS97 (Charlottesville, VA), 1997.
- [Villeneuve et al. 96] Villeneuve (P. R.), Fan (S.), et Joannopoulos (J. D.), *Microcavities in photonic crystals : mode symmetry, tunability and coupling efficiency*, Phys. Rev. B **54** (1996), 7837–7842.
- [Yablonovitch 87] Yablonovitch (E.), *Inhibited Spontaneous Emission in Solid-State Physics and Electronics*, Phys. Rev. Lett. **58** (1987), 2059–2062.
- [Zayats et al. 03] Zayats (A. V.), Salomon (L.), et de Fornel (F.), *How light gets through periodically nanostructured metal films : a role of surface polaritonic crystals*, J. Microsc. **210** (2003), 344–349.
- [Zayats et Smolyaninov 03] Zayats (A. V.) et Smolyaninov (I. I.), *Near-field photonics : surface plasmon polaritons and localized surface plasmons*, J. Opt. A **5** (2003), S16–S50.
- [Zelmann et al. 02] Zelmann (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.
- [Zelmann 03] Zelmann (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. 95] Zenhausern (F.), Martin (Y.), et Wickramasinghe (H. K.), *Scanning Interferometric Apertureless Microscopy : Optical Imaging at 10 Angström Resolution*, Science **269** (1995), 1083–1085.



**Résumé :** Avec l'évolution rapide des techniques de nanofabrication, ces dix dernières années ont vu l'émergence de nouveaux composants pour l'optique dont la caractéristique principale est d'être constitués par la répétition d'un motif périodique de dimension sub-longueur d'onde. Ce travail de thèse est consacré à l'étude en champ proche et en champ lointain de deux familles de composants périodiques : les cristaux photoniques et les réseaux métalliques présentant une transmission exaltée, ou "tamis à photons". Nous commencerons par étudier des cristaux photoniques bidimensionnels sur membrane. Notre microscope en champ proche nous permettra d'accéder à la distribution spatiale de l'intensité à l'intérieur de microcavités à cristal photonique. Nous mettrons également en évidence l'existence d'un couplage entre les modes guidés pair et impair d'un guide droit à cristal photonique. Dans une seconde partie, nous nous intéresserons à des réseaux métalliques en transmission. Grâce à la méthode différentielle, qui permet de modéliser efficacement ces structures, nous discuterons les propriétés physiques de réseaux unidimensionnels avec ou sans ouvertures. Le rôle des modes plasmon-polaritons de Bloch dans le processus de transmission au travers de structures sans ouvertures sera clairement établi.

**Mots clés :** champ proche optique – cristaux photoniques – microcavités – nanophotonique – plasmon-polaritons de surface – méthode différentielle.

**Summary :** Recently, a new class of optical components is appeared. Its main characteristic is to be formed by a periodical sub-wavelength pattern, leading to the apparition of a spectral domain where propagation of light inside the structure is forbidden – a photonic bandgap. This work is devoted to the study in the near- and far-field of two kinds of periodical optical components : photonic crystals (PCs) and nanostructured metallic films that exhibit the so-called enhanced transmission. First, we study two-dimensional PCs with a scanning near-field optical microscope (SNOM) in collection mode. With this SNOM, we directly map the intensity distribution inside PC-based microcavities. We also evidence the coupling between the even and odd modes inside a PC-based waveguide. Next, we study metallic gratings in transmission. Using the differential method, we discuss the optical properties of one-dimensional gratings with or without apertures. The role of surface plasmon-polariton Bloch modes in the resonant transmission process through apertureless structures is clearly evidenced.

**Key words :** near-field optics – photonic crystals – microcavities – nanophotonics – surface plasmon-polaritons – differential method.