



HAL
open science

Nanostructures photoniques ultimes pour l'information quantique

Patrick Nedel

► **To cite this version:**

Patrick Nedel. Nanostructures photoniques ultimes pour l'information quantique. Autre. Ecole Centrale de Lyon, 2010. Français. NNT : 2010ECDL0011 . tel-00676648

HAL Id: tel-00676648

<https://theses.hal.science/tel-00676648>

Submitted on 5 Mar 2012

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.

THESE

Pour obtenir le grade de

Docteur de l'Ecole Centrale de Lyon

Présentée et soutenue publiquement le 25-06-2010 par

Patrick NEDEL

Nanostructures Photoniques Ultimes pour l'Information Quantique

Composition du jury :

Directeur de thèse :

VIKTOROVITCH Pierre Directeur de Recherche CNRS

Rapporteurs :

CENTENO Emmanuel Professeur des Universités

HADJI Emmanuel Ingénieur CEA (HDR)

Examineurs :

BELESSA Joël Professeur des Universités

AUFFEVES Alexia Chargée de Recherche CR-CNRS

SEASSAL Christian Chargé de Recherche CR-CNRS (HDR)



ECOLE CENTRALE DE LYON
DIRECTION DE LA RECHERCHE

Liste des personnes Habilitées à Diriger des Recherches en poste à l'Ecole Centrale de Lyon

Nom-Prénom	Corps grade	Laboratoire ou à défaut département ECL	Etablissement
AURIOL Philippe	professeur	AMPERE	ECL
BEROUAL Abderrahmane	professeur	AMPERE	ECL
BURET François	maître de conférences	AMPERE	ECL
JAFFREZIC-RENAULT Nicole	directeur de recherche	AMPERE	CNRS/ECL
KRÄHENBÜHL Laurent	directeur de recherche	AMPERE	CNRS/ECL
MARTELET Claude	professeur	AMPERE	ECL
NICOLAS Alain	professeur	AMPERE	ECL
NICOLAS Laurent	directeur de recherche	AMPERE	CNRS/ECL
SIMONET Pascal	chargé de recherche	AMPERE	CNRS/ECL
THOMAS Gérard	professeur	AMPERE	ECL
VOLLAIRE Christian	maître de conférences	AMPERE	ECL

Nbre Ampère 11

HELLOUIN Yves	maître de conférences	DER EEA	ECL
LE HELLEY Michel	professeur	DER EEA	ECL

Nbre DER EEA 2

GUIRALDENQ Pierre	professeur émérite	DER STMS	ECL
VINCENT Léo	professeur	DER STMS	ECL

Nbre DER STMS 2

LOHEAC Jean-Pierre	maître de conférences	ICJ	ECL
MAITRE Jean-François	professeur émérite	ICJ	ECL
MARION Martine	professeur	ICJ	ECL
MOUSSAOUI Mohand	professeur	ICJ	ECL
MUSY François	maître de conférences	ICJ	ECL
ROUY MIRONESCU Elisabeth	professeur	ICJ	ECL
ZINE Abdel-Malek	maître de conférences	ICJ	ECL

Nbre ICJ 7

DAVID Bertrand	professeur	ICTT	ECL
----------------	------------	------	-----

Nbre ICTT 1

CALLARD Anne-Ségolène	maître de conférences	INL	ECL
CLOAREC Jean-Pierre	maître de conférences	INL	ECL
GAFFIOT Frédéric	professeur	INL	ECL
GAGNAIRE Alain	maître de conférences	INL	ECL
GARRIGUES Michel	directeur de recherche	INL	CNRS/ECL
GENDRY Michel	directeur de recherche	INL	CNRS/ECL
GRENET Geneviève	directeur de recherche	INL	CNRS/ECL
HOLLINGER Guy	directeur de recherche	INL	CNRS/ECL

JOSEPH Jacques	professeur	INL	ECL
KRAWCZYK Stanislas	directeur de recherche	INL	CNRS/ECL
LETARTRE Xavier	chargé de recherche	INL	CNRS/ECL
MARTIN Jean-René	professeur émérite	INL	ECL
O'CONNOR Ian	maître de conférences	INL	ECL
PHANER-GOUTORBE Magali	professeur	INL	ECL
ROBACH Yves	professeur	INL	ECL
SAINT-GIRONS Guillaume	chargé de recherche	INL	CNRS/ECL
SEASSAL Christian	chargé de recherche	INL	CNRS/ECL
SOUTEYRAND Eliane	directeur de recherche	INL	CNRS/ECL
TARDY Jacques	directeur de recherche	INL	CNRS/ECL
VIKTOROVITCH Pierre	directeur de recherche	INL	CNRS/ECL

Nbre INL 20

CHEN Liming	professeur	LIRIS	ECL
-------------	------------	-------	-----

Nbre LIRIS 1

BAILLY Christophe	professeur	LMFA	ECL
BERTOGLIO Jean-Pierre	directeur de recherche	LMFA	CNRS/ECL
BLANC-BENON Philippe	directeur de recherche	LMFA	CNRS/ECL
BOGEY Christophe	chargé de recherche	LMFA	CNRS/ECL
CAMBON Claude	directeur de recherche	LMFA	CNRS/ECL
CARRIERE Philippe	chargé de recherche	LMFA	CNRS/ECL
CHAMPOUSSIN J-Claude	professeur émérite	LMFA	ECL
COMTE-BELLOT genevièvre	professeur émérite	LMFA	ECL
FERRAND Pascal	directeur de recherche	LMFA	CNRS/ECL
GALLAND Marie-Annick	maître de conférences	LMFA	ECL
GODEFERD Fabien	chargé de recherche	LMFA	CNRS/ECL
GOROKHOVSKI Mikhail	professeur	LMFA	ECL
HENRY Daniel	directeur de recherche	LMFA	CNRS/ECL
JEANDEL Denis	professeur	LMFA	ECL
JUVE Daniel	professeur	LMFA	ECL
LE RIBAUT Catherine	chargée de recherche	LMFA	CNRS/ECL
LEBOEUF Francis	professeur	LMFA	ECL
PERKINS Richard	professeur	LMFA	ECL
ROGER Michel	professeur	LMFA	ECL
SCOTT Julian	professeur	LMFA	ECL
SHAO Liang	chargé de recherche	LMFA	CNRS/ECL
SIMOENS Serge	chargé de recherche	LMFA	CNRS/ECL
TREBINJAC Isabelle	maître de conférences	LMFA	ECL

Nbre LMFA 23

BENAYOUN Stéphane	professeur	LTDS	ECL
CAMBOU Bernard	professeur	LTDS	ECL
COQUILLET Bernard	maître de conférences	LTDS	ECL
DANESCU Alexandre	maître de conférences	LTDS	ECL
FOUVRY Siegfried	chargé de recherche	LTDS	CNRS/ECL
GEORGES Jean-Marie	professeur émérite	LTDS	ECL
GUERRET Chrystelle	chargé de recherche	LTDS	CNRS/ECL
HERTZ Dominique	past	LTDS	ECL
ICHCHOU Mohamed	maître de conférences	LTDS	ECL
JEZEQUEL Louis	professeur	LTDS	ECL
JUVE Denyse	ingénieur de recherche	LTDS	ECL
KAPSA Philinne	directeur de recherche	LTDS	CNRS/FCI

LOUBET Jean-Luc	directeur de recherche	LTDS	CNRS/ECL
MARTIN Jean-Michel	professeur	LTDS	ECL
MATHIA Thomas	directeur de recherche	LTDS	CNRS/ECL
MAZUYER Denis	professeur	LTDS	ECL
PERRET-LIAUDET Joël	maître de conférences	LTDS	ECL
SALVIA Michelle	maître de conférences	LTDS	ECL
SIDOROFF François	professeur	LTDS	ECL
SINOUE Jean-Jacques	maître de conférences	LTDS	ECL
STREMSDOERFER Guy	professeur	LTDS	ECL
THOUVEREZ Fabrice	professeur	LTDS	ECL
TREHEUX Daniel	professeur	LTDS	ECL
VANNES André-Bernard	professeur émérite	LTDS	ECL

Nbre LTDS 25

Total HdR ECL

91

Remerciements

C'est avec une certaine nostalgie mêlée à de la joie que j'écris ces quelques lignes. Ce travail de thèse ne fut pas seulement un travail scientifique mais fut aussi une source d'enrichissement personnel. Un travail comme celui-ci ne peut être réalisé seulement par une personne, c'est pour cela que je souhaite rendre hommage à tous ceux, qui de près ou de loin, y ont mis un peu une partie d'eux même.

Ma soif de savoirs m'a menée vers cette quête perpétuelle de comprendre le monde qui nous entoure, et je suis heureux d'avoir participé un peu au développement de la science.

Ce travail de thèse m'a permis de développer des compétences et tout un bagage sur le plan scientifique et aussi humain, lors des échanges en équipe ou des discussions entre thésards, post-doc et personnel technique. Je pense à tous ceux qui par leurs qualités de pédagogues et d'écoute, aiment transmettre leur connaissances.

Je souhaite tout d'abord remercier Guy Hollinger, directeur de l'Institut des Nanotechnologies de Lyon, pour son accueil ainsi que pour son écoute.

Je tiens aussi à remercier mon directeur de thèse, Pierre Viktorovich, qui pour son exigence scientifique, sa pédagogie, son sens critique aigü, m'a permis de faire évoluer ma manière de comprendre certains phénomènes avec finesse. Et bien sûr, j'attribue aussi bien volontier ces adjectifs à mes deux co-encadrants, Xavier Letartre et Christian Seassal sans qui je ne n'aurais pu faire tant de choses : Christian Seassal, pour sa formation en techno de fabrication, en carac, ainsi que pour son aptitude organisationnelle lui permettant de rendre simple des logiques ardues ; Xavier Letartre pour ses connaissances de la théorie et des simulations numériques, qui est capable de résoudre des points épineux en quelques lignes de démonstrations.

Je souhaite adresser mes compliments à toute l'équipe photonique dont Cécile Jamois, Ségolène Callard, Adel Rahmani, Ali Belarouci, Taha Benyatou, Jean Louis Leclerc, Emmanuel Drouard,...

Je tiens également à exprimer ma gratitude aux membres du jury pour avoir consacré du temps à la lecture, à l'évaluation de ce manuscrit et la discussion que l'on a menée : les rapporteurs dont Emmanuel Centeno et Emmanuel Hadji, et les examinateurs dont Alexia Auffeves et Joël Belessa. En particulier, merci à Joël Belessa d'avoir été le président du jury de thèse.

Mes remerciements s'adressent aussi aux membres de l'Institut Néel et/ou du Commissariat à l'Energie Atomique qui on participé au projet IQ-NONA, avec Mathieu Munsch, Alexia Auffeves, Jean Philippe Poizat, Jean Michel Gérard, ...

Je ne peux oublier Pedro Rojo Roméo avec sa clarté d'esprit, son pragmatisme, et son sens de la répartie sans oublier ses blagues qui ont parfois une vertu thérapeutique. Et évidemment, je ne pourrais oublier mes deux principaux colocataires de bureau qui sont devenus bien plus que cela : nos échanges furent si enrichissants humainement et scientifiquement, un grand merci à Lydie Ferrier et Fabien Mandorlo. J'espère un jour que l'on pourra travailler ensemble.

Je tiens à adresser de bienveillants et sincères remerciements aux personnes avec qui j'ai partagé une discussion, un café, ...: Ali Belarouci pour toutes les discussions autour de la carrière et bien d'autres sujets, Jean-Louis Leclerc pour son sens de l'humour, Ségolène Callard et Gaëlle Legac pour leur aide au SNOM, Pierre Crémilleu et Radoslaw Mazurczyk (aussi nommé *Radeck*) les experts de la salle blanche sans qui rien ne pourrait être réalisé, Laurent Carrel pour le cluster; Michel Garrigues qui est incollable en tout ou presque !

Mes remerciements vont aussi vers les équipes d'enseignements de Physique et d'Électronique de l'École Centrale de Lyon ; l'équipe administrative: Nicole, Martine, Patricia, Thérèse, Rozenn ; l'équipe du RdC pour la perpétuelle bonne humeur et qui m'ont accueilli un temps; la joyeuse équipe des thésards ou autres avec Lydie, Gaëlle, Fabien et les anciens, Fred Bordas, Karim Dialo, Romain Gilles Sobraques, Mohsen Erouel, Salim Boutami, Ounsi El Daïf ... Geneviève, Paule, ...

Merci à tous ceux qui sont venus le jour de ma soutenance.

Je souhaite rendre hommage aussi à ma famille qui a été là aussi pour me soutenir dans certains moments difficile de la vie : ma sœur qui a relu tous les chapitres de ma thèse, ainsi que ma mère par sa présence culinaire. Ainsi qu'à Nathalie, Chrystele, Marie Hélène, Daniel, Mickael, Mickael, Yves, Arnaud.

J'espère n'avoir oublié personne!

Résumé

La généralisation des communications numériques (téléphonie mobile, courrier électronique, commerce électronique...) rend nécessaire la mise au point de systèmes dont la confidentialité des informations est garantie de manière absolue. L'utilisation des lois de la mécanique quantique comme moyen de cryptage répond à ce critère. Bien que les physiciens théoriciens aient commencé à réfléchir sur ce type de cryptage depuis les années 1970, les dispositifs effectivement utilisables et industrialisables à grande échelle ne sont pas encore disponibles.

Parmi les dispositifs qu'il convient de développer et maîtriser, les sources de lumières capables de générer des photons à l'unité tiennent une place centrale. Une des principales difficultés rencontrées dans leur mise au point réside dans la nécessité d'atteindre une efficacité de collection de la lumière émise proche de l'unité. La solution généralement proposée consiste à maîtriser leur environnement électromagnétique à l'aide de résonateurs optiques miniaturisés à l'échelle de la longueur d'onde. On peut ainsi bénéficier d'effets d'électrodynamique quantique, tel que l'effet Purcell, pour améliorer, par exemple, la dynamique et/ou la directivité d'émission des photons.

La réalisation pratique de sources de photons n'a été rendue possible que par les progrès des nanotechnologies. L'utilisation de la technologie des semiconducteurs est la voie prometteuse choisie dans ce travail, dans l'objectif de développer des composants miniaturisés et facilement intégrables, à la base d'une nouvelle génération de résonateurs optiques de taille ultime.

Dans ce travail de thèse, nous proposons de développer une source de photons uniques utilisant des boîtes quantiques InAs -comme émetteurs uniques- incluses dans une membrane GaAs dans laquelle on réalise un résonateur optique consistant en une cavité à cristal photonique membranaire. On exploite la technologie des cristaux photoniques afin d'utiliser un unique mode optique résonant, dit mode de Bloch lent non dégénéré, opérant au dessus de la ligne de lumière.

On exploite diverses méthodes numériques pour la conception et la simulation du comportement électromagnétique des dispositifs. Nous effectuons ainsi une ingénierie fine de modes optiques permettant : (1) d'optimiser le facteur de Purcell dans une hétérostructure photonique (puits photonique analogue des puits quantiques électroniques). Nous montrons que le report de cette cavité sur un miroir de Bragg entraîne le doublement du taux de collection des photons, ainsi que de la dynamique d'émission; (2) de contrôler la directivité d'émission du mode pour améliorer l'efficacité d'extraction /collection des photons. Une étude détaillée de l'ingénierie du diagramme de rayonnement est présentée permettant d'appréhender la physique et de prévoir les caractéristiques

de l'émission du mode. Nous montrons, notamment, que la présence du miroir de Bragg peut fortement modifier la directivité d'émission.

Les développements technologiques effectués en vue d'obtenir des résonateurs photoniques de hautes qualités sont également exposés. A la longueur d'onde d'émission de 900nm, choisie pour une adaptation optimale aux caractéristiques des détecteurs, la période du cristal photonique nécessaire est de l'ordre de quelques centaines de nm. Les outils et les paramètres de technologie de fabrication (par exemple, calibration de l'épaisseur du masque dur et des paramètres d'exposition de la résine par lithographie électronique) sont exposés en détail.

Mots clés: photonique, source de photons uniques, cavité à cristal photonique, résonateurs optique/photonique, miroir de Bragg, Effet Purcell, électrodynamique, électromagnétisme, mode de Bloch lent, simulation numérique, FDTD, méthode d'expansion par onde plane, diagramme de dispersion, nanotechnologie, technologie des semiconducteurs InAs/GaAs, dispositifs intégrés, lithographie par faisceau d'électrons, μ photoluminescence, diagramme de champ lointain, détection de photons uniques.

Abstract

The current demand of digital communications (mobile phones, email, e-commerce ...) requires the development of systems which can guarantee full confidentiality. The use of quantum mechanics laws as a way of encryption is considered as an efficient way to meet confidentiality requirements. While physicists have begun to think about this type of encryption since the 1970s, the practical devices with large scale manufacturability are not yet available.

Among devices to be developed, light sources capable of generating photons per unit are the most promising. One of the main difficulties encountered in their development is the need to achieve a collection efficiency of the emitted light close to unity. The solution usually proposed is to control their electromagnetic environment using optical resonators miniaturized at the wavelength scale. Thus, we can benefit from quantum electrodynamics effects, as the Purcell effect, in order to improve for example the dynamics and/or the directivity of the emitted photons.

The practical realization of photon sources has been made possible by advances in nanotechnology. The use of semiconductor technology is the promising way chosen in this work, in view of developing miniaturized and easily integrated components to lay foundations for a new generation of ultimate-size optical resonators.

In this thesis, we propose to develop a single photon source using InAs/GaAs quantum dots - as single emitters - inserted in a GaAs membrane. The quantum dots are coupled to an optical resonator consisting in a photonic crystal cavity formed in the GaAs membrane. Use of the photonic crystal approach allows for the generation of a single-resonant-optical mode so called non-degenerated slow Bloch mode, operating above the light line, hence providing efficient communication with free space.

We employ various numerical methods for designing and simulating the electromagnetic behaviours of the devices. Thus, we perform a fine engineering of the optical modes in order to:

(1) optimize the Purcell factor in a photonic heterostructure (where photonics wells are equivalent to electronic quantum wells). We show that the positioning of a Bragg mirror above the cavity results in a two-fold increase of the collection efficiency of photons, as well as of their emission dynamics;

(2) control the directivity of the emission diagram, thus improving the efficiency of extraction/collection of photons. A detailed engineering study of the radiation pattern is presented in

order to predict the features of the emission diagram. We show in particular that the presence of the Bragg mirror may alter the directivity of the emission if its location is not properly optimized.

Technological developments meant to result in high quality photonic resonators are described. A wavelength of 900nm of the emission is chosen for an optimal matching to the detector characteristics, which requires a period of the photonic crystal in the range of a few hundreds of nm. The tools and technological parameters of manufacturing (eg, calibration of the thickness of hard mask and exposure parameters of the resist by electron beam lithography) are detailed.

Key words: Photonics, single photon sources, photonic crystal cavity, photonic resonators, Bragg mirror, Purcell effect, electrodynamics, electromagnetism, slow Bloch mode, numerical simulation, FDTD, PWE, dispersion diagram, nanotechnology, InAs/GaAs semiconductor technology, integrated devices, electron beam lithography, μ photoluminescence, far field pattern, single photon detection.

Table des matières

Remerciements	7
Résumé	9
Abstract	11
Table des matières	13
Chapitre 1 Introduction	19
1. Traitement quantique de l'information	19
1.1. Définition du Q-bit	20
1.2. Particularités du Q-bit	20
1.3. Support physique du Q-bit	21
2. Source de photons uniques	23
2.1. Choix de l'émetteur unique	24
2.1.1. Les molécules uniques	24
2.1.2. Le centre N-V du diamant	25
2.1.3. Nanocristaux semi-conducteurs de CdSe	26
2.1.4. Atomes et ions terres rares isolés	27
2.1.5. Boîtes quantiques semi-conductrices épitaxiées	28
2.2. Modification de l'environnement électromagnétique autour d'un émetteur unique	30
2.2.1. Facteur de Purcell	31
2.2.2. Facteur d'émission spontanée (β) et efficacité de collection des photons	34
2.2.3. Conclusion	36
2.3. Les microrésonateurs optiques	37
2.3.1. Le micropilier	37
2.3.2. Les nanofils	38
2.3.3. Les Résonateurs à modes de galeries	39
2.3.3.1. La microsphère	39
2.3.3.2. Le microtore	39
2.3.3.3. Le microdisque	40
2.3.4. Les structures plasmoniques	41
2.3.5. Les cristaux photoniques	42
2.3.5.1. Les cristaux photoniques 3D	42
2.3.5.2. Les cristaux photoniques planaires 1D ou 2D	43
3. Objectifs du travail de thèse et organisation du manuscrit	47
Références bibliographiques (Chap. 1)	48

Chapitre 2 Modes de lumière lentes dans les cristaux photoniques - Calcul et propriétés fondamentales..... 53

Introduction 53

1. Les Cristaux Photoniques.....	53
1.1. Notions fondamentales.....	54
1.2. Typologie des modes dans un cristal photonique	55
1.2.1. Présentation de la structure de bande du CP étudié.....	55
1.2.2. Mode de défauts dans une BIP.....	56
1.2.3. Modes de Bloch et confinement	57
1.2.3.1. Modes de Bloch situés au dessous de la ligne de lumière.....	58
1.2.3.2. Modes de Bloch situés au dessus de la ligne de lumière	58
1.2.4. 1.3 Choix d'une configuration	60
2. Outils de simulations numériques	61
2.1. Méthode des ondes planes pour le calcul des diagrammes de bandes des CP.....	62
2.1.1. MPB3D.....	62
2.1.2. MPB2D.....	63
2.1.3. Conclusion sur MPB.....	63
2.2. Méthodes temporelles : FDTD	63
2.2.1. FDTD 3D.....	64
2.2.2. Méthode calcul du Facteur de Purcell F_p par le rapport Q/V	65
2.2.2.1. Principe du calcul.....	65
2.2.2.2. Méthode de calcul : exemple.....	66
2.2.3. Méthode « directe » de calcul du facteur de Purcell.....	68
2.2.3.1. Principe du calcul.....	69
2.2.3.2. Méthode de calcul : exemple.....	70
2.2.3.3. Résultats numériques comparatifs sur différentes structures.....	73
2.2.3.4. Synthèse sur la méthode « directe ».....	75
2.3. Calcul du diagramme de rayonnement.....	75
2.3.1. Principe du calcul	76
2.3.2. Exemple de diagrammes de champ lointain.....	76
2.3.2.1. Influence de l'ordre latéral du mode d'un CP sur le CL.....	77
2.3.2.2. Influence du facteur de remplissage d'air et de la taille du CP sur le CL.....	82
2.3.2.3. Evolution du CL en fonction du mode en Γ considéré.....	86
Conclusion 91	
Références bibliographiques (Chap. 2)	93

Chapitre 3 Conception d'une cavité à cristal photonique pour composants de traitement quantique de l'information 97

Introduction 97

1. Cristal photonique de base.....	97
------------------------------------	----

1.1.	Utilisation de modes TE.....	97
1.2.	Choix de la maille graphite.....	98
1.3.	Choix du Mode de Bloch lent en Γ	98
1.4.	Choix du facteur de remplissage d'air f_{air}	100
1.4.1.	Isolation spectrale du mode monopolaire.....	100
1.4.2.	Choix de la courbure de bandes.....	103
2.	Mode de Bloch et confinement latéral.....	105
2.1.	Mode de Bloch en Γ dans un CP infini.....	105
2.2.	Mode de Bloch en Γ latéralement confiné dans une hétérostructure photonique.....	107
2.3.	Contrôle des pertes verticales du mode de Bloch confiné : ajout d'un miroir de Bragg.....	111
2.4.	Contrôle du diagramme de rayonnement.....	117
2.4.1.	Champ lointain d'un mode de Bloch à émission par la surface confiné par hétérostructure photonique.....	117
2.4.2.	Champs lointains d'une cavité à cristal photonique au dessus d'un miroir de Bragg.....	119
2.4.3.	Bilan / Critères de choix sur les configurations CP + Bragg : efficacité de collection externe.....	127
2.5.	Fibre optique monomode et collection.....	129
2.5.1.	Fibre optique.....	129
2.5.2.	Fibre optique lentillée.....	130
3.	Stratégie d'optimisation du diagramme de rayonnement.....	133
	Conclusion.....	138
	Références bibliographiques (Chap. 3).....	140

Chapitre 4 Réalisation de résonateurs à cristaux photoniques : méthodologie et études technologiques.....143

	Introduction.....	143
1.	Principales étapes de fabrication des cristaux photoniques en GaAs.....	145
1.1.	Echantillon de base : hétérostructure semiconductrice.....	146
1.2.	Lithographie.....	147
1.2.1.	Choix du type de lithographie.....	147
1.2.2.	Système de lithographie électronique utilisé.....	149
1.2.3.	Choix de la résine.....	150
1.2.4.	Exposition de la résine.....	151
1.2.5.	Calibrations.....	153
1.2.5.1.	Calibration géométrique du champ d'écriture.....	153
1.2.5.2.	Calibration en dose.....	153
1.2.5.3.	Calibration par le type d'exposition : point ou surface.....	154
	Exposition par point.....	154
	Exposition par surfaces.....	155
1.2.6.	Limitations.....	155
1.2.6.1.	Effets de proximité.....	156

1.2.6.2.	Effets dynamiques	158
1.3.	Transfert des trous dans le semiconducteur III-V	158
1.3.1.	Principe	158
1.3.2.	Transfert des motifs lithographiés dans un masque dur	159
1.3.3.	Gravure des semiconducteurs III-V	160
1.4.	Sous-gravure de la couche sacrificielle	161
1.4.1.	Principe de l'attaque chimique	161
1.4.2.	Sélectivité d'attaque	162
1.4.3.	Séchage	163
1.4.4.	Problèmes de rupture mécanique des membranes	164
2.	Etudes Technologiques : calibration de l'exposition de la résine et du temps de gravure de masque dur 167	
2.1.	Etude préliminaire : CP 2D sur un substrat GaAs	167
2.2.	Réalisation de CP2D membranaires, lithographie électronique par surface	169
2.2.1.	Résultats	169
2.2.2.	Synthèse	172
2.3.	Insolation par point	172
2.3.1.	Mode opératoire	172
2.3.2.	Résultats	172
2.3.3.	Synthèse	175
2.4.	Conclusion générale des études technologiques	176
	Références bibliographiques (Chap. 4)	178

Chapitre 5 Validation expérimentale : structure à boîtes quantiques uniques InAs/InP couplées au mode lent d'un cristal photonique..... 181

	Introduction	181
1.	Conception de la structure	182
2.	Fabrication de la structure	182
3.	Etude expérimentale	183
3.1.	Photoluminescence à température ambiante	183
3.2.	Etude en fonction de la température	184
3.3.	Etude en fonction de la saturation des BQ	186
3.4.	Etude résolue en temps	187
	Conclusion	189
	Références bibliographiques (Chap. 5)	190

Conclusion et Perspectives 191

Annexe A Vecteur de Poynting et validation du calcul du Facteur de Purcell dans un milieu homogène 195

1.	Rappel sur le vecteur de Poynting	195
2.	Etude numérique (FDTD) du Facteur de Purcell en milieu homogène	196

2.1.	Evolution du Facteur de Purcell en fonction de l'indice optique du milieu	199
2.1.1.	Puissance rayonnée en fonction de longueur réelle de l'espace de travail.....	199
2.1.2.	Puissance rayonnée en fonction du chemin optique	200
2.2.	Puissance totale en fonction de la longueur d'onde.....	202
2.3.	Puissance totale en fonction de la discrétisation	203
3.	Conclusion.....	204
	Références bibliographiques (Annexe A)	205
Annexe B Champ lointain.....		207
1.	Rappel théorique sur le contrôle du diagramme de rayonnement	207
1.1.	Cas du CP infini	207
1.2.	Cas du CP2D de taille finie	209
2.	Considérations sur le traitement d'images	211
2.1.	Fenêtrage	211
2.2.	Augmentation de la résolution de l'image par l'ajout de zéros (zero-padding).....	214
	Références bibliographiques (Annexe B)	215

Chapitre 1

Introduction

1. Traitement quantique de l'information

Plusieurs types de supports peuvent être utilisés pour coder l'information, on peut citer par exemple les électrons, des systèmes mécaniques, des molécules, etc. Ensuite, l'information est traitée en utilisant des processus reposant sur les lois de la physique (classique ou quantique). Dans un ordinateur classique un bit d'information est représenté physiquement par un condensateur, chargé ou non. Ici on utilise le comportement collectif d'un ensemble d'électrons.

Le domaine de l'information quantique s'est développé depuis le début des années 1980 avec la possibilité de manipuler et d'observer des objets physiques élémentaires individuellement : photons, atomes, ions ... Ces objets constituent les supports physiques des bits quantiques ou Q-bit. On n'agit donc plus seulement sur le comportement collectif d'un grand nombre de tels objets. Pour traiter l'information sous forme de Q-bits, on utilise les lois de la physique quantique, dont les principes sont connus depuis les années 1930.

De façon générale, l'information quantique débouche sur deux applications principales : la cryptographie quantique et le calcul quantique. La cryptographie quantique utilise des protocoles dont la sécurité est garantie par les lois de la physique quantique. Dans le cas du calcul quantique, l'objectif est d'utiliser des algorithmes « quantiques » spécifiques, qui seraient à la base du fonctionnement de futurs ordinateurs quantiques. L'exemple classique consiste en la factorisation d'un nombre entier en nombres premiers, procédé utilisé dans les systèmes de chiffrement sécurisé. En utilisant un système classique, la factorisation d'un nombre de 300 chiffres prendrait plusieurs fois l'âge de l'univers, cette durée provenant de la complexité exponentielle du calcul reposant sur des conjectures mathématiques supposées, tandis qu'un algorithme quantique comme celui de Peter Shor (en 1994) [1] permettrait de factoriser les entiers en un temps « polynomial » i.e. en quelques secondes pour ce même nombre de 300 chiffres. Soit $N = n_1 * n_2 * n_3 * \dots * n_i$ le nombre que l'on souhaite factoriser, trouver rapidement chaque n_i n'est pas possible pour de grands N en physique classique.

Citons par ailleurs l'algorithme de Lov Grover, inventé en 1996, qui permet de faire efficacement une recherche dans un espace non structuré [2]. Il s'agit de trouver la bonne entrée dans une base de données non triée de N entrées.

Depuis quelques années, la faisabilité de divers protocoles quantiques a été démontrée. A titre d'exemple, le groupe de N. Gisin, à Genève, a réalisé un échange de clés sous le lac de Genève (23 km) en utilisant des fibres optiques télécoms usuelles [3]. Par ailleurs, l'équipe de Los Alamos a démontré la possibilité d'un échange de clé quantique à l'air libre sur plus de 144 km [4], ce qui ouvre la voie vers les communications entre terre et satellites. C'est à beaucoup plus long terme que l'on envisage d'utiliser le traitement quantique de l'information dans un ordinateur quantique.

1.1. Définition du Q-bit

Le bit d'information classique (dans les ordinateurs classiques) utilise le codage en « 0 » ou « 1 » (codé en tension). Dans le cas de l'information quantique, le Q-bit est porté par l'état quantique d'un objet unique (photons, atomes, ions, ...). Le Q-bit peut être dans les deux états accessibles $|0\rangle$ ou $|1\rangle$ et aussi exister dans n'importe quelle superposition de ces deux états $\alpha|0\rangle + \beta|1\rangle$. Cette superposition linéaire d'état est exprimée de la manière suivante :

$$\text{(Equ. 1)} \quad \alpha|0\rangle + \beta|1\rangle$$

où $|\alpha|^2 + |\beta|^2 = 1$, α et β étant des coefficients complexes.

Si on mesure le système, on peut trouver $|0\rangle$ avec une probabilité $|\alpha|^2$ et $|1\rangle$ avec une probabilité $|\beta|^2$. Une partie de la puissance de l'information quantique tient dans la possibilité d'exploiter la superposition quantique linéaire des états pour le stockage d'information.

1.2. Particularités du Q-bit

Le Q-bit a **la particularité de ne pouvoir être dupliqué**. En effet, pour dupliquer un Q-bit, il faut mesurer α et β . Or la mesure/lecture des états du Q-bit est destructive et modifie donc fondamentalement l'information qu'il porte.

D'autre part, le **résultat dépend aussi de la base des états $\{|0\rangle; |1\rangle\}$ dans laquelle on effectue la mesure**. Après l'avoir effectué, le Q-bit est dans l'état mesuré et cela de manière définitive : il se trouve soit dans l'état $|0\rangle$ soit dans l'état $|1\rangle$ mais plus dans une superposition linéaire d'états. On ne peut donc pas préserver l'état du Q-bit pour en préparer un autre dans une

même superposition linéaire d'état $\alpha|0\rangle + \beta|1\rangle$. Ces deux particularités (« non clonage quantique » et indétermination de l'état du Q-bit avant la mesure) garantissent la sécurité des protocoles quantiques pour la transmission de donnée.

Pour deux Q-bits, on peut donc avoir une superposition d'états : $|00\rangle, |01\rangle, |11\rangle, |10\rangle$ avec différentes probabilités. Avec cet exemple de deux Q-bits, on se rend compte que l'on peut effectuer plusieurs opérations en parallèle et diminuer ainsi considérablement les temps de calcul. Cette superposition d'états est exploitée théoriquement dans les algorithmes quantiques. **L'enjeu de l'informatique quantique est donc conséquent : il s'agit de concevoir des dispositifs physiques exploitant ces superpositions linéaires de Q-bits qui, en fin d'exécution, doivent se trouver dans un état donnant le résultat de calcul sans risque de résultat aléatoire.**

Au regard de ces différentes propriétés passées en revue, nous nous rendons compte de la puissance de l'information quantique dans la protection de données ou du calcul à grande vitesse.

1.3. Support physique du Q-bit

Pour manipuler ce Q-bit nous avons besoin d'un support physique qui peut être réalisé par différents systèmes physiques: l'état de polarisation d'un photon unique (par exemple : polarisation horizontale et verticale), le spin (up et down) d'un électron, d'atomes, de molécules, ou simplement la présence ou l'absence de photon...

Parmi ces différents candidats de Q-bits, David di Vincenzo (IBM Research Yorktown) a défini différents critères qu'ils doivent respecter [5] :

Critères :

1. Les Q-bits doivent être initialisables dans un état standard simple ;
2. Il faut pouvoir appliquer aux Q-bits un jeu universel d'opérateurs ;
3. Il faut pouvoir mesurer les Q-bits ;
4. Les technologies candidates doivent être réalistes à grande échelle, c'est-à-dire dans le cas où l'on souhaite opérer avec un grand nombre de Q-bits ;
5. Le temps avant décohérence doit être le plus élevé possible (supérieur au temps d'une opération).

Cela nous amène à considérer plus précisément les différentes technologies candidates :

- A. Les atomes neutres, treillis optiques ;

- B. Les Ions piégés ;
- C. La RMN ;
- D. L'optique ;
- E. Electrodynamique quantique ;
- F. Nanojonctions supraconductrices.

Celles-ci sont classées par D. Vincenzo selon leur pertinence aux critères cités (Tableau 1) :

	1	2	3	4	5
 Approche viable, expérimentée, possible ;					
 Approche viable, explorée, à confirmer ;					
 Pas (encore) d'approche viable connue.					
					
					

Tableau 1 : Classification des différentes technologies candidates au titre de Q-bit, en fonction de critères de viabilité

Le développement des réseaux de télécommunication optiques et de la photonique intégrée ont permis de développer de nombreuses approches permettant le transport et le traitement de la lumière. Ceci nous invite à considérer le domaine de l'optique de manière particulière parmi toutes les autres solutions. Dans la suite du manuscrit, **nous nous focaliserons sur l'utilisation du photon comme support du Q-bit** (Tableau 1 D et E).

De manière générale, pour réaliser un système d'information quantique optique, il faut être capable de générer, de manipuler (par exemple avec une porte logique CNOT à dynamique conditionnelle utilisant deux Q-bits : la transformation d'un des deux Q-bits est déterminée par l'état initial de l'autre), et de détecter les photons uniques. Cela suppose donc de développer un certain nombre de composants élémentaires. Le **premier composant photonique quantique que nous allons considérer est la source**, qui permet de générer le Q-bit. Une telle source doit être capable de générer un unique photon par impulsion. Notons que des protocoles de cryptographie quantique utilisant de telles sources ont d'ores et déjà été mis au point, voir par exemple [6]. La réalisation d'une véritable source de photons uniques (SPU) nécessite l'utilisation d'un émetteur unique, dont nous précisons la nature dans la suite de ce chapitre.

De telles sources doivent combiner un certain nombre de caractéristiques. D'abord, il est nécessaire **d'éviter les processus multi-photoniques**, qui correspondent à l'émission de plusieurs photons par impulsion. Ensuite, la génération de photons doit être aussi efficace et rapide que possible, pour assurer une **vitesse de fonctionnement du système optimale**. Enfin, nous devons être capables de **collecter efficacement les photons** émis, que ce soit dans un guide d'onde intégré, ou dans un dispositif de collection en espace libre (fibre optique ou objectif de microscope). En d'autres termes, cela signifie qu'il est nécessaire de coupler spécifiquement l'émission spontanée de l'émetteur dans le mode collecté. Nous reviendrons plus en détails sur ce qu'implique cette dernière condition, mais on peut noter que dans le cas d'une source à émission dans l'espace libre, cela implique l'utilisation d'un mode optique possédant un diagramme de rayonnement le plus directif possible.

Pour les applications en calcul quantique, il peut s'avérer nécessaire d'utiliser des interférences quantiques (pour faire par exemple une porte logique quantique). Il faut donc disposer de sources de photons uniques parfaitement indiscernables ou des sources de photons jumeaux (ou intriqués). Or, les processus de décohérence/déphasage (dus aux interactions avec les phonons du réseau cristallin) sont souvent plus courts que la durée de vie radiative des émetteurs : par exemple, pour une boîte quantique InAs/GaAs à température ambiante: $\tau_{\text{rad}} \sim 1$ ns et $\tau_{\text{déphasage}} \sim 10$ ps [7]. Pour éviter cet effet de décohérence, il faut donc accélérer l'émission radiative, ce qui est possible en exploitant l'effet Purcell, que nous introduirons dans la suite de ce chapitre.

Nous présentons maintenant les caractéristiques essentielles de ces sources de photons uniques.

2. Source de photons uniques

Historiquement, les premières SPU utilisées ou considérées comme telles sont des sources « poissoniennes », tels que des lasers atténués. Ce ne sont pas de vraies SPU mais des sources laser dont on atténue l'émission afin d'obtenir moins d'un photon en moyenne par impulsion. Ce système est une approximation très grossière des SPU car l'émission de ce type de source est soumise à la statistique Poissonienne : ce qui implique qu'il reste toujours des impulsions multi-photoniques (plus d'un photon par impulsion), avec, typiquement, entre 0,01 et 0,1 photon/impulsion en moyenne. De plus, l'existence d'impulsions « vides » (zéro photon) implique une baisse du débit d'information.

Nous allons donc dans la suite nous intéresser aux **sources de photons uniques déterministes**, c'est-à-dire les sources émettant par impulsion exactement un photon. Nous verrons toutefois que leur réalisation est complexe.

2.1. Choix de l'émetteur unique

Parmi les dispositifs candidats au titre de SPU, tous doivent être capables d'isoler spatialement et spectralement un dipôle émetteur unique. Le système quantique doit avoir deux états électroniques : par pompage optique le dipôle absorbe un photon et le système se trouve dans un état excité, il reste alors dans cet état pendant une durée moyenne, puis il y a recombinaison radiative et le dipôle émet un seul photon.

Toutefois, pour réaliser une source de photons uniques efficace il faut considérer deux autres contraintes :

- la recombinaison peut se faire de façon non-radiative (défauts, phonons, ...), ce qui doit être évité.

- le photon peut être émis dans une direction arbitraire et sa collection est alors moins efficace. C'est évidemment le cas d'un émetteur placé dans un milieu homogène.

Les **solutions proposées consistent d'une part à minimiser les recombinaisons non-radiatives** (en sélectionnant l'émetteur le plus adapté, et éventuellement en travaillant en environnement cryogénique) et d'autre part à **modifier l'espace environnant l'« atome » en le structurant** afin de favoriser l'émission de ce dernier dans un mode optique qui permet de préparer les propriétés du photon émis (longueur d'onde, directivité de l'émission, polarisation) mais aussi d'agir sur la dynamique du processus de l'émission (effet Purcell, voir §2.2.1).

Dans la suite nous présenterons les deux éléments principaux d'une SPU:

- les émetteurs uniques, comme les molécules uniques, les atomes ou les boîtes quantiques. Chaque type d'émetteur présente ses avantages particuliers (fonctionnement à plus ou moins haute température, photostabilité...). Utilisés isolément, tous ces émetteurs présentent l'inconvénient d'une collection externe limitée.

- les résonateurs optiques. Disponibles selon de nombreuses versions, nous allons passer en revue leurs caractéristiques en terme de facteur de qualité, de confinement spatial et de contrôle de la directivité de l'émission, et donc de la collection externe.

2.1.1. Les molécules uniques

L'intérêt d'utiliser des molécules uniques se trouve naturellement dans le fait qu'elles sont **toutes identiques**, et **facilement manipulables**. En 1992, la possibilité d'exploiter de tels objets pour émettre des photons un par un (dégrouperement de photons) a été démontrée expérimentalement

à température ambiante. Cependant, un phénomène de **dégradation photoassistée** des molécules a été mise en évidence : après quelques secondes d'excitation les molécules n'émettent plus de photons [8][9]. Une solution consiste à encapsuler les molécules dans un cristal pour les protéger d'agents dégradant, de l'oxydation [10]. Toutefois, l'encapsulation de ces émetteurs peut conduire à l'apparition d'un fond continu de luminescence [10].

2.1.2. Le centre N-V du diamant

Il est également possible d'exploiter des défauts comme les "centres colorés" du diamant. Le diamant est classé comme semi-conducteur, il est très bien connu pour ces propriétés mécaniques exceptionnelles. Un centre N-V est un des défauts typiques de ce matériau, il correspond à la substitution d'un atome de carbone par un atome d'azote (N), associé à un site vacant (V), sans carbone dans la structure cristalline du diamant (Figure 1).

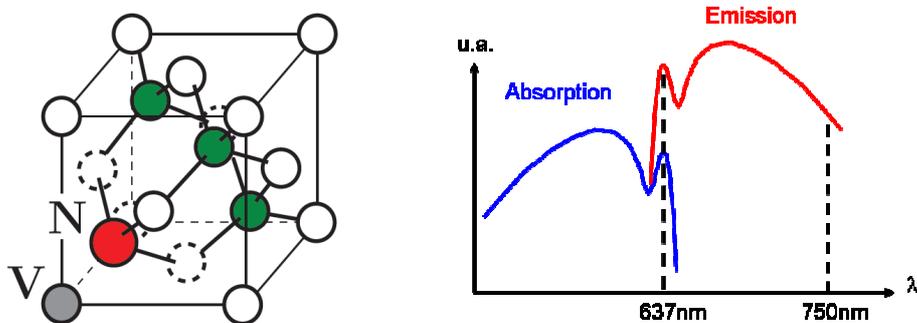


Figure 1: (à gauche) : maille cristalline diamant avec un centre NV ; (à droite) : spectre d'absorption et d'émission du diamant.

Comme l'atome d'azote ne satisfait que trois liaisons avec les atomes qui l'entourent, cela rend le site vacant thermodynamiquement plus stable: il est facilement localisable dans la maille cristalline du diamant; relativement peu concentré; **actif optiquement**: il absorbe et émet dans le visible (Figure 1) sur des plages de longueur d'onde distinctes, ce qui permet de collecter la lumière de fluorescence en la séparant de la lumière d'excitation. Il se comporte "pratiquement" comme un **système à deux niveaux incohérents, photostables à température ambiante**. Par rapport aux sources poissoniennes la proportion d'impulsions lumineuses multiphotoniques est 14 fois plus faible [11].

Néanmoins, en l'absence d'un résonateur optique, **l'efficacité de collection** est assez **faible** (<1%) à cause de l'indice optique élevé du diamant ($n=2,4$). De plus, la longueur d'onde d'émission est centrée autour de 700nm avec une largeur de raie d'environ 50nm ce qui le rend incompatible avec la transmission atmosphérique en plein jour. En effet, on se rend compte sur la Figure 2 que la

transmission en espace libre est soumise à l'absorption de constituants élémentaires sur un certains nombre de bandes spectrales plus ou moins fines et à la réflexion de l'atmosphère.

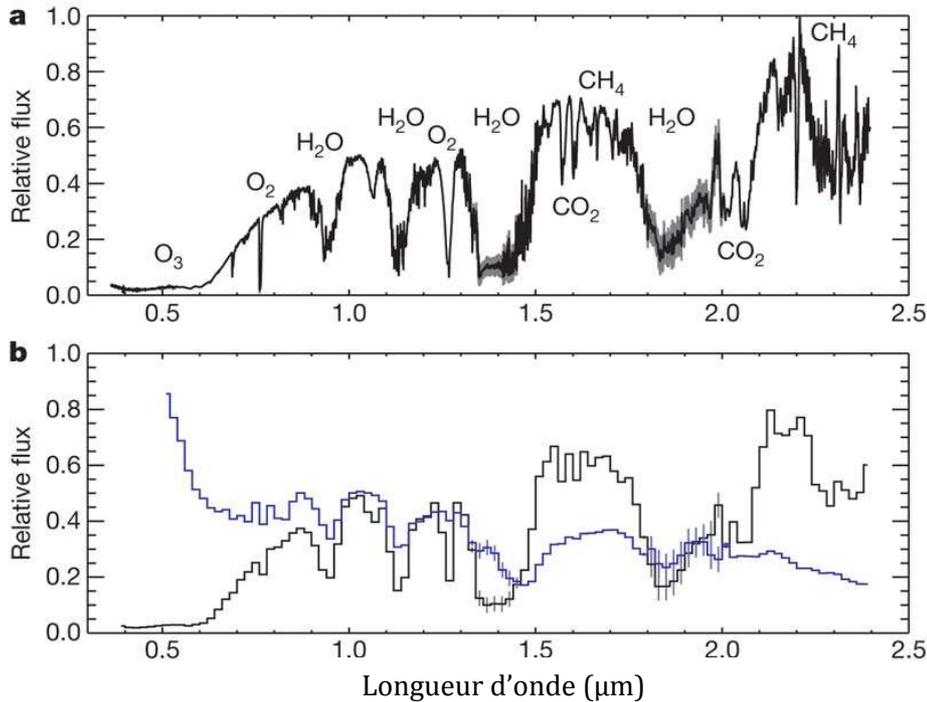


Figure 2 : (a) Spectre de transmission avec les constituants majoritaires atmosphériques reportés. (b) Comparaison entre les spectres de transmission (noir) et la réflexion (bleu) de l'air. [12].

La Figure 2 (a) montre le spectre de transmission dans l'atmosphère. La transmission est limitée principalement par l'absorption de l'eau et du dioxyde de carbone à de multiples longueurs d'ondes. La Figure 2 (b) montre le spectre de transmission précédent (en noir) sur lequel on a représenté le spectre réflexion de l'atmosphère (en bleu). On voit que les deux ne sont pas complémentaires. En effet, la diffusion Rayleigh dans le bleu modifie de manière importante le spectre de réflexion.

2.1.3. Nanocristaux semi-conducteurs de CdSe

Les nanocristaux CdSe sont aussi de bons candidats pour réaliser des sources de photons uniques. Le confinement 3D des porteurs conduit à une densité d'états totalement discrétisée. Ce sont des cristaux semi-conducteurs de forme sphérique d'une taille plus petite (rayon entre 10 et 30 Å) que le rayon de Bohr (56 Å) de l'exciton dans le matériau massif (Figure 3). Cela assure un fort confinement de l'exciton dans les trois directions de l'espace dans lequel le confinement quantique domine les effets d'interactions coulombiennes entre porteurs. Ce confinement est à l'origine d'effets

Auger à plusieurs porteurs de charge qui interdisent la recombinaison radiative d'un éventuel biexciton et garantissent l'émission de photons uniques [13].

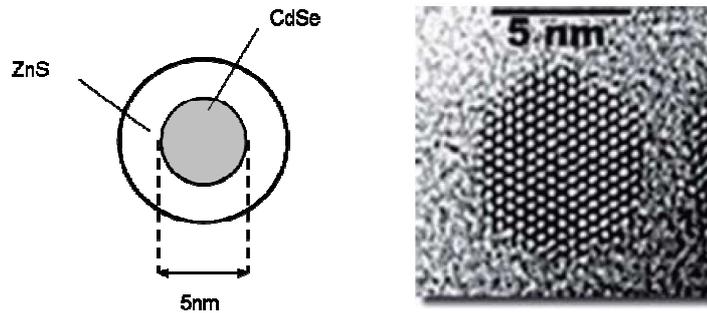


Figure 3 : (à gauche) : nanocristal de CdSe dans une matrice protectrice de ZnS ; (à droite) : image MEB d'un nanocristal de CdSe.

Le dégroupement de photons est presque parfait sous excitation continue [14]. Ils peuvent être utilisés à **température ambiante** et sous irradiation leur **stabilité peut dépasser plusieurs heures**. En régime impulsif, le taux d'émission et de collection des photons uniques émis après chaque impulsion d'excitation atteint 7 % [15].

Même si leur manipulation est facile lorsqu'ils sont en solution (sous forme colloïdale), ces émetteurs présentent des limitations importantes : ils présentent un **phénomène de clignotement**, **et leur intégration dans une matrice cristalline implique une diminution de la température de fonctionnement autour de 200K** (influence des phonons) [16].

2.1.4. Atomes et ions terres rares isolés

À l'heure actuelle, ces deux systèmes sont les seuls dont on **maîtrise la cohérence** (l'interaction avec l'environnement est comprise et peut être contrôlée). Ils sont capables d'émettre des photons uniques à la demande. Ils sont donc de bons candidats pour réaliser des composants quantiques. Dans ces deux systèmes quantiques, les **états logiques du Q-bit sont deux états internes** (par exemple des sous niveaux Zeeman), et nécessitent le **contrôle de leur état quantique vibrationnel dans un piège** permettant aussi de les localiser spatialement.

L'avantage d'utiliser des **ions** est qu'étant chargés (cas de l'ion béryllium [17] et de l'ion calcium [18]), ils se **piègent facilement dans des champs électriques**. Les Q-bits sont des états de deux niveaux d'une transition optique dont l'état excité possède une durée de vie longue. Le refroidissement d'un ion unique dans le niveau fondamental du piège est bien maîtrisé, et la **manipulation cohérente de Q-bits chargés** (initialisation, lecture et opérations à un Q-bit) peut être réalisée.

Dans le cas des **atomes neutres alcalins** (rubidium), la durée de vie des états est très longue et la transition est dans le domaine radiofréquence. Mais, **les atomes étant neutres leur piégeage est plus délicat** à réaliser. Il est possible d'utiliser des potentiels lumineux (pièges dipolaires magnéto-optiques) sous forme de réseaux pour disposer spatialement les Q-bits sur une distance de l'ordre de la longueur d'onde. L'initialisation, la lecture et la **manipulation cohérente est possible** par des impulsions radiofréquences, mais les trop faibles distances inter-Q-bit **limite leur adressage individuel** donc l'extensibilité.

Il faut toutefois noter que l'implémentation de ces systèmes modèles est très complexe, et nécessite une instrumentation poussée. Il est donc difficile d'envisager leur exploitation pour réaliser des systèmes compacts pour l'information quantique.

2.1.5. Boîtes quantiques semi-conductrices épitaxiées

A l'instar des nanocristaux, les boîtes quantiques (BQ) semiconductrices sont constituées d'un ensemble d'atomes, qui constitue une nanostructure dont les dimensions latérales sont de l'ordre de quelques nanomètres à la dizaine de nanomètres. Contrairement aux nanocristaux colloïdaux, les BQ semi-conductrices peuvent être réalisées par épitaxie, et sont encapsulées dans une matrice également semiconductrice, mais d'énergie de bande interdite plus élevée (le plus souvent, une matrice de GaAs, $E_g \sim 1,3\text{eV}$, et des BQ en InAs, $E_g \sim 0,4\text{eV}$).

L'obtention de BQ avec des propriétés optiques exploitables ne date que du début des années 1990. La croissance par « Epitaxie par Jet Moléculaire » (EJM ou MBE) permettant d'obtenir des boîtes quantiques InAs/GaAs de bonne qualité (interfaces abruptes) a été très étudiée et les procédés de fabrication sont à présent bien connus et maîtrisés [19]. Le mode de croissance des BQ InAs/GaAs le plus usuel est celui de Stranski-Krastanov, qui permet de réaliser des boîtes auto-organisées, au-dessus d'une « couche de mouillage ». Les deux grandes étapes de la réalisation de telles BQ sont décrites ci-dessous :

- croissance selon un mode plan, avec la formation de la couche de mouillage.
- au-delà d'une épaisseur critique, et en raison du désaccord de maille ($\sim 7\%$) de l'InAs par rapport au GaAs, les contraintes dans la couche d'InAs se relaxent de manière élastiques en formant des îlots d'InAs. Selon les conditions de croissance, la forme et les dimensions des BQ changent, ce qui implique une modification des propriétés d'émission de lumière (Figure 4).

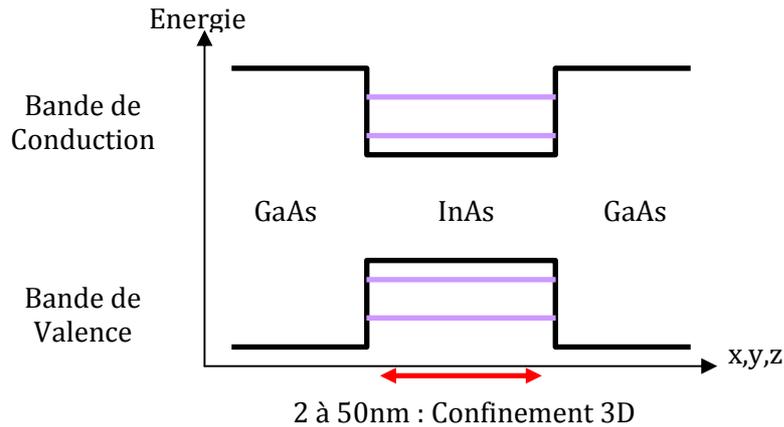


Figure 4 : Niveaux énergétiques d'une boîte quantique InAs incluse dans une matrice de semi-conducteur GaAs.

Ces nanostructures présentent des raies d'émission quasi-monochromatiques à basse température ($T \sim 4K$). La largeur homogène de la raie excitonique est de l'ordre de quelques μeV , ce qui correspond à un temps de vie radiatif d'environ 1ns. On peut donc atteindre une cadence de répétition élevée, de l'ordre du GHz en utilisant de tels émetteurs. Il est cependant notable que les BQ réalisées présentent une dispersion en taille, ce qui implique une largeur de raie inhomogène (moins d'une centaine de nm de largeur), conduisant à une dispersion en longueur d'onde de l'émission des boîtes quantiques.

Les boîtes quantiques se trouvent dans une matrice solide semiconductrice, donc dans un système de matière condensée impliquant une interaction avec son environnement (décohérence¹). Mais dans les systèmes à BQ, le confinement 3D de porteurs implique non seulement la discrétisation des niveaux d'énergie mais aussi une modification des processus de relaxation élastique des porteurs, qui sont plus faibles dans le cas d'un puits quantique [20][21]. Par exemple, dans une boîte quantique

¹ Pour définir la cohérence du système, on associe :

- 1) aux fluctuations de phase (décohérence), une constante de temps T_2^* : temps avant lequel intervient le déphasage.
- 2) à la durée de vie radiative de l'exciton, une constante de temps T_1 (liée à largeur de homogène de l'émission spontanée).

Ainsi, la constante de cohérence globale du système T_2 est :

$$\frac{1}{T_2} = \frac{1}{T_2^*} + \frac{1}{2T_1}$$

Si l'émetteur est isolé, T_2^* tend vers l'infini on aura $T_2 = 2T_1$. De manière plus générale, si le temps de décohérence T_2^* est suffisamment long par rapport au temps de vie radiatif T_1 , on aura une source de photons indiscernables pour $2T_1 < T_2^*$.

InAs/GaAs la relaxation des porteurs étant diminuée, il est possible d'obtenir des largeurs de raies limitées par transformée de Fourier, ce qui revient à générer des photons indiscernables².

La réalisation d'une SPU pour les applications en cryptographie quantique implique l'utilisation d'un atome artificiel se comportant comme un système à deux niveaux, sans qu'il soit nécessaire d'atteindre le régime de l'indiscernabilité. Dans ce cas, les processus de décohérence ne constituent pas un problème.

Néanmoins, pour certains protocoles de traitement quantique de l'information, par exemple celui de E. Knill [22], l'application en est conditionnée de manière stricte à l'obtention de photons uniques indiscernables. Ici, la problématique de l'inhibition des processus de décohérence réapparaît : pour que la coalescence de photons indiscernables soit possible il faut que les processus de déphasage assistés par phonons diminuent jusqu'à respecter la condition $2T_1 \leq T_2^*$ [23][24][25].

Finalement, les BQ semi-conductrices épitaxiées permettent de réaliser des émetteurs de lumière à la fois stables et compacts. La réalisation pratique d'un système quantique pourrait exploiter les technologies des semi-conducteurs, ce qui permet l'intégration de nombreux composants photoniques quantiques sur un support commun. Néanmoins, un défaut majeur reste la forte interaction des émetteurs avec la matrice cristalline, ce qui se traduit par un **phénomène de décohérence important** qui ne peut être **évit**é qu'à **basse température**. Par ailleurs, il extrêmement **difficile de réaliser deux émetteurs identiques** : deux BQ n'ont dans la pratique jamais exactement les mêmes niveaux d'énergie.

2.2. Modification de l'environnement électromagnétique autour d'un émetteur unique

Dans le cadre de ce travail de thèse, nous avons choisi d'utiliser comme émetteurs de photons uniques les BQ bien connues, réalisées dans le système InAs/GaAs, et décrites dans le paragraphe précédent.

² Caractéristiques des sources de photons uniques indiscernables :

- 1) Il faut avoir exactement un photon par impulsion;
- 2) L'émetteur doit avoir une durée de vie la plus courte possible : cela permet de diminuer son temps d'interaction durant lequel le photon pourrait subir la décohérence;

Et les conditions d'indiscernabilité :

- 1) La largeur spectrale du photon doit être limitée par la transformée de Fourier de son enveloppe temporelle. Cela signifie qu'il faut supprimer toute les sources d'élargissement inhomogène; la largeur spectrale doit simplement correspondre à l'élargissement homogène liée à la durée de vie radiative du niveau excité du Q-bit.
- 2) le mode dans lequel le photon est émis doit avoir une définition spatiale bien précise. La polarisation du photon doit avoir une polarisation précise.

Nous souhaitons réaliser une SPU par laquelle la boîte quantique émet des photons majoritairement dans un mode optique (avec efficacité quantique proche de 1) dont on contrôle la communication avec l'extérieur. En effet, on doit être capable de collecter (ou coupler à d'autres dispositifs...) les photons uniques de manière efficace pour faire un traitement quantique efficace, et émettre les photons à fort débit. Pour réaliser la SPU, ce cahier des charges est rempli en insérant de telles BQ dans des microrésonateurs optiques :

- Le diagramme de rayonnement de la BQ sera contrôlé via les propriétés des modes résonants du microrésonateur optique. Ceci permettra d'optimiser la collection des photons émis.

- Comme nous allons le voir dans le paragraphe suivant, cette ingénierie de modes optiques résonants va aussi permettre, sous certaines conditions, de contrôler la dynamique de l'émission spontanée. Ceci sera utile pour augmenter le débit d'émission des photons.

- Compte tenu de cette modification de la dynamique de l'émission, on rencontrera deux cas de figure. Si les processus de déphasage dus aux phonons sont encore trop importants, on sera dans le cas d'une SPU émettant des photons discernables et utilisable dans le cadre des protocoles de communications quantiques. Si les processus de déphasages deviennent négligeables, on sera dans le cas d'une SPU émettant des photons indiscernables et utilisables dans certains protocoles de calcul quantique.

Nous allons à présent détailler les processus de contrôle de la dynamique de l'émission spontanée.

2.2.1. Facteur de Purcell

Lorsqu'un émetteur se trouve au sein d'un résonateur, et en résonance avec un mode optique, son comportement peut correspondre à l'un des régimes suivants :

- L'émetteur peut être très fortement couplé au mode de cavité, au point qu'un photon émis puisse être réabsorbé par l'émetteur avant d'être canalisé hors du résonateur optique. On atteint ainsi le **régime de couplage fort** ; la largeur de raie de la BQ et celle de la cavité sont identiques, et l'interaction entre les deux systèmes se caractérise spectralement par un dédoublement de Rabi.

- Si le couplage entre l'émetteur et le mode de cavité est inférieur au taux d'échappement du photon hors du résonateur optique, nous sommes en **régime de couplage faible** : l'émetteur se désexcite en émettant un photon dans le mode résonant et ce photon quitte alors rapidement le résonateur pour rayonner dans l'espace libre.

C'est le second cas qui nous intéresse. Dans ce régime d'émission, la **dynamique de désexcitation de l'émetteur peut être augmenté ou diminué** jusqu'à être inhibé. Nous allons exploiter l'effet Purcell.

Considérons, les deux états du système représentés par :

- $|e,0\rangle$ émetteur excité, zéro photon dans la cavité ;
- $|f,1\rangle$ émetteur dans son état fondamental, 1 photon dans la cavité ;

Ainsi que,

- \vec{d} le dipôle de la boîte quantique ;
- \vec{E} l'opérateur champ électrique, représentant le mode de cavité ;
- $H = -\vec{d} \cdot \vec{E}$ l'hamiltonien d'interaction entre la BQ et le mode de cavité ;
- $\rho(\omega)$ la densité de mode du continuum de cavité ;
- $\hbar\omega_0$ l'énergie de recombinaison radiative de la boîte quantique.

Considérons un émetteur placé sur un ventre de champ d'un mode de cavité (Figure 5), l'émetteur étant spectralement en résonance avec le mode de cavité.

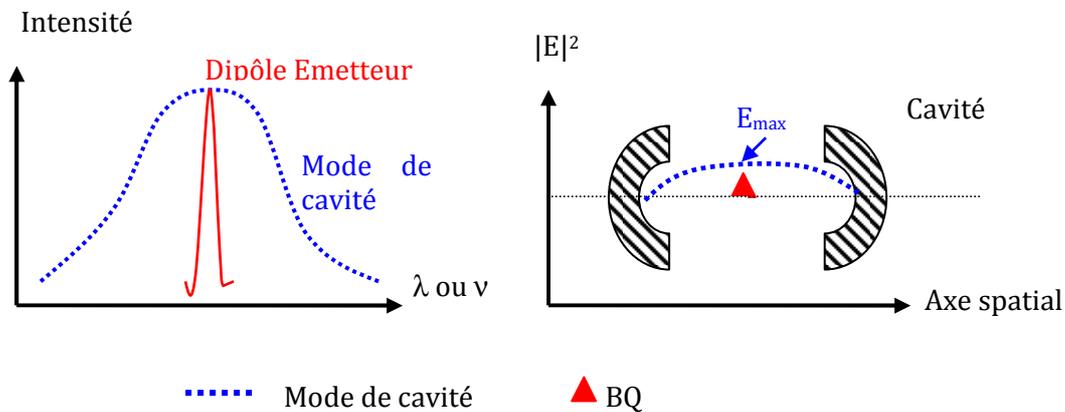


Figure 5 : (à gauche) : largeurs de raies d'une BQ et d'une cavité, pour obtenir un effet Purcell ; (à droite) : positionnement spatial optimal de l'émetteur en cavité sur un ventre d'un mode de cavité.

Dans les conditions précédentes citées, on peut appliquer la règle d'or de Fermi et calculer le taux de désexcitation du système :

$$(Equ. 2) \quad \Gamma = \frac{2\pi}{\hbar} \left| \langle f, 1 | -\vec{d} \cdot \vec{E} | e, 0 \rangle \right|^2 \rho(\omega_0)$$

La densité d'états optique $\rho(\omega)$ est exprimée par :

$$(Equ. 3) \quad \rho(\omega) = \frac{2Q}{\pi\omega_c} \frac{\omega_c^2}{4Q^2(\omega - \omega_c)^2 + \omega_c^2}$$

Avec :

- Q le facteur de qualité du mode de cavité ;
- ω_c la fréquence de résonance de la cavité.

Le facteur de Purcell F_p rend compte du taux de désexcitation de l'émetteur situé dans le résonateur, par rapport à son taux de désexcitation dans le vide:

$$(Equ. 4) \quad F_p = \frac{\Gamma}{\Gamma_0}$$

On obtient après calcul présenté dans [26], le facteur de Purcell dans le cas où l'émetteur est localisé sur un maximum de champ d'un mode optique de cavité:

$$(Equ. 5) \quad F_p = \frac{3}{4\pi^2} \frac{Q}{V_{eff}} \left(\frac{\lambda}{n} \right)^3$$

Avec V_{eff} , le volume modal :

$$(Equ. 6) \quad V_{eff} = \iiint \frac{n^2(\vec{r}) |\vec{E}(\vec{r})|^2 d^3r}{n_{max}^2 |\vec{E}_{max}|^2}$$

Dans cette expression, n_{max} représente l'indice optique où le champ électrique \vec{E} du mode de cavité atteint sa valeur maximale \vec{E}_{max} à la position de la BQ.

Le taux d'émission spontanée d'un dipôle émetteur (Γ) dépend donc de son environnement électromagnétique : lorsque l'émetteur est localisé dans un résonateur optique, il peut voir son émission spontanée soit exaltée soit inhibée. Ceci est déterminé théoriquement par le facteur de Purcell. Notons que cette valeur de F_p est obtenue dans l'hypothèse où la largeur de raie est plus fine que celle du mode de cavité, la BQ peut alors être considérée comme un émetteur monochromatique. Expérimentalement l'exaltation de l'émission spontanée des émetteurs n'est observable qu'à basse température. D'une part, ceci permet en général de vérifier l'hypothèse de l'émission monochromatique. Par ailleurs, au delà de 70K, les différentes recombinaisons radiatives des multiexcitons pour les BQ InAs/GaAs présentent des largeurs de raies trop importantes et peuvent se chevaucher, impliquant une SPU non monomode [19]. La température de fonctionnement est donc

limitée à 70K (même si elles peuvent émettre jusqu'à température ambiante). Ainsi, la plupart des SPU actuellement développées fonctionnent et sont caractérisées à basse température.

Il faut aussi préciser que le facteur F_p calculé à l'aide de l'équation (Eq. 5) **permet en réalité de déterminer le facteur de Purcell maximal**. Il correspond, d'une part, au cas où l'émetteur est parfaitement localisé sur un maximum de l'intensité du champ électromagnétique du mode optique résonant, et d'autre part, au cas d'un accord spectral parfait entre la longueur d'onde d'émission de l'émetteur et la longueur d'onde du mode résonant. En réalité, selon le positionnement spatial et spectral de l'émetteur par rapport au mode optique, l'effet Purcell sera plus ou moins marqué.

D'autres contraintes sont à signaler. Dans un résonateur optique, il n'y a presque jamais un seul émetteur, mais, par exemple, un ensemble de BQ, ce qui nécessite d'en « sélectionner » une parmi d'autres, en tirant parti de son meilleur positionnement spatial et spectral vis-à-vis du mode optique. Ensuite, la BQ répartit son émission dans tous les modes optiques, y compris les modes de pertes : cela peut correspondre à des pertes intrinsèques qui sont dues aux propriétés optiques de la structure, par exemple un continuum de modes non résonants, ou des pertes extrinsèques liées à des défauts de fabrication (rugosités topographiques).

Expérimentalement, la modification de la structure des modes électromagnétiques par une cavité permet de contrôler sur plusieurs ordres de grandeur la durée de vie d'un atome. Ainsi, on a pu observer une exaltation de l'émission spontanée d'un facteur 500 ou l'inhibition d'un facteur 20 dès 1985 [27][28]. Dans le cas des boîtes quantiques InAs/GaAs émettant autour de 910 nm, des facteurs de Purcell de l'ordre de 25 ont été observés pour des cavités à micropilier et à cristal photonique de modes de défauts [29]. Ramené à la durée de vie des boîtes quantiques (~ 40 ps) cela permet une cadence de répétition maximale de 10 GHz utilisable dans les réseaux de communications quantiques, la transposition aux longueurs d'ondes télécoms étant faisable. En Allemagne, l'équipe de Forchel a mesuré dans un micropilier en limite de régime de couplage fort un facteur de Purcell de l'ordre de $F_p=60$. Précisons que ces valeurs expérimentales sont très éloignées des résultats théoriques. L'écart est dû principalement au fait que l'émetteur ne se couple pas de manière optimale au mode résonant de la cavité.

2.2.2. Facteur d'émission spontanée (β) et efficacité de collection des photons

Nous venons de voir que l'émetteur peut disposer de plusieurs canaux d'émission, en utilisant des modes optiques résonants ou bien des modes de pertes. On définit alors le facteur d'émission spontanée, β , qui rend compte de la proportion de l'émission dans un mode optique d'intérêt par rapport aux autres canaux d'émission :

$$(Equ. 7) \quad \beta = \frac{\text{émission spontanée dans le mode}}{\text{émission spontanée dans tous les modes}}$$

Si on peut canaliser l'émission de l'émetteur dans un unique mode optique, on a $\beta=1$.

Plus précisément, on peut définir la fraction de l'émission qui se retrouve dans des modes de fuites et la fraction collectée dans le mode d'intérêt. Nous avons vu que le facteur de Purcell décrit la dynamique d'émission de l'émetteur dans un environnement EM :

$$(Equ. 8) \quad \frac{\Gamma_{\text{mode}}}{\Gamma_0} = F_p$$

Mais, lorsque l'émetteur n'est pas seulement couplé au mode d'intérêt, on définit le facteur γ comme la part de l'émission dans les autres canaux de désexcitation accessibles à l'émetteur :

$$(Equ. 9) \quad \frac{\Gamma_{\text{mode de fuites}}}{\Gamma_0} = \gamma$$

De manière générale l'émetteur aura une dynamique globale :

$$(Equ. 10) \quad \frac{\Gamma_{\text{tot}}}{\Gamma_0} = F_p + \gamma$$

De cette définition, on peut en déduire une autre formulation du facteur β faisant intervenir le facteur de Purcell:

$$(Equ. 11) \quad \beta = \frac{F_p}{F_p + \gamma}$$

Ainsi, si les modes de pertes sont prépondérants, la proportion de l'émission dans le mode optique d'intérêt est faible, ce qui se traduit par une chute du facteur β . Pour maximiser le facteur d'émission spontanée ($\beta \rightarrow 1$) il faut maximiser F_p ou diminuer γ .

Il faut enfin bien distinguer facteur β et efficacité de collection. La collecte de la lumière émise en espace libre peut être limitée pour plusieurs raisons :

- Comme mentionné précédemment, les imperfections technologiques peuvent offrir plusieurs canaux d'émission parasites, cela va tendre à réduire le F_p et donc le facteur β .
- Le facteur β peut être élevé, mais les caractéristiques du mode d'intérêt ne permettent pas nécessairement d'atteindre une directivité d'émission satisfaisante, ou bien un rayonnement dans la direction appropriée.

- La collection externe peut aussi ne pas être efficace par exemple si l'ouverture numérique de l'élément de collection (objectif de microscope, fibre optique) n'est pas accordée avec le diagramme de rayonnement du mode résonant.

Considérons à titre d'exemple des émetteurs uniques dans un matériau massif (Figure 6). De par ses caractéristiques opto-géométriques, l'émission de ce système est limitée par réflexion totale interne (liée à la différence d'indice important entre le matériau et l'air). Dans le cas où l'on souhaite une collection par l'extérieur, l'efficacité de la SPU est très limitée. Notons toutefois que le problème est très différent si l'on souhaite coupler la lumière émise vers un guide optique intégré. La problématique du couplage de la lumière émise se pose en d'autres termes si l'on souhaite réaliser un circuit intégré photonique intégrant des SPU.

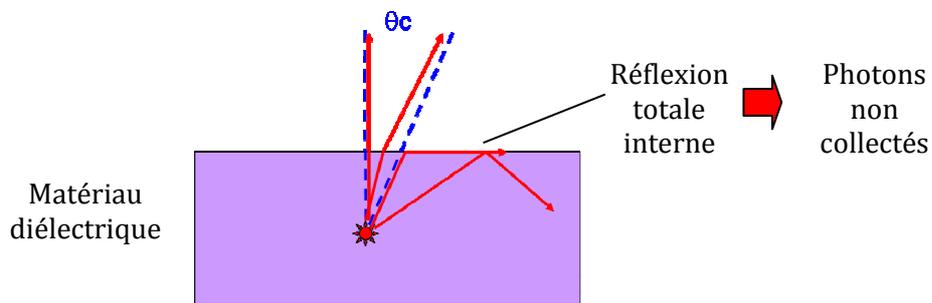


Figure 6 : Effet de la réflexion totale interne sur la collection

Ainsi, il faut bien distinguer le facteur β de la collection externe (ou efficacité d'extraction lumineuse), et donc réaliser une ingénierie de mode pour non seulement augmenter le facteur de Purcell, mais aussi augmenter l'efficacité de collection [30].

Notons enfin que le facteur β n'est en général mesurable qu'à partir de la mesure d'autres grandeurs physiques par exemple : par la détermination du seuil laser et l'utilisation d'abaques [31] ou par la mesure du facteur de Purcell [32]. Dans les cavités à cristaux photoniques un facteur β a été mesuré avec un ordre de grandeur de 85% [31] et dans les micropiliers avec $\beta = 97\%$ [32]. Ces deux résultats impressionnants reposent sur l'utilisation de cavités à très forts facteurs de qualité pour l'obtention de très forts facteurs de Purcell.

2.2.3. Conclusion

Pour réaliser une SPU sans critère de discernabilité, il suffit de sélectionner un système permettant d'accélérer l'émission spontanée par effet Purcell, un mode dont le diagramme de rayonnement est contrôlé.

Si l'on veut utiliser des SPU indiscernables, par exemple pour faire du calcul quantique, il est indispensable d'accélérer la dynamique d'émission pour que le phénomène de décohérence n'apparaisse plus.

2.3. Les microrésonateurs optiques

Dans ce paragraphe, nous allons présenter différentes solutions pour réaliser des microrésonateurs optiques. Au cours de la dernière décennie, plusieurs équipes ont développé une SPU monomode exploitant l'émission d'une boîte quantique unique en microcavité [33][34][35][36][37]. En utilisant l'effet Purcell, cela permet de canaliser une bonne partie de l'émission spontanée de la boîte quantique dans un mode unique de cavité. Nous allons présenter dans la suite, différents types de résonateurs optiques permettant la réalisation de sources de photons uniques basés sur les technologies des semiconducteurs en rappelant les grandeurs de base (facteur de qualité Q , volume modal, directivité de l'émission) qu'il est nécessaire de contrôler pour atteindre les performances requises pour les SPU.

2.3.1. Le micropilier

Les cavités à base de micropiliers sont fondées sur le concept de « lasers à cavité verticale émettant par la surface » (Vertical Cavity Surface Emitting Laser, VCSEL). Ces structures sont constituées d'une cavité Fabry-Perot, correspondant à une couche mince d'épaisseur de l'ordre de $\lambda/(2n)$, entourée de deux miroirs de Bragg, généralement réalisés à base de matériaux semi-conducteurs (comme des alternances de couches d'AlGaAs et de GaAs d'épaisseurs optique $\lambda/(4n)$). Ces empilements sont structurés latéralement par gravure, pour former un cylindre de faible diamètre (Figure 7, [38]). Le confinement vertical de la lumière au sein de la cavité est réalisé par la réflexion sur les deux miroirs de Bragg, tandis que le confinement latéral est obtenu par un effet de guidage correspondant à une réflexion totale interne sur les bords du pilier. Le miroir inférieur est conçu pour avoir une réflectivité proche de 100 %, et le miroir supérieur présente une réflectivité moindre afin de rediriger l'émission vers le dispositif de collection.

Le facteur de qualité théorique de ce type de cavité va dépendre de la longueur effective de la cavité, du diamètre de la cavité (augmentation du facteur Q avec le diamètre de cavité, mais ceci au détriment du volume modal), de l'indice de la cavité, de la différence d'indice des paires et du nombre d'alternances des miroirs. La conception précise permet d'atteindre des **facteurs de qualité de 45000 à 125000** [39]. Les **facteurs Q expérimentaux obtenus sont plus faibles** mais restent néanmoins importants : **$Q \sim 20000$** pour un micropilier de **4 μm de diamètre** (pilier large).

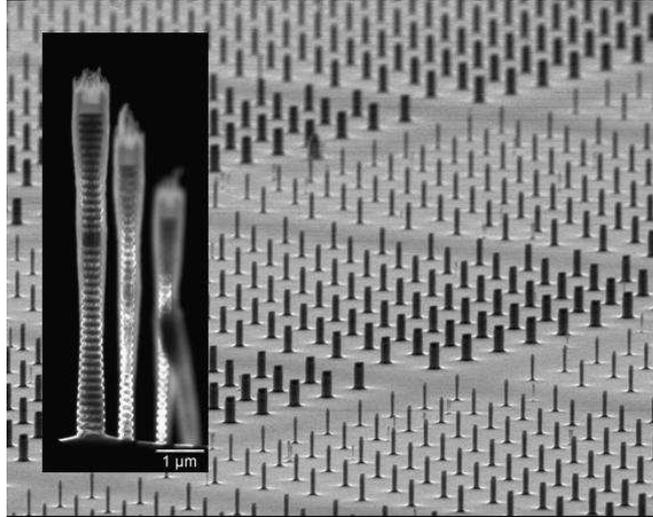


Figure 7 : Image MEB micropilier

Pour de **plus petits micropiliers** (diamètre~1 μ m), le facteur de qualité se dégrade en général significativement pour atteindre quelques milliers. Il faut donc un compromis entre de petits volumes modaux et de grands facteurs de qualité. Pour améliorer encore cette valeur, il est nécessaire **d'optimiser les procédés de gravure** du micropilier afin de réaliser des **flancs verticaux et peu rugueux**. On obtient alors, pour les mêmes dimensions citées plus haut, des facteurs de qualité de l'ordre de **Q~165000 pour un diamètre de 4 μ m** [39] et **Q~40 000 pour un diamètre de 1.7 μ m**.

L'avantage du micropilier réside dans **l'efficacité de couplage du mode de cavité avec une fibre optique placée au-dessus**. D'autre part, le **couplage entre la BQ et le mode** spatial de cavité ne nécessite qu'un **alignement de l'ordre de la centaine de nm entre l'émetteur et le micropilier**. Par contre, le **volume modal ne peut pas atteindre des valeurs ultimes**, dans la mesure où la profondeur de pénétration du champ dans les miroirs de Bragg est importante. On trouve des facteurs de Purcell de l'ordre de la dizaine.

2.3.2. Les nanofils

Les nanofils à BQ sont des guides d'ondes cylindriques verticaux, et au centre desquels on localise un émetteur. Leur géométrie est proche de celle des micropiliers, mais leur diamètre est plus faible (100 à 300nm) et ils ne sont pas dotés de miroirs de Bragg. Ils peuvent être réalisés par épitaxie, en utilisant une approche bottom-up [40], ou bien par lithographie et gravure, comme dans le cas des micropiliers. Ces structures constituent de bons candidats pour réaliser une source de photons uniques. Ils **ne présentent pas un facteur de qualité élevé**, leur aptitude à contrôler l'état des photons émis est donc limité, et une SPU à fil photonique ne profite pas d'une augmentation de l'émission spontanée significative par effet Purcell. Mais ces structures constituent des **guides d'ondes monomodes** et elle permettent d'obtenir un **facteur β élevé** [40] et une **efficacité de**

collection supérieure à 90% [40]. Cette géométrie de confinement photonique très simple devrait aussi être très robuste vis-à-vis des imperfections technologiques.

2.3.3. Les Résonateurs à modes de galeries

2.3.3.1. La microsphère

Les objets sphériques et transparents sont le siège d'une vaste famille de modes résonants. Ces modes sont caractérisés par les indices l (angulaire), m (azimutal), n (radial), p (polarisations). Parmi ces différents modes, les modes de galeries présentent des caractéristiques particulières. La lumière est confinée par réflexion totale interne, et les modes présentent des « orbites » proches du dioptré (Figure 8). Cela implique d'une part que les facteurs de qualité sont potentiellement très élevés, mais d'autre part qu'ils sont fortement dépendants de l'état de la surface de l'objet. Dans le cas de microsphères de silice (les plus courantes), le plus grand facteur de qualité rapporté pour cette cavité est de $Q \sim 9.10^9$ à la longueur d'onde 850nm **pour une microsphère d'un diamètre de 20-30 micromètres** [41]. Cette valeur est proche de la limite théorique d'absorption de la silice à cette longueur d'onde

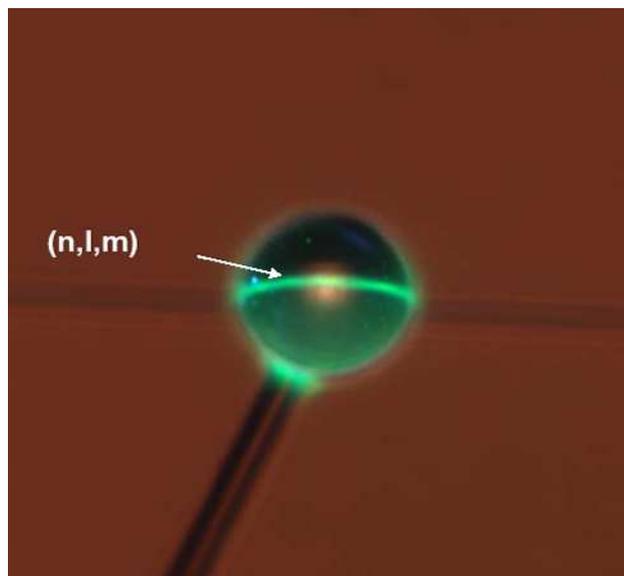


Figure 8 : Microsphère de 20 à 30 μ m, dont on représente en vert clair le mode de galerie (n,l,m) [41].

2.3.3.2. Le microtore

Les microtores (Figure 9) sont réalisés en exploitant une technologie similaire aux microsphères. Avec ces structures, il est également possible d'atteindre de très hauts facteurs de qualité. Ils offrent une **géométrie plane** ce qui réduit le nombre de degrés de liberté offerts aux modes résonants. On obtient ainsi un spectre de modes plus pur et plus simple à interpréter que dans

le cas de la sphère. Des **microtores de quelques dizaines de micromètres de diamètres** [43] ont été réalisés et étudiés, en exploitant plusieurs matériaux (silice, polymères). Des facteurs de qualité jusqu'à $Q \sim 3.10^6$ [41] ont été mesurés sur ces structures.

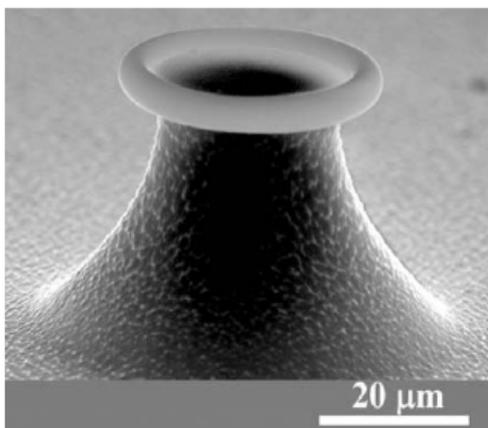


Figure 9 : image MEB d'un microtore [42].

2.3.3.3. Le microdisque

Les cavités à base microdisques sont constituées d'un cylindre de haut indice, dont l'épaisseur est de l'ordre de $\lambda/(2n)$, c'est-à-dire quelques 100nm, et dont le diamètre est de quelques micromètres (Figure 10). Il s'agit d'un **guide planaire structuré latéralement**, et qui permet de confiner la lumière sur des résonances de nature variée. Ces structures sont en particulier le siège de modes de galerie. Avec des **disques réalisés en technologies SOI** (silicium sur isolant), des **facteurs Q aussi élevés que 3.10^6** ont été obtenus [41]. Bien que le confinement spatial du mode optique soit plus élevé que dans le cas des microsphères et des microtores (ces structures sont réalisés en exploitant des matériaux de plus fort indice de réfraction), le **volume modal reste élevé**, et l'association d'un matériau optiquement actif sur silicium pose quelques difficultés.

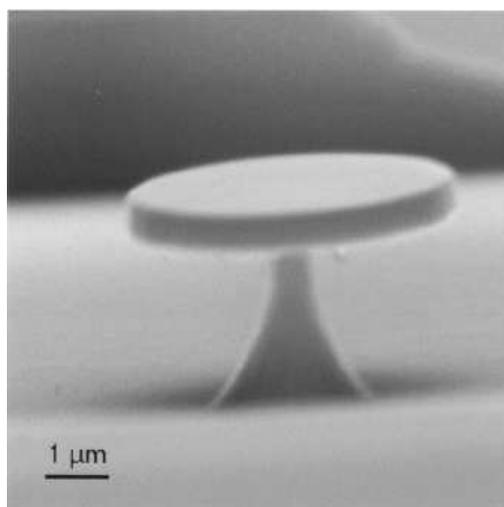


Figure 10 : Image MEB d'un microdisque en InP de 2 μ m de rayon.

La fabrication des **microdisques contenant des boîtes quantiques** auto-assemblées d'InAs sur GaAs, a permis d'obtenir un facteur de qualité de **$Q \sim 12000$** [44]. Une étape finale exploitant la gravure chimique en voie humide permet de limiter les rugosités de surface, ce qui améliore le facteur de qualité des modes.

2.3.4. Les structures plasmoniques

Pour réaliser un résonateur optique, on peut utiliser les résonances plasmoniques présentes sur des nanostructures métalliques. On peut alors obtenir un **confinement sub-lambda** avec un **facteur de qualité relativement faible dû à l'absorption dans le métal**. Le faible facteur de qualité de ces structures est paradoxalement un avantage. En effet, la **largeur spectrale relativement élevée du résonateur en question permet de réaliser un accord spectral plus aisé avec l'émetteur** ; ceci rapproche les résonateurs plasmoniques des résonateurs à guide d'onde comme les nanofils. Par contre, dans la mesure où le **confinement spatial peut être extrêmement élevé**, il est possible d'envisager des facteurs de Purcell similaires à ceux des micropiliers, malgré le plus faible facteur de qualité.

Les chercheurs de l'université du Texas ont montré qu'on pouvait obtenir une source de photon unique efficace en plaçant une boîte quantique de CdTe à proximité d'un nanofil d'argent. Ces nanofils métalliques sont le siège de résonances plasmons qui confinent le champ dans la direction transverse sur une distance de l'ordre du diamètre du fil, même si ce dernier est nettement plus petit que la longueur d'onde. Ces plasmons sont de plus guidés le long du nanofil sur une distance limitée par l'absorption dans le métal. Les auteurs proposent, pour la collection du photon, un couplage directif entre le nanofil et un guide diélectrique à faibles pertes.

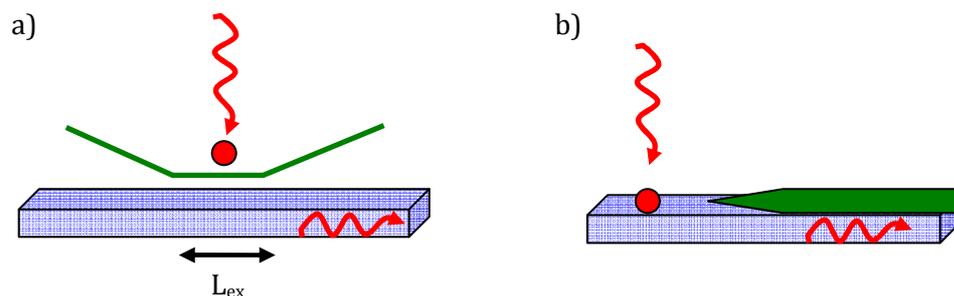


Figure 11 : D'après [45] (a) Un émetteur couplé à un nanofil est excité optiquement et décroît avec une forte probabilité dans les modes plasmons du nanofil. La source de photons uniques est créée par le couplage évanescent du nanofil avec le guide d'onde diélectrique à proximité sur une longueur de L_{ex} . (b) Un setup similaire, où le dipôle émetteur est couplé à une nanopointe métallique qui est ensuite couplée à un guide d'onde diélectrique.

La possibilité d'utiliser de telles résonances plasmons pour émettre des photons uniques a été démontrée en 2007, grâce à des mesures d'auto-corrélation [46]. Ces auteurs mesurent une **efficacité de collection de l'ordre de 30% et estime qu'elle pourrait atteindre 60%**.

2.3.5. Les cristaux photoniques

Eli Yablonovitch et Sajeev John ont proposé et formalisé le concept de CP en 1987. L'objectif initial était de proposer une structure optique capable d'inhiber l'émission spontanée. Depuis, nombre d'équipes se sont lancées dans ce domaine, et on développé une vaste gamme de structures comme des guides d'onde, filtres résonants, des microlasers, etc. Plus récemment, le développement de la photonique quantique et la maturité du domaine des CP a permis de revenir aux objectifs initiaux des fondateurs, à savoir le contrôle de l'émission spontanée.

Le principe utilisé par ces nanostructures optiques est d'adapter la périodicité d'un milieu diélectrique (ce qui est similaire aux comportements des électrons dans un matériau solide) pour affecter la vitesse, le confinement, la dynamique des photons.

2.3.5.1. Les cristaux photoniques 3D

Parmi les différentes familles de CP, nous considérons ici les structures qui permettent de confiner la lumière dans les trois directions de l'espace. Divers procédés technologiques ont été proposés pour réaliser de tels objets. La Figure 12 (à gauche), montre une assemblée de microsphères, que l'on peut éventuellement infiltrer par un matériau de fort indice ou bien un matériau fonctionnel [47], la modulation de l'indice est une structure « 3D ». La Figure 12 (à droite) présente une structure à base de silicium, traité électrochimiquement, pour produire ce qu'on appelle une structure poreuse à haut rapport d'aspect. En effet, les pores obtenus permettent d'avoir un rapport « longueur sur diamètre » de l'ordre de 100 :1. La modulation périodique verticale permet de réaliser une structure que l'on nommerait « 2,5D » [48] – car la 3^{ème} direction n'est pas à proprement parlé une direction cristallographique de la maille de base. Ces structures présentent des propriétés uniques, mais leurs procédés de fabrication restent très complexes malgré des avancées remarquables ces dernières années. Certains groupes les utilisent pour diverses applications dont les biocapteurs.

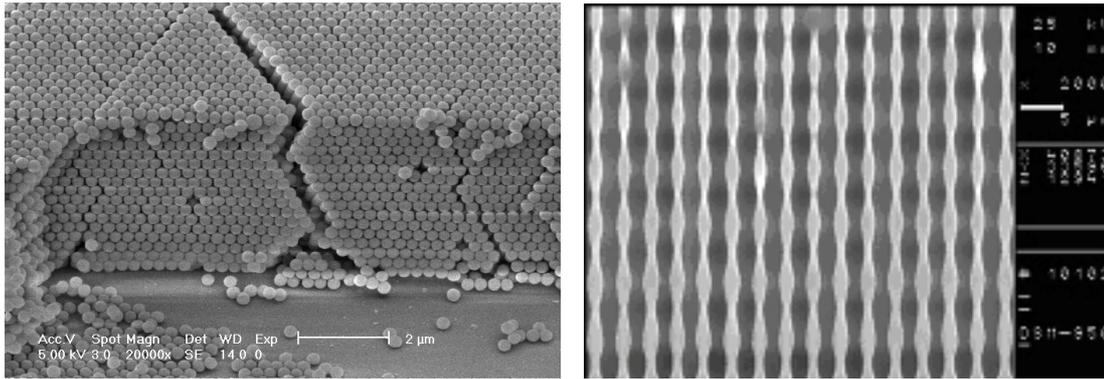


Figure 12 : Exemple de cristal photonique 3D : à gauche: microsphères colloïdales, à droite : silicium microporeux ; la direction verticale ajoute des propriétés optiques tout en laissant le passage libre d'agents biologiques ayant une signature optique particulière pour leur détection.

2.3.5.2. Les cristaux photoniques planaires 1D ou 2D

Etant donnée la difficulté de réaliser des CP réellement 3D, la majeure partie des travaux se sont orientés sur le développement de structures planaires 1D et 2D (Figure 13).

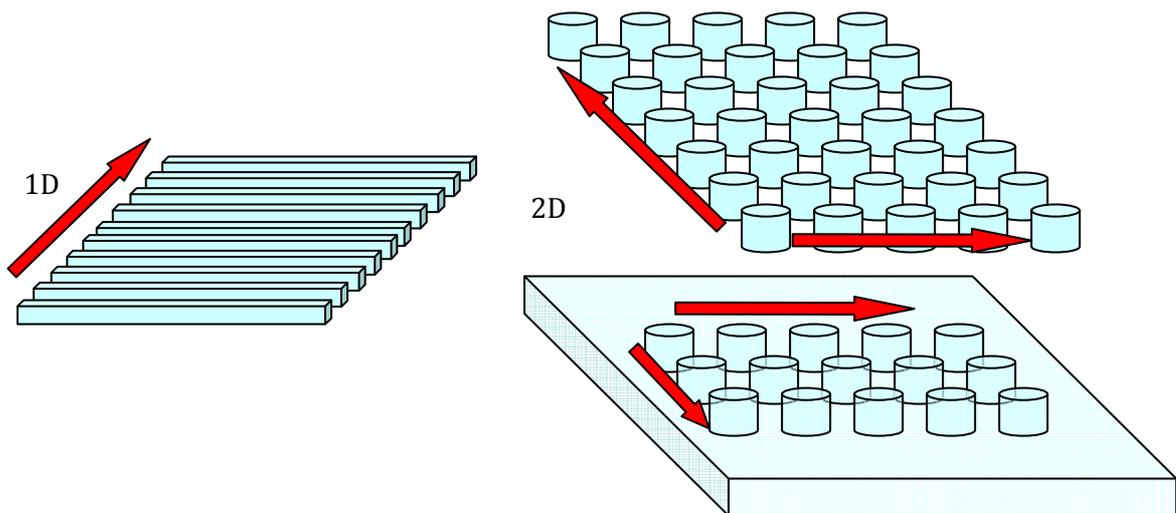


Figure 13 : schéma de cristaux photoniques diélectriques membranaires 1D (réseau de tiges) et 2D (réseau de piliers et réseau de trous gravés dans une membrane)

Il s'agit de réseaux mono ou bidimensionnels (par exemple des réseaux de fentes ou de trous), réalisés au sein d'un empilement de couche jouant le rôle d'un guide d'onde planaire. D'une part, leur fabrication est plus facile que les CP 3D : il est possible d'exploiter les procédés technologiques initialement développés pour la microélectronique et l'optoélectronique, mais on peut aussi mettre à profit la possibilité d'associer des matériaux « passifs » (silicium, silice) et des matériaux « actifs » (semiconducteurs III-V contenant des boîtes ou des puits quantiques). D'autre part, ces CP planaires sont propices à une véritable intégration photonique, ce qui permet leur association avec des

composants photoniques plus classiques comme des guides d'onde réfractifs, des photodétecteurs, etc. Dans toute **la suite de ce travail, nous nous focaliserons sur ces CP planaires.**

Nous allons décrire rapidement les propriétés de ces structures. Les CP 2D peuvent se présenter sous la forme d'un réseau périodique de trous d'air gravés dans une couche semi-conductrice (ou plusieurs). La symétrie hexagonale est souvent choisie car elle permet d'obtenir une bande interdite photonique dans toutes les directions du plan. Pour les CP planaires, on exploite la capacité de la lumière à être confinée verticalement du fait du contraste d'indice, et latéralement par les propriétés du cristal photonique. A l'image du guide d'onde, il existe une ligne de lumière indiquant la possibilité aux photons d'être soit parfaitement guidés dans la membrane soit d'être guidés avec des pertes (couplage au continuum des modes radiatifs). Pour réaliser un **fort confinement vertical, le guide d'onde plan peut être une membrane semi-conductrice suspendue dans l'air.** Le fort contraste d'indice permet d'utiliser des membranes très fines, ce qui autorise l'utilisation de procédés de gravure simples. C'est d'ailleurs avec cette solution qu'ont été obtenues les meilleures performances. En revanche, ces structures membranaires sont pénalisées par des effets accrus d'échauffement thermique, et la mise en œuvre d'une excitation électrique y est plus délicate.

Deux concepts de confinement latéral

La microcavité optique est l'un des éléments de base pour les composants optiques, passifs ou actifs (filtres, lasers, commutateurs,...). L'intérêt majeur des microcavités à CP est qu'elles peuvent être monomodes et présenter de très petits volumes de mode comparées aux autres types de microcavités.

Sur la Figure 14 suivante on présente le diagramme de bandes des modes TE (polarisation du champ électrique dans le plan de périodicité) d'un CP 2D de symétrie graphite. Il s'agit d'un CP de trous d'air gravés dans une membrane de semi-conducteur GaAs.

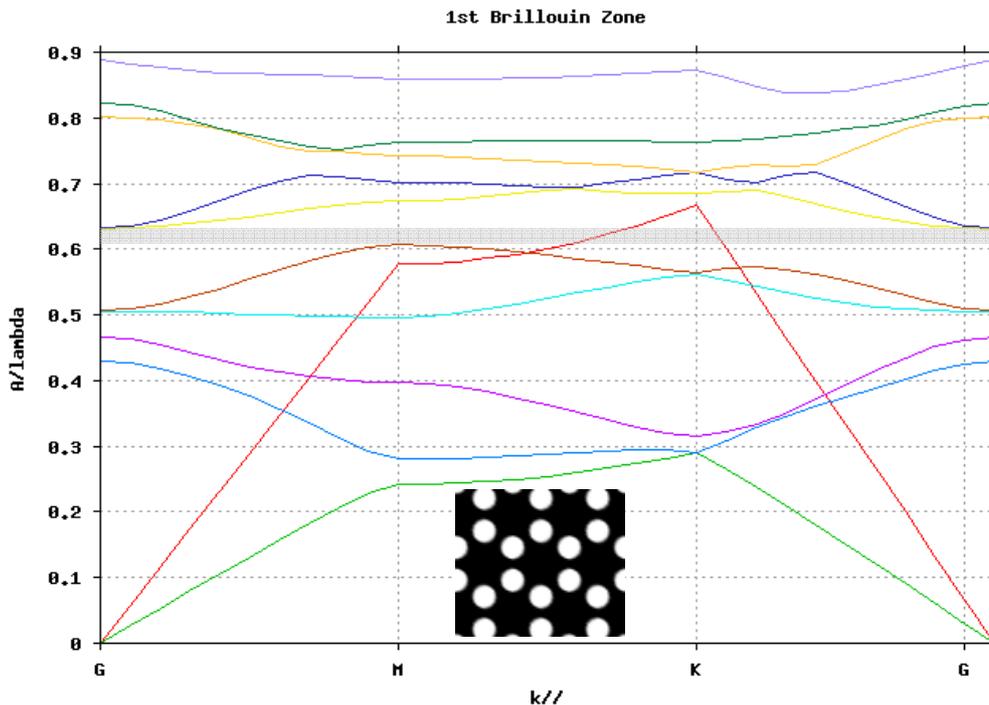


Figure 14 : diagramme de bande de la structure graphite de trous d'air gravés dans une membrane diélectrique, d'indice optique 3,5.

Chaque courbe représente un mode de Bloch du CP, dont on peut extraire la vitesse de groupe en prenant la pente en un point d'une bande : par exemple sur les extrema on aura des vitesses de groupe nulles dont on pourra se servir pour maintenir longtemps les photons dans un espace latéralement confiné. La ligne rouge représente la ligne de lumière qui nous permet de distinguer deux régions:

- celle située en dessous de la ligne de lumière : les modes guidés dans la membrane sans pertes par couplage au continuum de modes rayonnés ;
- celle située au dessus : les modes guidés susceptibles de se coupler aux modes radiatifs. La bande interdite représentée par la zone grisée.

De ces informations, on peut tirer plusieurs comportements de la lumière dans le cristal photonique. Pour confiner la lumière latéralement, on peut donc se servir :

- des **modes dits « de défauts »** pouvant être piégés dans un **gap photonique** (PBG : photonique bande gap). En créant un défaut dans la structure de trous : par exemple en changeant le diamètre de quelques trous, en ajoutant ou supprimant des trous, on confine dans le plan de la membrane.
- Des **modes dits « de bords de bandes »** (PBE : photonic band edge). Ce sont les modes dont la bande dans le diagramme de dispersion présente un extremum (courbure positive ou négative). Pour de faibles courbures de bandes, ils peuvent présenter une vitesse

de groupe faible. Ce sont des modes dont on peut **sélectionner la direction d'émission** (cf chapitre suivant).

Rappelons que pour réaliser une SPU, il est nécessaire de disposer d'un mode optique dans lequel une BQ peut émettre. L'émission de ce mode doit être la plus directive possible afin d'améliorer la collection de photons. Le facteur Q/V doit être aussi élevé que possible, et la BQ ne doit se coupler qu'à un seul mode résonant.

Dans le cas d'une cavité à modes de défauts, on peut obtenir un très bon confinement latéral du mode. Mais ce fort confinement spatial se traduit en général par un diagramme de rayonnement très peu directif.

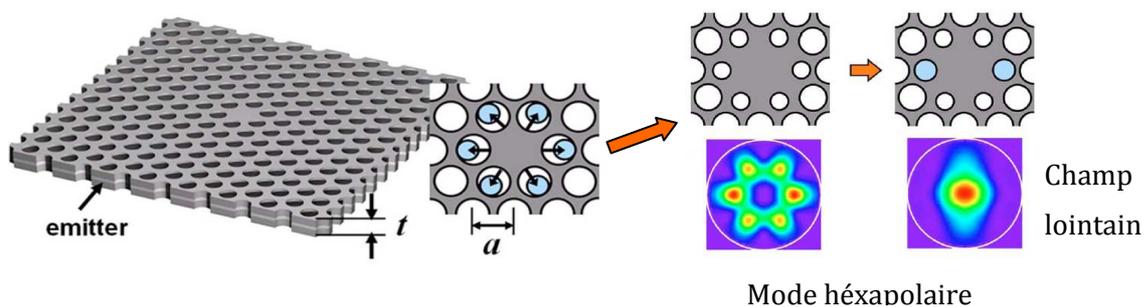


Figure 15: représentation schématique d'un cristal photonique à cavité à mode de défauts dans la bande interdite photonique de la structure triangulaire [50].

Pour contrôler la directivité des pertes hors membrane, l'équipe de H.Y. Lee [50], a proposé plusieurs solutions permettant d'avoir une meilleure collection de la lumière tout en augmentant le facteur de qualité du mode en question $Q \sim 10^5$ et en gardant un volume modal de l'ordre de la longueur λ^3 . Le principe consiste à adapter la forme du mode en cavité pour que son enveloppe soit une forme gaussienne. Dans la Figure 15 précédente, on présente les différentes adaptations réalisées sur une simple cavité « H1 ». Les caractéristiques du mode hexapolaire s'en trouvent modifiées, ce qui améliore la directivité de l'émission du mode. En combinant une modification de la taille et de la forme des trous au voisinage de la cavité, l'équipe du KAIST a ainsi réussi à améliorer notablement la directivité de ce mode.

Dans le cas d'un résonateur à mode de Bloch lent, on se sert directement des propriétés de dispersion du cristal photonique pour déterminer la directivité de l'émission d'un mode. Pour des modes sous la ligne de lumière (parfaitement confinés dans la membrane), le diagramme d'émission est contrôlé par les fuites aux bords du CP lorsque celui-ci est limité latéralement [51]. Pour les modes situés au dessus de la ligne de lumière, par exemple en Γ , on peut exploiter leur capacité naturelle à se coupler vers l'espace libre, avec une directivité liée à la symétrie du mode sélectionné. A priori, et dans certaines conditions, un mode de Bloch lent possède ainsi une aptitude à l'émission directive dépendant de la valeur du vecteur d'onde dans le plan du CP. Par contre, le confinement spatial dans

le plan du CP n'est pas optimal. Pour atteindre un tel confinement spatial, il est nécessaire de recourir aux concepts d'hétérostructures photoniques, introduits récemment dans le cas des modes situés sous la ligne de lumière [52],[53], et dont la transposition vers les modes en Γ a fait l'objet de travaux récents à l'INL [54], et de mon travail de thèse.

3. Objectifs du travail de thèse et organisation du manuscrit

Dans le cadre de ce travail de thèse, nous avons exploré les **potentialités de BQ semi-conductrices épitaxiées, et localisées dans des microrésonateurs à CP 2D planaires à modes de Bloch lents situés au-dessus de la ligne de lumière.**

Les émetteurs utilisés sont des BQ auto-assemblées, en général InAs/GaAs, et dans quelques cas particuliers InAs/InP. On se propose de concevoir et de réaliser des microrésonateurs à CP utilisant un mode de Bloch lent situé au centre (c'est-à-dire au point en Γ) de la 1^{ère} zone de Brillouin. **L'objectif est de contrôler le couplage avec les modes radiatifs pour obtenir la meilleure directivité possible, un fort facteur de qualité et un confinement spatial** de la lumière à l'échelle de la longueur d'onde.

Dans le chapitre 2, nous rappellerons les fondements théoriques des CP, et nous verrons plus précisément comment exploiter de telles structures pour confiner la lumière dans un mode optique, dont on peut contrôler le diagramme d'émission.

Dans le chapitre 3, nous présenterons ensuite la méthodologie du calcul numérique permettant d'effectuer le design et l'optimisation de la structure à CP, et à simuler le facteur de Purcell. Nous proposerons et discuterons enfin plusieurs designs.

Dans le chapitre 4, nous présenterons les différentes étapes technologiques qui permettent la réalisation des structures à CP en GaAs. Nous décrirons ensuite les principaux développements technologiques effectués dans le cadre de ce travail, et nous mettrons en évidence les différents verrous technologiques.

Dans le chapitre 5, nous présenterons un premier résultat de caractérisation de BQ unique InAs/InP localisée dans un CP à mode de Bloch lent en Γ , opérant à $1.55\mu\text{m}$.

Références bibliographiques (Chap. 1)

[1] P. W. Shor, Proceedings of the 35th annual Symposium on the foundations of computer science, p. 124 (IEEE Computer Society Press, Los Alamitos, California, 1994).

[2] Lov K. Grover, "A fast quantum mechanical algorithm for database search". In Proceedings of 28th Annual ACM Symposium on Theory of Computing (STOC), pages 212-219, May 1996. quant-ph/9605043.

[3] A. Muller, H. Zbinden & N. Gisin, "Quantum cryptography over 23 km in installed under-lake telecom fiber", Europhysics Lett. 33, 335 (1996).

[4] R. Ursin, F. Tiefenbacher, T. Schmitt-Manderbach, H. Weier, T. Scheidl, M. Lindenthal, B. Blauensteiner, T. Jennewein, J. Perdigues, P. Trojek, B. Oemer, M. Fuerst, M. Meyenburg, J. Rarity, Z. Sodnik, C. Barbieri, H. Weinfurter, A. Zeilinger, "Free-Space distribution of entanglement and single photons over 144 km", arXiv:quant-ph/0607182v2, (Submitted on 26 Jul 2006 (v1), last revised 27 Jul 2006 (this version, v2)).

[5] Philippe Jorrand CNRS, Laboratoire d'informatique de Grenoble, présentation du 1er octobre 2008 Centre des Congrès WTC, Grenoble.

[6] C.H. Bennet and all: Quantum cryptography. Scientific American, pages 51-57, October 1992.

[7] Cécile Kammerer, Thèse, « Spectroscopie Optique de boîtes quantiques uniques: effets de l'environnement », Octobre 2002.

[8] Zondervan (R.), Kulzer (F.), Kol'Chenko (M.A.) et Orrit (M.), "Photobleaching of Rhodamine 6G in Poly (vinyl alcohol) at the Ensemble and Single-Molecule Levels", all 3 versions J. Phys. Chem. A, 2004.

[9] LOUNIS (B.) et MOERNER (W.E.), "Single photons on Demand from a Single Molecule of Room Temperature". Nature 491, 407, 2000.

[10] B. Lounis, W.E. Moerner, "Single photons on demand from a single molecule at room temperature", Nature 407 (2000) 491.

[11] Alexios Beveratos, Rosa Brouri, Thierry Gacoin, André Villing, Jean-Philippe Poizat, and Philippe Grangier, "Single Photon Quantum Cryptography", Phys. Rev. Lett. 89, 187901 (2002).

[12] Macmillan Publishers Ltd: Nature (E. Pallé et al., 459, 814), copyright 2009. <http://www.ing.iac.es/PR/press/eclipse.html>

- [13] X. Brokmann, G. Messin, P. Desbiolles, E. Giacobino, M. Dahan and J.P. Hermier, "Colloidal CdSe/ZnS quantum dots as single photon sources", *New Journal of Physics* 6, 99 (2004).
- [14] G. Messin, J.P. Hermier, E. Giacobino, P. Desbiolles, M. Dahan, "Bunching and Antibunching in the fluorescence of semiconductor nanocrystals", *Optics Letters* 26, 1891 (2001).
- [15] X. Brokmann, E. Giacobino, M. Dahan and J.P. Hermier, "Highly efficient triggered emission of single photons by colloidal CdSe/ZnS nanocrystals", *Phys. Rev. Lett.* 85, 712 (2004).
- [16] S. Berciaud, Thèse, « Détection photothermique et spectroscopie d'absorption de nano - objets individuels : nanoparticules métalliques, nanocristaux semiconducteurs, et nanotubes de carbone. », Université de Bordeaux, Décembre 2006.
- [17] M. D. Barrett, J. Chiaverini, T. Schaetz, J. Britton, W. M. Itano, J. D. Jost, E. Knill, C. Langer, D. Leibfried, R. Ozeri, et D. J. Wineland, "Deterministic quantum teleportation of atomic qubits", *Nature* 429, (2004).
- [18] M. Riebe, H. Häffner, C. F. Roos, W. Hänsel, J. Benhelm, G. P. T. Lancaster, T. W. Körber, C. Becher, F. Schmidt-Kaler, D. F. V. James, et R. Blatt, "Deterministic quantum teleportation with atoms", *Nature* 429, 734 (2004).
- [19] Gérard, J. M.; Gayral, B., "InAs quantum dots: artificial atoms for solid-state cavity-quantum electrodynamics" *Physica E*, Volume 9, Issue 1, p. 131-139.
- [20] H. Gotoh, H. Ando, H. Kamada, A. Chavez-Pirson, and J. Temmyo. "Spin relaxation of excitons in zero-dimensional InGaAs quantum disks". *Appl. Phys. Lett.*, 72: 1341, 1998.
- [21] C. Cohen-Tannoudji, J. Dupont-Roc, and G. Grynberg. « Processus d'interaction entre photons et atomes ». Editions du CNRS, 1988.
- [22] E. Knill, R. Laflamme, and G. J. Milburn. "A scheme for efficient quantum computation with linear optics". *Nature*, 409 :46, 2001.
- [23] J. Bylander, I. Robert-Philip, and I. Abram. "Interference and correlation of two independent photons", *Eur. Phys. J. D*, 22 :295, 2003.
- [24] A. Barenco, D. Deutsch, A. Ekert, and R. Jozsa. "Conditional quantum dynamics and logic gates ». *Phys. Rev. Lett.*, 74 :4083, 1995.
- [25] E. Biolatti, R. Iotti, P. Zanardi, and F. Rossi. "Quantum information processing with semiconductor macroatoms". *Phys. Rev. Lett.*, 85 :5647, 2000.
- [26] B. Gayral, Modification de l'émission spontanée de boîtes quantiques semi-conductrices dans les microcavités optiques, Thèse, Université Paris VI (2000)

- [27] P. Goy, J.M. Raimond, M. Gross, and S. Haroche, "Observation of Cavity-Enhanced Single Atom Spontaneous Emission", *Phys. Rev. Lett.* 50, 1903 (1983).
- [28] R.G. Hulet and E.S. Hilfer and D. Kleppner, "Inhibited Spontaneous Emission by a Rydberg Atom", *Phys. Rev. Lett.* 55, 2137 (1985).
- [29] Laurent (S.), Varoutsis (S.), Legratier (L.), Lemaître (A.), SAGNES (I.), Raineri (F.), Levenson (J.A.), Robert Philip (I.) et Abram (I.), "Indistinguishable single photons from a single quantum dot in two-dimensional Photonic Crystal cavity", *Appl. Phys. Lett.* 87, 163107, 2005.
- [30] Barnes (W.L.), Bjork (G.), Gerard (J.M.), Jonsson (P.), Wasey (J.), Worthing (P.) et Zwiller (V.), "Solid-state single photon sources: light collection strategies". *Eur. Phys. J. D* 18, 197, 2002.
- [31] S. Strauf, K. Hennessy, M. T. Rakher, Y. S. Choi, A. Badolato, L. C. Andreani, E. L. Hu, P. M. Petroff and D. Bouwmeester, "Self-tuned quantum dot gain in photonic crystal lasers," *Phys. Rev. Lett.*, 96(12), art. n° 127404 (2006).
- [32] D. Press, S. Gotzinger, S. Reitzenstein, C. Hofmann, A. Löffler, M. Kamp, A. Forchel and Y. Yamamoto, "Photon antibunching from a single quantum-dot-microcavity system in the strong coupling regime," *Phys. Rev. Lett.*, 98(11), art. n° 117402 (2007).
- [33] Spyros Varoutsis, « Génération de photons uniques indiscernables par une boîte quantique semi-conductrice dans une microcavité optique », 2005.
- [34] E. Moreau et al, *Appl. Phys. Lett.* 79, 2865 (2001).
- [35] M. Pelton et al, *PRL* 89, 233602 (2002) ;
- [36] E. Moreau et al, *Physica E* 13, 418 (2002).
- [37] BARNES (W.L.), BJORK (G.), GERARD (J.M.), JONSSON (P.), WASEY (J.), WORTHING (P.) et ZWILLER (V.). "Solid-state single photon sources: light collection strategies". *Eur. Phys. J. D* 18, 197, 2002.
- [38] Cliché Gilles Patriarche
- [39] Löffler A, Reithmaier J P, Šek G, Hofmann C, Reitzenstein S, Kamp M and Forchel A 2005 Semiconductor quantum dot microcavity pillars with high quality factors and enlarged dot dimensions *Appl. Phys. Lett.* 86 111105 .
- [40] J.M. Gérard, Y. Nowicki, R. Hahner, B. Gayral CEA /DRFMC/SP2M/Laboratoire Nanophysique et Semiconducteurs 17 rue des Martyrs, 38054 Grenoble Cedex 9, France G. Lecamp et P Lalanne Laboratoire Charles-Fabry de l'Institut d'Optique, 91403 Orsay.
- [41] Kerry Vahala , *Optical Microcavities*, 2004.

- [42] Abdullah Tulek & al. "Ultralow threshold laser action from toroidal polymer microcavity" APL 94, 203302 May 2009.
- [43] J.B. Jager, P.Noë, E.Picard, V.Calvo, E. Delamadeleine, E.Hadji, "Whispering gallery modes in Er-doped silicon-rich oxide toroidal microcavities on chip", Physica E41(2009),1127-1129.
- [44] Gayral B, Gerard J M, Lemaître A, Dupuis C, Manin L and Pelouard J L 1999 "High-Q wet-etched GaAs microdisks containing InAs quantum boxes" Appl. Phys. Lett. 75 1908
- [45] D. E. Chang, A. S. Sørensen, P. R. Hemmer and M. D. Lukin, "Quantum Optics with Surface Plasmons", PRL 97, 053002 (2006).
- [46] Alexey V. Akimov, Aryesh Mukherjee, Chun L. Yu, Darrick E. Chang, Alexanderr S. Zibrov, P. R. Hemmer, Hongkun Park and Mikhail D. Lukin, "Efficient Generation of Single Optical Plasmons in Metallic Nanowires Coupled to Quantum Dots ", accepted for publication in Nature (2007),
<http://www.people.fas.harvard.edu/~hpark/publications/PlasmonicsNature.pdf>
- [47] Yuxia Zhao 2003 The fabrication of photonic band gap materials with a two-dimensional defect APL 82 21.
- [48] http://www.tkk.fi/Units/MEC/microtechnology_group/general.html
- [49] J-M. Lourtioz et al., Photonic Crystals, Ed. Springer, 2005.
- [50] Se-Heon Kim,* Sun-Kyung Kim, and Yong-Hee Lee, "Vertical beaming of wavelength-scale photonic crystal resonators", PHYSICAL REVIEW B 73, 235117 2006.
- [51] Frederic Bordas, M. J. Steel, Christian Seassal, Adel Rahmani, "Confinement of band-edge modes in a photonic crystal slab", 20 August 2007 / Vol. 15, No. 17 / OPTICS EXPRESS 10890.
- [52] Song, Noda, et al, Nature Materials (Mar. 2005)
- [53] Frederic Bordas, M. J. Steel, Christian Seassal, Adel Rahmani, Confinement of band-edge modes in a photonic crystal slab, 20 August 2007 / Vol. 15, No. 17 / OPTICS EXPRESS 10890.
- [54] L. Ferrier, P. Rojo-Romeo, E. Drouard, X. Letartre, and P. Viktorovitch, Slow Bloch mode confinement in 2D photonic crystals for surface operating devices, 3 March 2008 / Vol. 16, No. 5 / OPTICS EXPRESS 3136.

Chapitre 2

Modes de lumière lentes dans les cristaux photoniques - Calcul et propriétés fondamentales

Introduction

Dans ce chapitre, nous allons décrire les différents outils de simulations numériques utilisés pour la conception des structures à CP2D membranaire.

La première partie de ce chapitre sera consacrée aux rappels des notions fondamentales sur les cristaux photoniques (CP) en considérant leurs comportements et les paramètres clés sur lesquels on peut jouer pour manipuler la lumière. Par la suite, nous formulerons le cahier des charges détaillé présentant le type de mode utilisé. La deuxième partie présentera plus particulièrement les outils numériques utilisés tels que la FDTD-3D (Finite Difference Time Domain) qui est une méthode numérique dans le domaine temporel et la méthode d'expansion par ondes planes (mpb2D-3D).

Notre cahier des charges en termes généraux est de confiner la lumière – dans un petit volume et le plus longtemps possible – afin d'augmenter l'interaction rayonnement-matière pour diverses applications ou expériences : effet laser (micro-nanolaser), effets QED (couplage faible, couplage fort...). Nous allons voir comment réaliser cette fonction d'augmentation de l'interaction lumière/matière à l'aide des cristaux photoniques (CP), en nous attachant à garder une insertion/extraction de la lumière la plus contrôlée possible (liée à la directivité d'émission de la lumière par le dispositif).

1. Les Cristaux Photoniques

Dans ce paragraphe, nous allons rappeler quelques propriétés de base des cristaux photoniques, puis examiner de manière plus précise les différents moyens de confiner la lumière : nous présenterons les différents types de modes utilisables sur l'exemple d'un diagramme de bandes, en présentant les diverses manières de les exploiter.

1.1. Notions fondamentales

Pour déterminer le comportement des photons dans une structure photonique telle qu'un cristal photonique, on utilise le fait que l'indice optique présente une périodicité. Ceci nous permet d'appliquer le théorème de Bloch dans un milieu diélectrique périodique sans pertes. Les photons « voient » tout simplement un potentiel qui est périodique. Et à l'image de la physique du solide, les photons peuvent être autorisés à suivre certaines directions de propagation, ou au contraire se voir interdire leur propagation dans certaines directions (bandes interdites photoniques, BIP).

Ces différentes caractéristiques sont lisibles sur le diagramme de bandes du CP que l'on obtient par la résolution des équations de Maxwell. On peut lire les énergies accessibles des photons dans l'espace réciproque : ce sont les bandes permises ; et les éventuelles BIP qui peuvent être partielles ou complètes (présentes dans toutes les directions de l'espace).

Après résolution des équations de Maxwell tout champ peut être décrit par cette forme :

$$\text{(Equ. 12)} \quad \vec{H}_{\vec{k}}(\vec{r}) = \vec{u}_{n,\vec{k}}(\vec{r}).e^{i\vec{k}.\vec{r}}$$

Ici, le champ $\vec{H}_{\vec{k}}(\vec{r})$ est le champ magnétique ayant 3 composantes dépendant chacun des $\vec{u}_{n,\vec{k}}(\vec{r})$ qui ont les mêmes propriétés de périodicité et de symétrie que la fonction diélectrique $\epsilon(\vec{r})$ et de la phase $e^{i\vec{k}.\vec{r}}$. On voit que le comportement des photons est donné par une enveloppe périodique multipliée par une onde plane. L'ensemble des fonctions solutions sont les modes de Bloch associés aux valeurs propres $\omega_n(\vec{k})$ qui sont reportées dans le diagramme de bandes, dans la 1^{ère} zone de Brillouin irréductible.

Dans ce travail, nous utilisons des CP 2D membranaire dans lesquels le confinement vertical est assuré par le saut d'indice entre le matériau de la membrane (semiconducteur) et le milieu environnant (air). Plus spécifiquement, on choisit d'utiliser une épaisseur de membrane (suspendue dans l'air) ne supportant qu'un seul mode guidé qui sera le mode fondamental dans la gamme de longueur utilisée. Puisque l'on cherche à faire interagir les modes du CP avec des émetteurs tels que des boîtes quantiques III-V, seule la polarisation TE sera considérée. Les composantes du champ électrique sont donc parallèles au plan de la membrane, et présentent un ventre de champ dans le plan médian de la membrane.

En choisissant un matériau à fort indice de réfraction pour la membrane à CP, nous pouvons accéder à un fort contraste d'indice avec le milieu environnant (l'air, la silice). Cela nous permet d'obtenir des membranes d'épaisseur de quelques centaines de nm pour un

fonctionnement monomode. Cela a l'avantage de réduire les contraintes de technologies de fabrication par exemple au niveau du transfert du motif du CP dans la membrane.

Ainsi, avec un cristal photonique membranaire on peut assurer un confinement vertical et latéral du mode: on peut contrôler la lumière dans les « trois directions » de l'espace, même si elles ne sont pas équivalentes en termes de propriétés physiques. On cherche à ce que le mode de Bloch puisse "interagir" avec l'extérieur. Nous allons donc examiner dans la suite quelles sont, à partir de l'étude de la structure de bandes, les différentes stratégies de confinement de la lumière dans un cristal photonique 2D membranaire et les moyens de communication de la lumière vers l'extérieur du dispositif.

1.2. Typologie des modes dans un cristal photonique

Après avoir décrit brièvement quelques propriétés de base de cristaux photoniques, nous allons présenter sur un exemple de diagramme de bandes les différentes particularités de leurs modes propres.

1.2.1. Présentation de la structure de bande du CP étudié

Sur la Figure 16, on donne le diagramme de bandes d'un réseau 2D de maille graphite de trous d'air dans une membrane de GaAs ($n=3.49$). Le facteur de remplissage des trous d'air est de 38%. Nous avons reporté sur cette figure les diverses propriétés générales de dispersion de la lumière des cristaux photoniques. Nous allons exploiter les caractéristiques permettant le confinement de la lumière dans le plan de la périodicité de la structure. Comme le CP est membranaire, le diagramme de bande présente un élément spécifique lié à la hauteur finie : la ligne de lumière (en rouge).

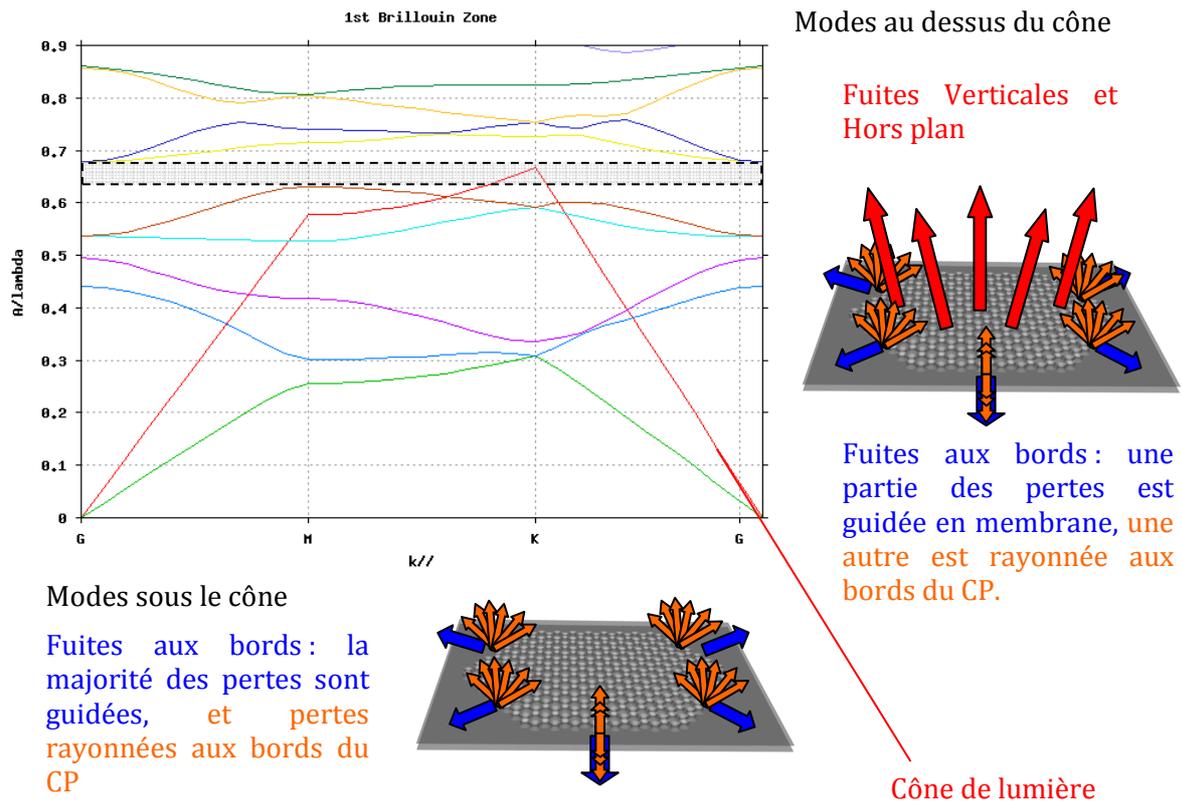


Figure 16 : Structure de bandes en polarisation TE d'un cristal photonique 2D membranaire constitué d'un réseau graphite de trous d'air dans une membrane d'Arséniure de Gallium. Le facteur de remplissage d'air est de 38% et l'épaisseur de membrane est de 130nm. On présente les modes sous et au dessus du cône de lumière.

Lors de la propagation d'un mode sous la ligne de lumière, celui-ci reste parfaitement guidé dans le CP jusqu'aux frontières du CP (interfaces CP / membrane non structurée) où une partie du mode subit des pertes rayonnées (représentées en orange sur la Figure 16), et une autre partie est guidée dans la membrane non structurée (représentées en bleu sur la Figure 16).

Lors de la propagation d'un mode au dessus du cône de lumière, celui-ci a le même type de pertes aux frontières du CP et a une propriété supplémentaire : le mode peut se coupler directement avec le continuum d'états de modes rayonnés.

1.2.2. Mode de défauts dans une BIP

En grisé (Figure 16), nous avons reporté la bande interdite photonique complète (dans toutes les directions). Cette bande interdite peut être exploitée pour piéger la lumière dans un défaut localisé d'un cristal photonique parfait. Cela a pour effet de créer des niveaux d'énergie

discrets supplémentaires dans la structure de bandes. Les modes ainsi créés concentrent leur énergie dans le défaut, pourvu que celle-ci soit située dans la bande interdite. Le cristal photonique environnant joue le rôle d'un miroir pour les photons situés au cœur de la cavité. Les défauts ou cavités les plus répandus sont créés en omettant ou en dilatant un trou ou un pilier dans un cristal photonique membranaire parfait. Par exemple, dans une maille triangulaire de trous, les cavités nommées H_n sont réalisées en omettant $3n(n-1)+1$ trous. Ce type de cavité a déjà été largement étudié et a fait l'objet de plusieurs travaux au sein de l'INL démontrant l'effet laser dans une membrane de Phosphore d'Indium - InP - incluant des plans de boîtes quantiques [55][56][57].

Ces dernières années, l'ingénierie de modes de défauts consistant à modifier les contours de la cavité (période, facteur de remplissage) a fait d'énormes progrès. Le but est d'obtenir de très forts facteurs de qualité tout en gardant un faible volume modal. Le mode de défaut étant localisé dans l'espace réel, il se trouve délocalisé dans l'espace des vecteurs d'onde appartenant au plan de périodicité ($k_{//}$). Le mode de défaut présente donc un large panel de vecteurs d'onde k à sa disposition, qu'il soit situé au dessous ou au dessus du cône de lumière. La modification des contours de la cavité à mode de défaut permet de limiter les composantes du mode au dessus du cône de lumière, réduisant ainsi les fuites dans la direction verticale. Cette étude, ne peut être réalisée qu'a posteriori et le meilleur facteur de qualité est généralement obtenu à la suite d'une étude minutieuse de tous les paramètres géométriques de la cavité [58][59]. Le but est de confiner les photons dans la cavité de la manière la plus douce possible en limitant les composantes au dessus du cône de lumière et les pertes diffractées à l'interface entre la cavité et les miroirs [60].

Ces dernières années des facteurs de qualité de plusieurs millions ont été obtenus par simulation. Et plus récemment, des facteurs de qualité expérimentaux de près de 1 million ont été mesurés sur une cavité réalisée dans un cristal photonique membranaire à réseau triangulaire en omettant une rangée de trous et en modifiant les bords du guide d'onde ainsi créé [61].

1.2.3. Modes de Bloch et confinement

Il est aussi possible de confiner la lumière dans un cristal photonique en exploitant les modes de Bloch situés aux points de haute symétrie dans l'espace réciproque. Il s'agit de ralentir la vitesse des photons dans le plan du cristal photonique membranaire, donc de concentrer fortement l'énergie électromagnétique. Ce "confinement" latéral est obtenu par la faible vitesse

de groupe moyenne des photons au voisinage des points de haute symétrie. Ces modes de Bloch dits « lents » ont une vitesse de groupe qui s'annule exactement aux points exacts de haute symétrie du cristal (Γ , M et K dans la Figure 16 précédente).

Dans un cristal photonique infini, les modes de Bloch présentent une extension infinie (dans l'espace réel) et une localisation parfaite dans l'espace réciproque. Dans un cristal photonique de taille latérale finie l'extension du mode devient finie. Le mode n'est donc plus localisé sur un point dans l'espace réciproque mais présente une extension Δk .

Nous allons détailler les deux types de modes de Bloch qui peuvent être exploités: ceux qui sont situés sous le cône de lumière, et ceux qui sont situés au dessus de la ligne de lumière.

1.2.3.1. Modes de Bloch situés au dessous de la ligne de lumière

Les modes situés sous le cône de lumière ont la propriété principale d'être parfaitement guidés dans la membrane. Ainsi, ils ne subissent pas de pertes vers l'espace libre. Par ailleurs, leur faible vitesse de groupe leur permet un fort confinement dans le cristal photonique et donc une interaction lumière-matière optimale. Grâce à ce type de mode, des microlasers ont pu être réalisés présentant un très faible seuil [62][63].

L'émission de ce type de mode se fait dans le plan de la membrane puisqu'ils sont situés sous la ligne de lumière. Cela peut amener à des difficultés lorsque l'on veut une communication avec l'extérieur [64].

1.2.3.2. Modes de Bloch situés au dessus de la ligne de lumière

Parmi les modes de Bloch accessibles, nous nous intéressons ici à ceux qui peuvent être émis hors membrane. Les modes de Bloch situés au dessus du cône de lumière permettent de concevoir des dispositifs adressables par la surface [65]. Nous nous focaliserons donc plus particulièrement aux modes situés sur le point Γ sur le diagramme de dispersion.

Sous certaines conditions, ces modes de « fuites » subissent des pertes verticales et sont souvent considérés comme néfastes aux performances des dispositifs (par exemple par diminution du facteur de qualité du mode). Toutefois, dans notre cas, nous allons nous servir de cette capacité d'émission hors plan pour coupler le champ électromagnétique incident dans le cristal photonique ou inversement extraire le signal émis au sein de la structure.

De manière générale, ces modes sont donc caractérisés par une durée de vie limitée dans le cristal photonique et subissent des pertes dans la direction verticale au cours de leur

propagation dans le cristal photonique planaire. Il faut donc contrôler le taux de couplage entre le mode de Bloch et les modes rayonnés.

Le taux de couplage entre le mode de Bloch et les modes rayonnés est conditionné par les symétries du champ du mode de Bloch dans le cristal photonique [cf *Annexe B p.207*]. Pour avoir le couplage entre une onde plane en incidence normale sur le cristal photonique et un mode de Bloch situé au dessus du cône de lumière, l'intégrale de recouvrement entre les deux champs électromagnétiques (pondérée par la distribution de la constante diélectrique du cristal photonique) doit être non nulle. Les symétries du champ dépendent de la maille utilisée et du mode considéré. On distinguera deux types de modes de Bloch au dessus du cône de lumière situés en Γ sur la courbe de dispersion :

- les modes de Bloch à fortes résonances dans la membrane, c'est-à-dire faiblement couplés aux modes rayonnés. Le faible taux de couplage leur est donné par la symétrie du mode dans le cristal photonique ce qui confère au mode la possibilité d'avoir une grande durée de vie dans la membrane [66]. De tels modes de Bloch sont utilisés pour la réalisation de dispositifs nécessitant de forts facteurs de qualité. Des lasers à émission verticale fondés sur la symétrie d'un cristal photonique de trous d'air arrangés sur une maille graphite transféré dans une membrane d'InP incluant des plans de puits quantiques [67].

Lorsque l'on modifie les frontières du cristal photonique (interface CP/membrane), le confinement latéral du mode peut être significativement amélioré. Nous verrons de plus que son diagramme d'émission dépend fortement de la taille du dispositif, des propriétés intrinsèques du mode de Bloch et de la répartition du champ dans la structure.

- les modes de Bloch faiblement résonants dans la membrane qui peuvent être très fortement couplés aux modes rayonnés. Ces modes de Bloch possèdent un fort taux de couplage avec les modes rayonnés [68]. Ce type de mode présente des caractéristiques très différentes des précédents, et peut aussi être utilisé pour la réalisation de composants pour la photonique intégrée. Dans ce cas, les pertes optiques sont très importantes dans la direction verticale ce qui entraîne une durée de vie très faible des photons dans la membrane. Ces modes de Bloch sont mis à profit pour la réalisation de miroirs large bande [69][70]. On peut atteindre de très grandes efficacités de réflexion sur des très larges gammes de longueurs d'onde (>250nm). On peut ainsi réaliser des cavités verticales compactes et à fort facteur de qualité.

1.2.4. 1.3 Choix d'une configuration

Dans cette étude, nous nous sommes focalisés sur les cristaux photoniques membranaires utilisant un réseau de trous d'air percés dans une membrane de matériau semi-conducteur. Ce type de dispositif membranaire a été très étudié car il peut être suspendu dans l'air afin d'assurer un fort confinement vertical dû à un très fort contraste d'indice entre le matériau et l'air.

Pour être en accord avec notre cahier des charges – réalisation d'un composant à émission par la surface- nous avons choisi d'utiliser un mode au dessus de la ligne de lumière, spectralement isolé. Ce mode a naturellement la possibilité de se coupler hors du plan (cela sous certaines conditions en gamma que nous verrons dans la suite). Il s'agira d'optimiser le CP afin:

- d'avoir un mode adressable par la surface avec les meilleures insertion-collection donc en améliorant sa directivité (cela est nécessaire pour diriger le signal dans une fibre optique ou dans un autre système de collection).

- d'améliorer la localisation du mode d'intérêt pour obtenir un bon rapport Q/V_{eff} . En effet, en utilisant le concept d'hétérostructure photonique il est possible de localiser le mode d'intérêt sur des distances de l'ordre du micron. On peut ainsi réduire le volume modal par rapport à un CP la taille latérale finie ayant plusieurs dizaines de microns de large.

- d'améliorer la dynamique du mode. Pour ce faire, nous verrons que la présence d'un miroir de Bragg placé à une distance judicieusement choisie permet d'améliorer le facteur de qualité du mode.

Sur la Figure 17 suivante, nous présentons le dispositif souhaité :

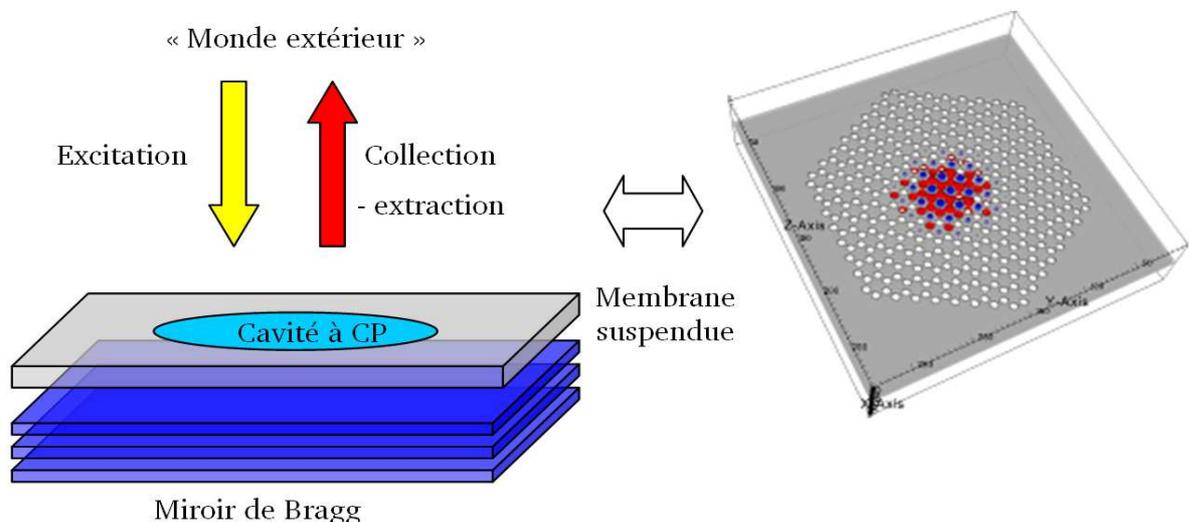


Figure 17 : à gauche : représentation schématique de la structure photonique étudiée ; à droite : cavité à cristal photonique, avec un mode confiné.

On choisit de travailler avec un cristal photonique 2D membranaire de trous d'air gravés dans une membrane du matériau d'Arséniure de Gallium ($n=3,49$). La cavité à CP est conçue pour une émission autour de 915nm correspondant à l'émission d'un milieu à gain (1 plan de boîtes quantiques InAs) dans le plan médian de la membrane. L'épaisseur de membrane est choisie comme $\lambda/2n \sim 130\text{nm}$ pour assurer un comportement monomode vertical (mode fondamental de longueur d'onde de 915nm).

La cavité utilise le principe d'hétérostructure photonique : il s'agit de faire varier localement soit le paramètre de maille du CP soit le rayon des trous en tenant compte des caractéristiques du mode que l'on souhaite utilisé.

2. Outils de simulations numériques

Dans cette partie, nous décrirons dans un premier temps les outils numériques de bases (FDTD3D et MPB) ayant servi à l'étude des structures qui nous intéressent. Dans un deuxième temps, nous expliciterons deux méthodes permettant de déterminer le facteur de Purcell dans les structures photoniques en examinant leurs avantages et inconvénients. Dans un troisième temps, le principe du calcul du diagramme de rayonnement sera étudié.

Généralités : Calcul numérique

Depuis ces deux dernières décennies, la conception numérique a permis d'imaginer de nouveaux systèmes optiques de plus en plus complexes et dont les dimensions sont de l'ordre de la longueur d'onde à plusieurs dizaines de longueurs d'onde. L'étude de ces systèmes nécessite l'utilisation d'outils puissants de calcul (grande capacité mémoire, processeurs puissants,...) afin de calculer la distribution du champ électromagnétique à une échelle sub-lambda.

On peut distinguer deux grandes familles d'algorithmes de simulation électromagnétique. Les algorithmes simulant l'évolution dans le temps du champ électromagnétique et des algorithmes basés sur une approche modale ou spectrale. Chacun de ces algorithmes a ses propres avantages et inconvénients. Le choix de l'algorithme dépend donc du type de simulation souhaité.

Les différentes méthodes de simulations de systèmes nanophotoniques sont référencées sur plusieurs sites web [71].

Dans ce travail de thèse, nous adapterons les outils de simulations pour concevoir les dispositifs à base de CP et parallèlement appréhender leurs comportements.

2.1. Méthode des ondes planes pour le calcul des diagrammes de bandes des CP

Cette méthode s'appuie sur la "décomposition en ondes planes". Elle ne peut être appliquée que sur des dispositifs présentant une structuration périodique de l'indice de réfraction dans l'espace. Il s'agit de décomposer le champ voyant la structuration périodique, sur une base d'ondes planes grâce au théorème de Bloch. La résolution des équations de Maxwell se simplifie en un problème de diagonalisation de matrices et l'on pourra donc connaître la structure de bandes du milieu périodique ainsi que la distribution spatiale du champ associé à chaque bande.

On peut calculer ainsi les diagrammes de dispersion des cristaux photoniques 1D, 2D ou 3D. Dans notre cas, on adaptera le programme de calcul pour des CP 2D membranaires qui présentent une structuration latérale infinie. Dans le cadre de cette thèse, le programme utilisé est celui développé par le MIT [71].

La première étape pour concevoir un CP est d'analyser son diagramme de bandes. Cela nous permet de déterminer les caractéristiques des modes, par exemple :

- la position spectrale des modes.
- la présence de bandes interdites.
- la courbure de bande des modes de Bloch.
- les cartographies de champs (répartition spatiale des différentes composantes de champs au besoin et suivant la géométrie étudiée : E_x , E_y , E_z , H_x , H_y , H_z).

2.1.1. MPB3D

Initialement, MPB3D permet d'accéder à des diagrammes de bande de CP3D. Dans notre cas, nous adaptons le code de calcul pour bénéficier des 3 directions de l'espace afin d'obtenir le diagramme de bande d'un CP2D membranaire en 3D. Malheureusement, cela implique la périodisation de la cellule élémentaire dans la direction verticale, donc aussi la périodisation de la membrane.

L'inconvénient de cette périodisation est qu'elle entraîne l'apparition de modes Fabry-Pérot qui perturbent les résultats et parasitent les diagrammes de bandes : par exemple quand les membranes sont placées trop proches les unes des autres il apparaît des décalages des modes dus à leur interaction. Par ailleurs, plus les membranes sont éloignées plus de modes Fabry-Perrot apparaissent et parasitent le diagramme de dispersion. Toutefois il est possible de repérer les modes d'intérêts. Ce calcul nous permet donc de déterminer seulement qualitativement l'ensemble des caractéristiques du CP citées précédemment.

2.1.2. MPB2D

Pour palier les inconvénients de MPB3D, nous avons utilisé l'approximation de l'indice effectif pour déterminer le diagramme de bandes en utilisant MPB dans sa version 2D.

Il s'agit de considérer le mode guidé dans une membrane, donc voyant un certain indice effectif dû à la structuration verticale de la membrane (air / matériau / air). Cette géométrie est similaire à un guide d'onde plan.

Pour calculer l'indice effectif nous considérons la membrane non structurée d'indice optique du GaAs ($n=3.5$) entourée d'air. Son épaisseur est choisie comme supportant le mode fondamental pour les modes TE et pour une longueur d'onde d'intérêt de $\lambda=915\text{nm}$. Ainsi, pour une épaisseur de $e=\lambda/(2n)=130\text{nm}$, on trouve : $n_{eff}=2.89$. Par suite, on se sert de cette valeur d'indice effectif pour calculer le diagramme de bande de la structure en utilisant un calcul purement 2D.

2.1.3. Conclusion sur MPB

Nous pouvons utiliser la méthode d'expansion par ondes planes (PWE Plane Wave Expansion), développée par le MIT [71] pour déterminer le diagramme de bande du cristal photonique. Cette méthode dans le domaine des fréquences permet l'extraction des champs et de fréquences par une diagonalisation directe. Cette méthode puissante constitue la première étape nécessaire dans la connaissance des caractéristiques du dispositif.

2.2. Méthodes temporelles : FDTD

La méthode de calcul numérique FDTD (Finite Domain Time Différence) est l'une des méthodes les plus utilisées en électromagnétisme. Yee en a proposé en 1966 le premier algorithme de calcul [72].

L'algorithme de FDTD est basé sur les différences finies : on discrétise spatialement et temporellement les équations de Maxwell, et on substitue aux dérivées partielles des dérivées différentielles. Le défaut majeur comparé aux méthodes modales réside dans le temps de calcul élevé d'une simulation et la grande capacité mémoire nécessaire qui peut devenir rédhibitoire pour des calculs de dispositifs utilisant des métaux, ou des dispositifs à architectures complexes.

A l'origine, la FDTD a été utilisée dans le domaine militaire pour la simulation de radars, d'antennes, l'étude de micro-systèmes électriques ...

2.2.1. FDTD 3D

Le logiciel « tessa » développé au sein du Laboratoire est en accès libre (licence libre GNU, [73]). Il nous permet d'effectuer des simulations FDTD3D :

- avec une propagation de faisceaux mono ou polychromatique,
- d'accéder aux états stationnaires et transitoires du système,
- d'utiliser un maillage adaptatif ou non,
- de réaliser le calcul sur des structures de tailles latérales finies utilisant des conditions aux limites absorbantes de la cellule de calcul, de type PML (Perfectly Matched Layer) [74].
- d'ajuster les paramètres de discrétisation spatiale et temporelle pour améliorer la précision du calcul : facteur de qualité (augmentation du nombre d'itérations pour sa détermination), répartition spatiale du champ électromagnétique dans la structure....
- la source d'excitation peut être un dipôle ou une source gaussienne définie spatialement. Cette source peut être émise en continu à une longueur d'onde donnée ou être limitée dans le temps et comportant une large gamme de longueurs d'onde.

Le logiciel « tessa » a été conçu afin de limiter le temps de calcul, en le rendant parallélisable. Ainsi, nous pouvons l'utiliser pour tout type de structure avec tout type de géométrie pour déterminer:

- La position spectrale des modes d'une structure de dimensions latérales finies.
- La durée de vie des photons.
- La répartition spatiale du champ électromagnétique (réel et complexe) d'un mode de la structure, puis par post traitement, son diagramme de rayonnement.

- Le flux du vecteur de Poynting à travers un plan choisi.

2.2.2. Méthode calcul du Facteur de Purcell F_p par le rapport Q/V

Pour déterminer le facteur de Purcell, on utilise la formule introduite dans le chapitre 1 :

$$(Equ. 13) \quad F_p = \frac{3}{4\pi^2} \frac{Q}{V_{eff}} \left(\frac{\lambda}{n} \right)^3$$

Il s'agit donc de connaître le facteur de qualité du mode d'intérêt ainsi que son volume modal (V_{eff} ou V_m).

2.2.2.1. Principe du calcul

Nous allons expliquer la manière déterminer les caractéristiques spectrales du cristal photonique dont on peut extraire le facteur de qualité du mode. Pour cela, on place un dipôle exciteur dans le plan médian de la membrane (excitation du mode fondamental de la membrane). Ce dipôle doit respecter plusieurs conditions :

- Il faut éviter de le placer sur des points et directions de hautes symétries afin que le dipôle ne soit pas sur un nœud de champ des différents modes.
- Il doit avoir une polarisation aléatoire dans le plan médian permettant d'exciter les modes TE du CP.
- Il émet un pulse temporel gaussien afin d'obtenir un spectre relativement large de la structure.

On dispose plusieurs détecteurs judicieusement placés afin d'éviter les nœuds de champs dans le CP, qui enregistrent les valeurs du champ en fonction du temps, et pour déterminer les facteurs de qualités des modes, on utilise l'outil de calcul « harminv » développé par le MIT [75] : il s'agit d'appliquer une inversion harmonique sur les sorties temporelles des détecteurs pour déterminer avec précision le facteur de qualité (Q) des différents modes présents dans la structure.

Puis, on détermine le volume modal (V_m) par un post-traitement des cartographies de champ $E_x E_y$ ³ du mode de Bloch. On excite la structure par une onde gaussienne très fine ⁴

³ Le mode étant TE, on considère seulement pour le calcul de l'intensité les composantes E_x et E_y qui sont dans le plan de la membrane. E_z est négligeable.

correspondant au facteur de qualité du mode : ce qui assure que seul le mode d'intérêt est présent dans la structure à CP. Le V_m est calculé par intégration de l'intensité du mode sur toute la cellule de calcul. Par suite, on peut calculer le facteur de Purcell.

2.2.2.2. Méthode de calcul : exemple

Dans le principe présenté précédemment, on réalise le calcul à un instant donné i.e. à une itération particulière de la simulation FDTD. Or, cela peut conduire à faire des erreurs sur la valeur numérique du volume modal. En effet, le mode de Bloch a une dépendance temporelle en $\cos(\omega t)$. On s'attend donc à avoir un comportement périodique du mode en cavité en fonction du temps, i.e. un battement du mode dans la cavité. Nous allons voir que si la partie temporelle en $\cos(\omega t)$ se rapproche de zéro à un instant donné, le calcul du volume modal à partir d'une cartographie de champ à cet instant peut amener à commettre des erreurs de quelques unités sur le calcul du facteur de Purcell.

Sur la figure suivante (Figure 18) on représente l'évolution du volume modal (accompagné de cartographies d'intensité de champ en différents instant) en fonction du temps pour plusieurs itérations sur une période optique, après extinction du dipôle.

⁴ Le champ électrique d'une impulsion optique gaussienne peut être décrite dans le domaine temporel ou dans le domaine fréquentiel via la transformée de Fourier par :

$$E(\omega) = \int_{-\infty}^{+\infty} e^{-i\omega t} E(t) dt \text{ avec } E(t) = e^{-2\ln(2)[(t-t_0)/(H)]^2} \sin(\omega t + \phi), H \text{ la largeur à mi hauteur. Pour un}$$

pulse gaussien très fin dans le domaine fréquentiel, le dipôle a une excitation de forme gaussienne très longue dans le domaine temporel. Ainsi, pour calculer le volume modal, il faut attendre l'extinction du dipôle excitateur, i.e. que le pulse temporel ait son amplitude négligeable vis-à-vis du champ du mode. De la sorte, on ne considère que le mode présent. Si le dipôle n'est pas négligeable, le calcul du volume modal prendra en compte la contribution du champ émis par le dipôle, ce qu'on ne souhaite pas.

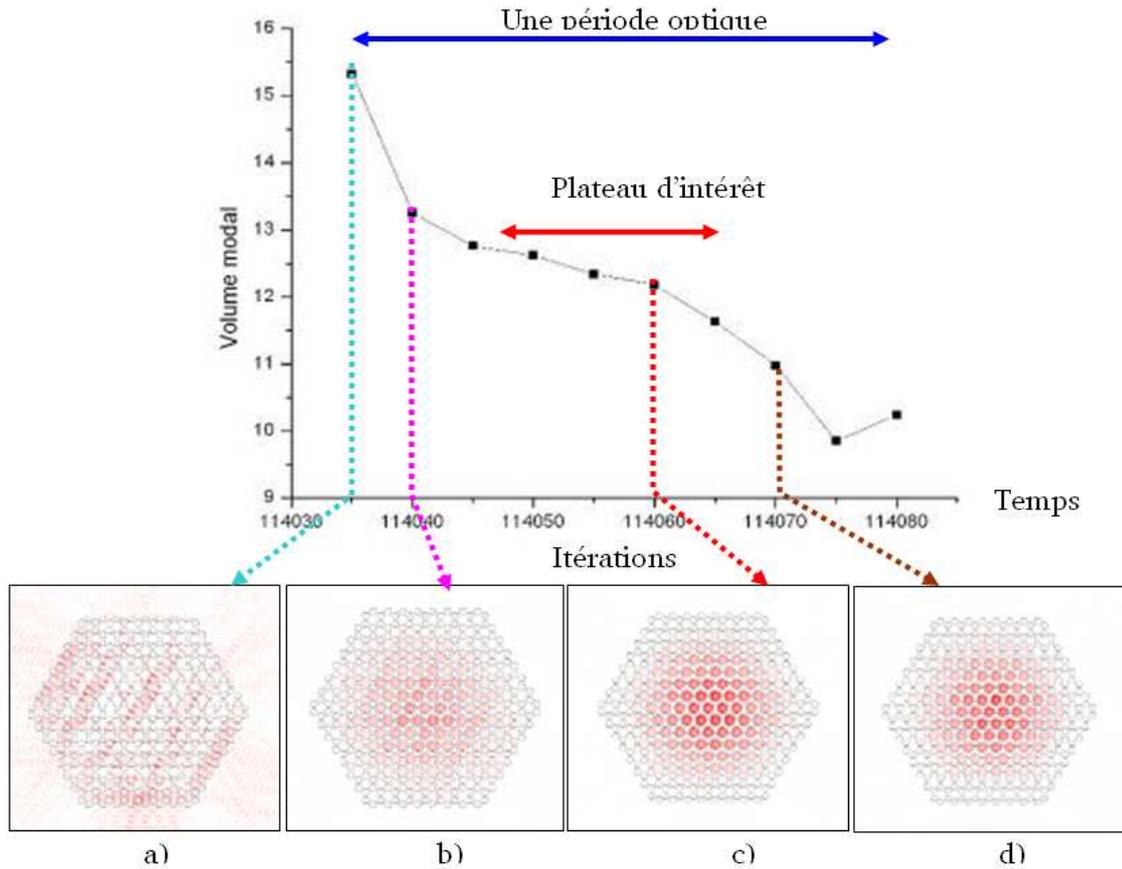


Figure 18: Exemple du mode monopolaire pseudo-libre dans un CP latéralement fini. Valeurs numériques du volume modal $[\lambda/n]^3$ sur une période optique. Cartographies d'intensité optique du mode de Bloch à différentes itérations de a) à d).

On observe que le volume modal varie fortement sur la période optique représentée, ici avec une erreur absolue $\sim 5[\lambda/n]^3$. Pour comprendre pourquoi le volume modal varie autant, on peut se représenter à un instant donné la cartographie de champ comme étant la superposition du mode d'intérêt et d'un « background » de modes non résonants et peu confinés, tel que :

$$(Equ. 14) \quad \vec{E}_{total}(\vec{r}, t) = \vec{E}_M(\vec{r}) \cos(\omega t) + \sum_i \vec{E}_i(\vec{r}) \times \cos(\omega t + \varphi_i).$$

Avec

- $\vec{E}_{total}(\vec{r}, t)$ champ total dans la cellule de calcul FDTD ;
- $\vec{E}_M(\vec{r})$ champ électrique du mode d'intérêt M ;
- $\vec{E}_i(\vec{r}) \times \cos(\omega t + \varphi_i)$ contribution du background de modes non résonants i.

Si l'on conserve seulement la partie en rapport avec le mode d'intérêt, le volume modal se simplifie tel que :

$$(Equ. 15) \quad \iiint \frac{n^2(\vec{r}) |\vec{E}(\vec{r})|^2 \cos^2(\omega t) d^3 r}{n_{\max}^2 |\vec{E}_{\max}|^2 \cos^2(\omega t)} = cte$$

Le volume modal est donc une constante en fonction du temps. Par contre, si l'on considère le deuxième membre, on ne peut plus simplifier et prédire l'évolution du volume modal étant donné que chacune des contributions \vec{E}_i possède une phase φ_i . Cela explique que l'on n'ait pas une variation du volume modal périodique sur la Figure 18. On peut en déduire le volume modal seulement au niveau du « plateau d'intérêt ». On a donc tendance à surestimer le volume modal:

- Le cas a) montre une cartographie correspondant au moment où le $\cos(\omega t)$ est très proche de zéro : le volume modal apparaît comme important et correspond au mélange d'autres modes faiblement résonants.

- Les cas de b) à d) montrent le mode considéré: on est dans le cas où $\cos(\omega t)$ est très proche de l'unité, l'intensité du mode domine les modes non résonants. Les cartographies de champs nous permettent clairement de reconnaître le mode.

Ainsi, lors du calcul du facteur de Purcell, pour les itérations considérées précédemment, on trouve des valeurs de F_p variant de 6.8 à ~ 7.8 . Pour déterminer quelle valeur du Facteur de Purcell on conservera, on associera à chaque itération donnée la valeur du volume modal trouvé, à la cartographie d'intensité (par exemple le cas (c) de la Figure 18). On retiendra les itérations pour lesquelles la cartographie d'intensité est maximale. On trouve donc ici, $F_p \sim 7,4 \pm 0,5$.

2.2.3. Méthode « directe » de calcul du facteur de Purcell

La méthode de calcul du facteur de Purcell que nous nommons « directe » a été introduite par J.S Vuckovic [76] [cf. *Annexe A p.195*]. Cette méthode permet de calculer la valeur du facteur de Purcell sans avoir besoin de connaître ni le facteur de qualité du mode optique, ni son volume modal. Cette méthode de calcul repose sur un calcul de puissance par excitation du mode d'intérêt par une onde sinusoïdale.

2.2.3.1. Principe du calcul

Dans la publication indiquée précédemment une équivalence est introduite entre le calcul classique et quantique du facteur de Purcell c'est à dire entre :

- le rapport des taux d'émission spontanée d'un dipôle dans le matériau homogène (bulk) et dans le mode optique d'intérêt (dans une cavité à CP par exemple).
- le rapport de la puissance rayonnée dans le mode par rapport à celle rayonnée dans le matériau homogène.

La modification de l'émission spontanée est décrite par la proportionnalité suivante :

$$(Equ. 16) \quad Fp = \frac{\tau_{Em.Spont}^{matériau}}{\tau_{Em.Spont}^{CP}} = \frac{P_{Em.Spont}^{CP}}{P_{Em.Spont}^{matériau}}$$

Avec :

$\tau_{Em.Spont}^{matériau}$ la constante de désexcitation du dipôle dans le matériau homogène,

$\tau_{Em.Spont}^{CP}$ la constante de désexcitation du dipôle dans le mode,

$P_{Em.Spont}^{CP}$ la puissance du dipôle émise dans le mode,

$P_{Em.Spont}^{matériau}$ la puissance émise dans le matériau homogène.

Pour calculer le Facteur de Purcell dans le mode d'intérêt du CP, on injecte dans la cavité une onde EM à résonance ; la cavité va donc concentrer l'énergie électromagnétique puis la réémettre avec une constante de temps proportionnelle au facteur de qualité du mode. On calcule alors le rapport de la valeur moyenne de la puissance totale émise par le mode d'intérêt de la structure (sur toute la surface entourant la cellule de calcul FDTD) par la valeur moyenne de la puissance émise par un dipôle dans un matériau homogène à la même longueur d'onde.

En pratique on utilise une onde EM sinusoïdale émise par un dipôle classique oscillant à la longueur d'onde du mode résonant. Sur la figure suivante (Figure 19), on montre que la puissance totale émise par le mode de cavité varie de manière quasi exponentielle pour atteindre un régime stationnaire. Pour le dipôle dans le vide ce régime stationnaire est atteint très rapidement par rapport à la cavité. En effet, la cavité stocke de l'énergie EM un certain temps avant de la réémettre.

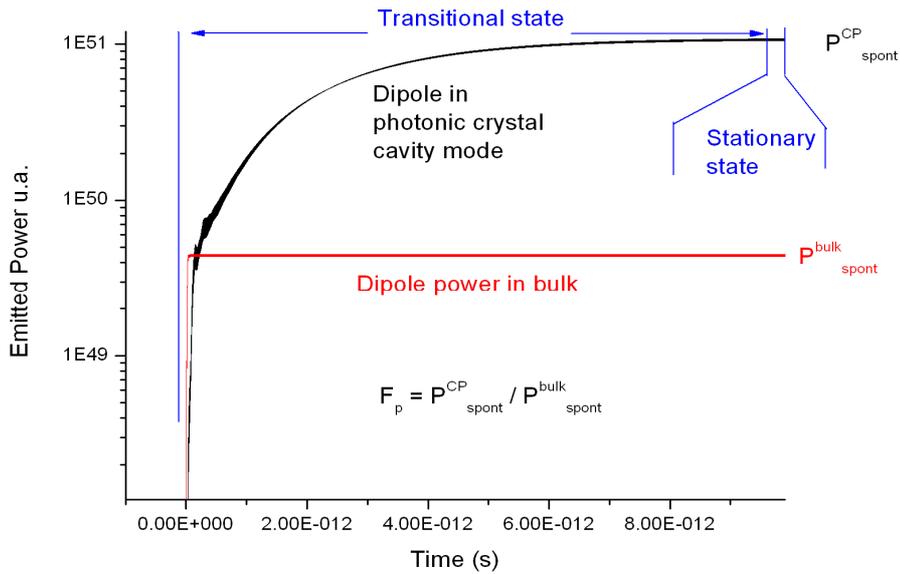


Figure 19 : Flux du vecteur Poynting à travers la surface totale de la cellule de calcul en fonction du temps, dans deux cas : en noir : dans le mode d'intérêt de la structure ; en rouge : dans le bulk à la même longueur d'onde que le mode d'intérêt précédent.

En régime stationnaire des puissances (gamme temporelle où l'on peut effectivement faire la comparaison), on observe que la puissance émise par le dipôle dans le mode de cavité est donc plus importante que dans le cas du matériau homogène non structuré. On voit clairement l'exaltation de l'émission du dipôle dans le mode optique par rapport au bulk.

2.2.3.2. Méthode de calcul : exemple

Pour bien situer et valider le calcul du facteur de Purcell par la méthode directe nous allons comparer la méthode directe avec celle présentée par F. Bordas dans [77] qui est fondée sur la méthode des dipôles couplés (Coupled Dipole Method, CDM). La cavité H2 étudiée dans l'article est représentée dans la Figure 20 suivante, où l'on rappelle les dimensions de la cellule FDTD. Rappelons qu'il s'agit d'une étude des modes fait sous le cône de lumière, la cavité H2 utilisant la bande interdite photonique de la structure triangulaire pour avoir un confinement latéral.

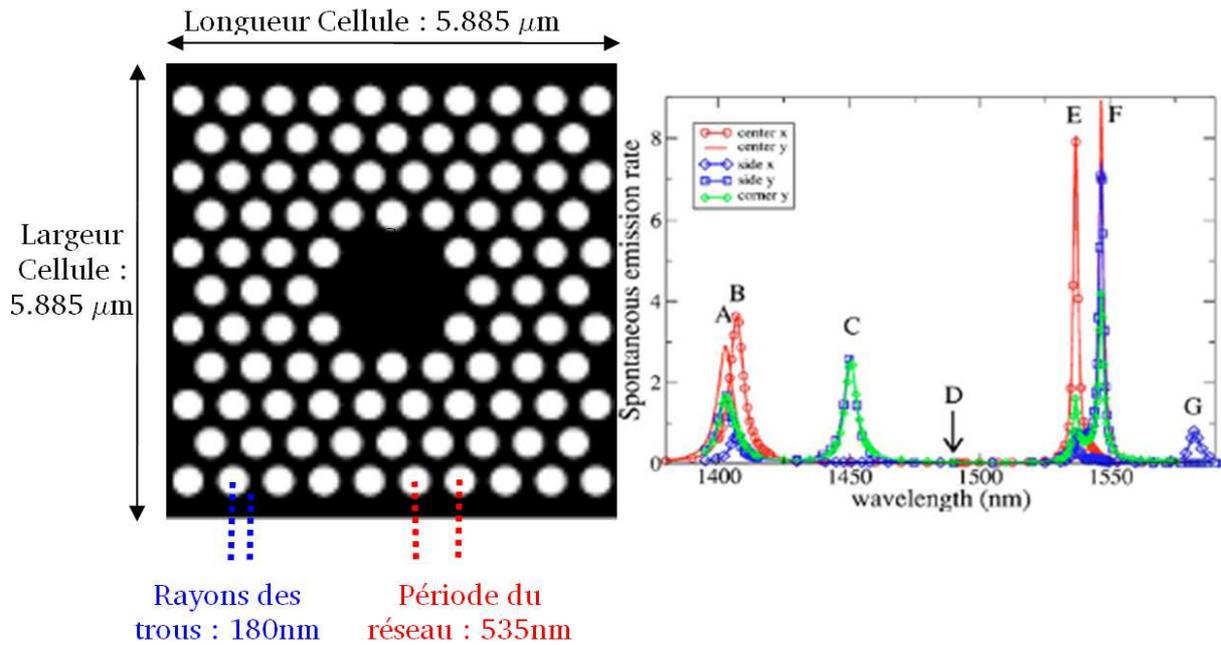


Figure 20 : (à gauche) : Cavité H2, membrane InP (indice de réfraction $n=3,17$) d'épaisseur 250nm ($\lambda/(2n)$), Discrétisation de l'espace : $\lambda/(10n)=50\text{nm}$. Les lettres en diverses couleurs représentent différents emplacements d'un dipôle excitateur utilisé dans l'étude. (à droite) : spectre de la cavité H2, versus le taux d'émission spontanée de différents modes de cavité excités à l'aide d'un dipôle positionné suivant A, B, C, D et orienté suivant la direction x ou y.

Cette cavité présente plusieurs modes : le spectre de cavité est représenté versus le taux d'émission spontanée. Suivant la symétrie des modes de cavité, il est possible de les exciter sélectivement selon certains emplacements ou orientations du dipôle (autres que des nœuds de champ). Pour chaque emplacement précédemment indiqué, on peut aussi orienter les dipôles suivant une combinaison linéaire de x et y.

Pour comparer notre méthode « directe » à celle des dipôles couplés on a choisi d'étudier le mode E, pour lequel le dipôle est localisé au centre de la cavité et orienté suivant x (courbe rouge+rond sur la Figure 20 précédente). On devrait observer 2 modes de cavité placés approximativement à 1410nm (B), 1537nm et (E). Pour ce faire on réalise en simulation FDTD, un spectre de cavité de E en l'excitant spectralement avec une gaussienne large de 20% (FWMH) autour de 1500nm. On obtient le spectre suivant (Figure 21) :

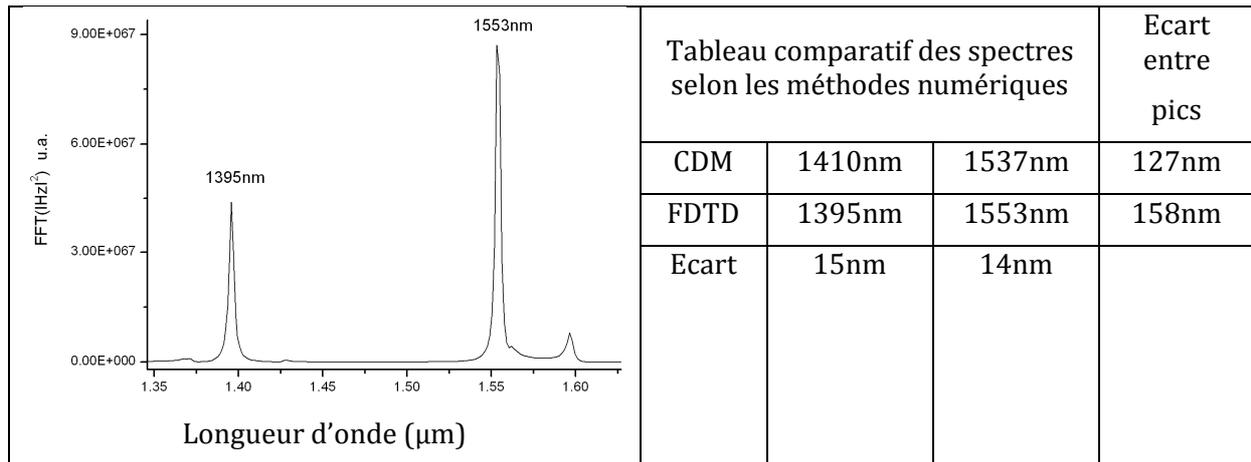


Figure 21 : (à gauche) : spectre obtenu pour une excitation gaussienne large (FWMH 20% autour de 1550nm) par la FDTD ; (à droite) : Tableau comparatif des méthodes CDM et FDTD

On observe bien les deux pics attendus comparativement à la méthode CDM (tableau de la Figure 21): ils subissent un décalage d'environ $\sim 15\text{nm}$ par rapport à la méthode CDM et l'écart entre pic reste de l'ordre de $\sim 140\text{nm}$. De tels écarts sont couramment observés en utilisant différentes méthodes numériques.

Pour la suite du calcul du facteur de Purcell, on s'attache à étudier le mode de plus fort facteur de qualité à $\lambda = 1553\text{nm}$. Pour étudier ce mode on procède donc par une succession de simulations correspondant chacune à une variation de quelques nm autour de la longueur centrale d'intérêts $\lambda = 1553\text{nm}$ (Figure 22 suivante à droite).

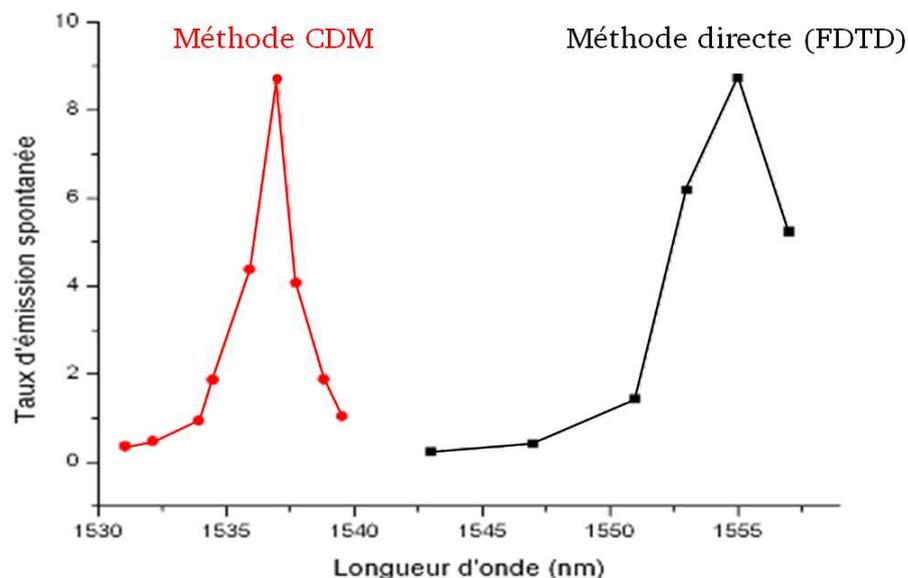


Figure 22 : Taux d'émission spontanée en fonction de la longueur d'onde pour le mode d'intérêt obtenu par la méthode CDM, et calculé par la méthode directe FDTD3D (excitations sinusoïdales de longueur d'onde : 1543, 1547, 1551, 1553, 1555, 1557nm).

Sur la Figure 22 précédente, on voit que le spectre versus le facteur de Purcell réalisé par les deux méthodes (CDM et FDTD) montre à résonance une même valeur de Facteur de Purcell ($F_p \sim 8$): notre méthode se montre fructueuse concernant le calcul de facteur de Purcell. Toutefois, il y a décalage de la longueur d'onde du mode entre les deux méthodes d'environ ~ 10 nm. On remarque que la largeur à mi-hauteur est plus faible dans le cas de la CDM. Ces deux dernières observations peuvent s'expliquer par un manque de résolution dans les simulations FDTD.

2.2.3.3. Résultats numériques comparatifs sur différentes structures

On présente les résultats de calcul du facteur de Purcell par la méthode directe pour un cristal photonique membranaire suspendue dans l'air de maille triangulaire (matériau InP, indice optique $n=3.17$, période $a=535$ nm, $ff_{air}=40\%$). Ce CP à les mêmes dimensions que la structure étudiées précédemment ($5.885 \mu\text{m} \times 5.885 \mu\text{m}$). Sur la figure suivante (Figure 23), on présente un spectre où l'on a reporté les valeurs des facteurs de Purcell déterminés par la méthode «directe» et le diagramme de bande associé. Ici, les modes testés sont situés sous le cône de lumière et ne subissent pas de pertes verticales.

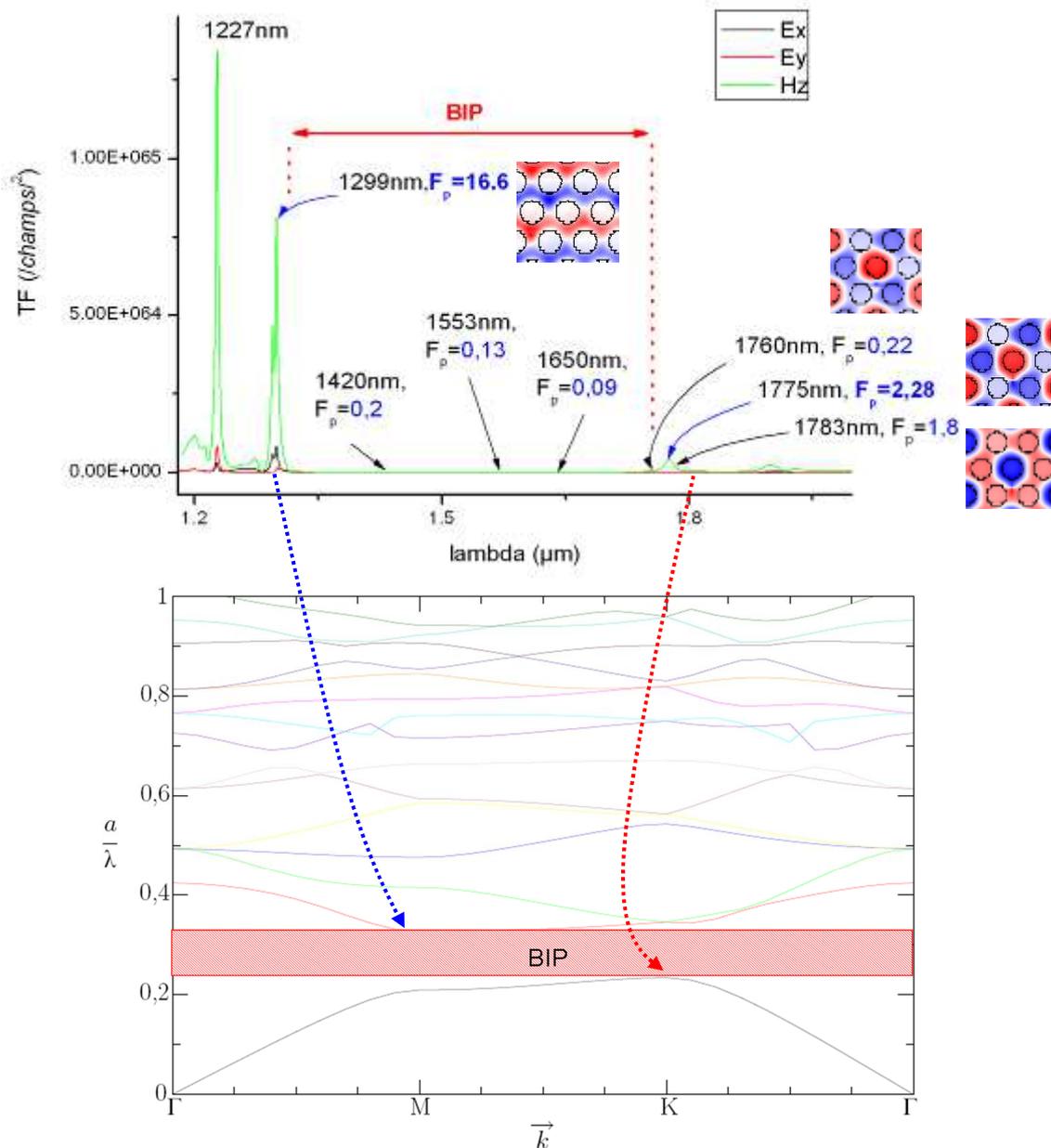


Figure 23 : (en haut) : spectre d'un CP2D triangulaire typique (de Hz, Ex, Ey), le dipôle est placé entre 3 trous et le détecteur quelques trous plus loin (afin d'éviter l'interaction directe avec l'émission du dipôle) ; (en bas) : diagramme de bande de la structure triangulaire.

On observe que dans la bande interdite photonique (BIP), le facteur de Purcell est inférieur à l'unité ce qui est logique puisqu'aucun mode n'y est autorisé et cela correspond donc à une inhibition de l'émission spontanée.

Les modes de bords de bandes définissant la limite de la BIP, présentent des facteurs de Purcell au-delà de l'unité, correspondant à l'exhalation de l'émission spontanée. Ceci est attendu puisque la densité d'états optiques y est plus importante (annulation de la vitesse de groupe en ces deux points de symétrie).

2.2.3.4. Synthèse sur la méthode « directe »

La méthode directe permet de déterminer le facteur de Purcell. Contrairement à la méthode (utilisant le calcul du facteur de qualité et du volume modal), il faut vraiment bien prêter attention aux caractéristiques de l'excitation utilisée :

- le positionnement du dipôle doit éviter un nœud de champ⁵.

- l'orientation du dipôle doit correspondre à la polarisation du mode excité. Si l'orientation du dipôle n'est pas adéquate, on n'excitera pas de manière optimale le mode.

- si l'excitation sinusoïdale n'est pas bien accordée avec le mode (par exemple si on ne détermine pas précisément la position du maximum du pic). Il faudra scruter le pic, ce qui amène à réaliser un certain nombre de simulations numériques complémentaires.

Toutes ces raisons peuvent amener à obtenir une valeur de F_p légèrement plus faible que dans la méthode « Q/V ».

2.3. Calcul du diagramme de rayonnement

Dans ce manuscrit, nous exploitons des dispositifs à cristaux photoniques qui sont le siège des modes de Bloch situés au dessus du cône de lumière qui ont la capacité d'émettre de la lumière hors membrane avec une certaine directivité.

Dans ce paragraphe, nous décrirons comment déterminer la directivité de l'émission d'une cavité à cristal photonique. Ce calcul est valable quelque soit le type de mode présent dans la structure.

Pour des modes qui intrinsèquement ne se couplent pas en gamma (non dégénéré), la durée de vie des photons dans la membrane est naturellement longue et l'émission est a priori interdite dans la direction strictement verticale. Notre but consiste à collecter de manière efficace les photons émis par le mode ce qui requière une optimisation du diagramme de rayonnement du mode.

Dans la suite nous allons présenter tout d'abord le principe du calcul du champ lointain puis étudier les différentes manières de contrôler la directivité.

⁵ Notons qu'au contraire, le positionnement du dipôle sur un ventre n'est pas forcément exactement possible. En effet, lors de la simulation l'espace de calcul est divisé en une multitude de pas de discrétisation usuellement de l'ordre $\Delta x = \Delta y = \Delta z = \lambda / (10 * n)$. Le positionnement du dipôle est donc précis à Δx près et ne correspond pas forcément au maximum de champ du mode. Ce qui peut influencer l'accord du dipôle avec le mode.

2.3.1. Principe du calcul

Le diagramme de rayonnement est défini dans l'espace de Fourier par l'ensemble des directions d'émission du mode de Bloch. De manière générale, l'allure du diagramme de rayonnement dépend de certains paramètres tels que : le type du mode (qui se couple naturellement ou non avec le continuum de modes radiatifs), les conditions aux frontières de la structure, la taille du cristal photonique... Nous allons voir dans la suite les conséquences sur l'aspect du diagramme de rayonnement de quelques uns de ces paramètres.

Pour déterminer le champ lointain d'un mode, nous avons besoin de connaître le champ proche optique i.e. la distribution spatiale de champ dans un plan S à proximité et parallèle à la membrane à CP (cette distance peut être prise par exemple d'un pas de discrétisation au dessus de la membrane à CP). Ce champ proche, obtenu par simulation FDTD, contient toute l'information dont nous avons besoin pour connaître les pertes rayonnées hors plan. Ainsi, la distribution du champ électromagnétique peut être vue comme un ensemble de sources secondaires qui vont interférer pour déterminer le champ lointain. On peut donc calculer le diagramme de champ lointain et la puissance totale P rayonnée dans le demi-espace au dessus du plan S . Les détails du calcul sont présentés dans la référence [78].

On montre dans [78] qu'en connaissant la transformée de Fourier des composantes de champs tangentielles sur la surface S on peut déterminer la puissance rayonnée.

Dans la suite on présentera des exemples de champs lointains.

2.3.2. Exemple de diagrammes de champ lointain

On présente différents diagrammes de rayonnement (ou de champ lointain CL) pour les différents modes au point Γ du diagramme de dispersion pour un cristal photonique de structure graphite. On va plus particulièrement détailler l'influence des paramètres du CP sur le mode monopolaire et sur le diagramme de champ lointain dont on se servira dans le chapitre suivant pour concevoir le dispositif qui remplit notre cahier des charges.

Dans tous les cas étudiés, on donne les cartographies de champ de la composante Hz (pour reconnaître qualitativement le mode), ainsi que le diagramme de rayonnement du mode dans l'espace réciproque et en échelle logarithme. On présentera l'évolution du CL en fonction de l'ordre latéral du mode, du ff_{air} , de la taille latérale du CP, en fonction du considéré en Γ . Les

champs lointains sont représentés dans le système de coordonnées circulaires ayant les caractéristiques θ et ϕ .

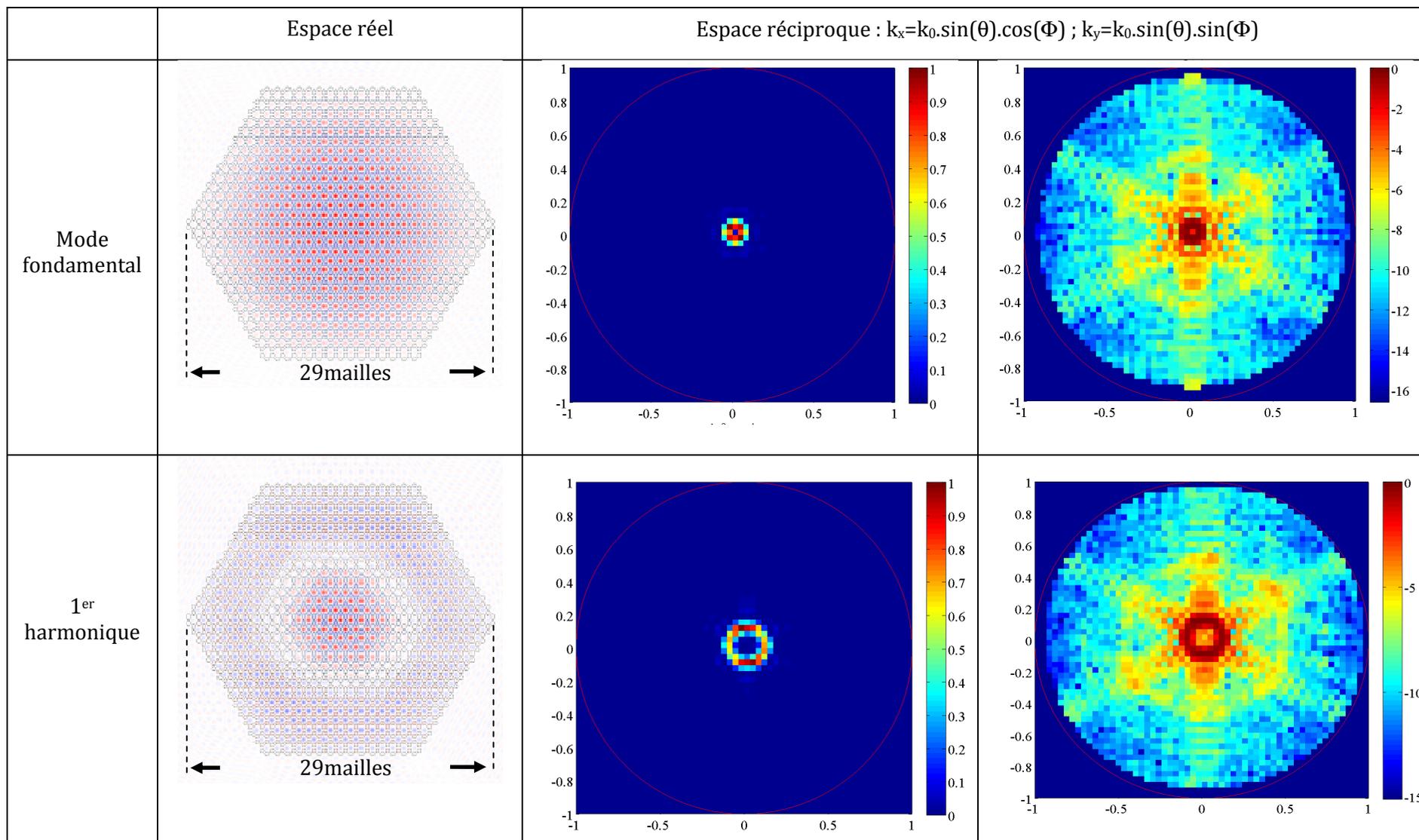
2.3.2.1. Influence de l'ordre latéral du mode d'un CP sur le CL

Pour un CP fini, l'amplitude du champ du mode de Bloch lent dans l'espace réel, n'est pas constante sur tout le cristal photonique mais est limitée spatialement par les frontières du CP. Cela attribue au mode de Bloch une enveloppe dont la forme dépend de la taille et de la forme du CP : cela confère au mode une dynamique et une cinétique donnée.

Dans le Tableau 2 suivant, plusieurs exemples de modulation de l'enveloppe dans un cristal photonique sont présentés, accompagnés de leur diagramme de rayonnement. **On peut donc voir le cristal photonique latéralement fini comme une cavité à l'intérieur de laquelle le mode de Bloch est soumis à des conditions d'existence.**

Dans les trois cas suivants, l'enveloppe présente soit un lobe réparti sur le CP (mode fondamental latéral), soit plusieurs lobes (harmoniques). On va tester l'influence de l'ordre latéral du mode sur son diagramme de rayonnement. L'envergure du cristal photonique est fixé à 29 mailles élémentaires (\sim « diamètre du CP » en unité de maille élémentaires), la période de maille reste fixe $A=420\text{nm}$, ainsi que le $ff_{air}=30\%$.

On voit sur le Tableau 2 suivant, **qu'en augmentant l'ordre du mode présent en cavité les directions principales du diagramme de rayonnement s'éloignent de la normale.** Le mode fondamental a une émission dont la directivité est en anneau. Le premier harmonique présente aussi une émission en anneau correspondant à la symétrie de révolution de la distribution du champ dans le CP. Le deuxième harmonique présente une émission qui se rapproche des deux autres de par la forme en anneau, mais on ne voit pas ou peu d'émission selon l'axe des x . Cela peut s'expliquer par la distribution spatiale du champ qui n'est pas répartie en anneaux concentrique dans le CP (cf cartographie de champ Hz).



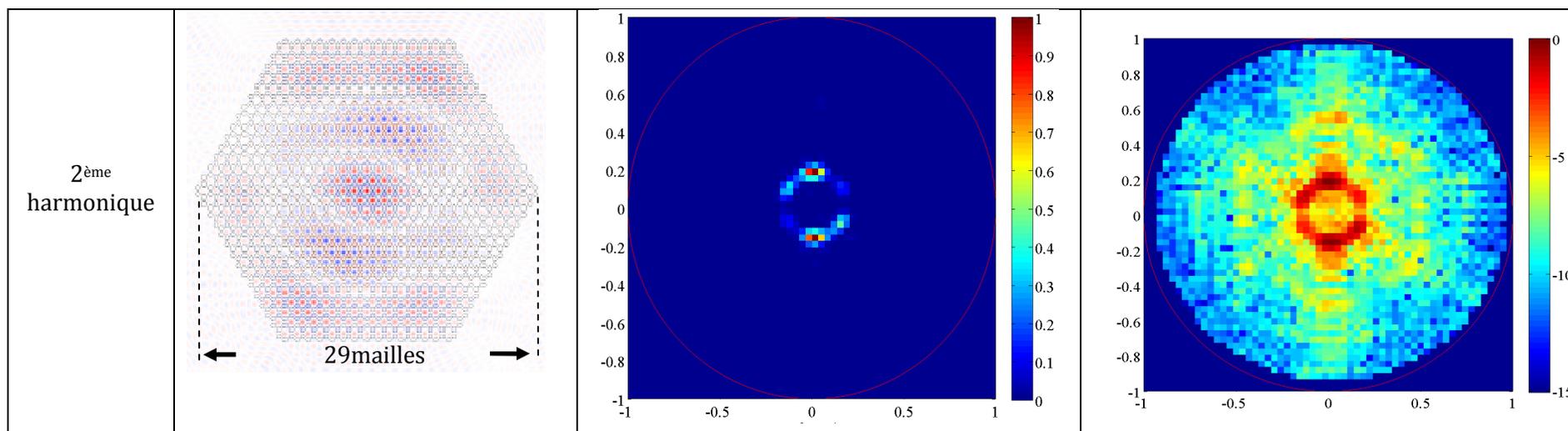


Tableau 2 : (1^{ère} colonne) Cartographies de champ, composante Hz du mode monopolaire dans une structure graphite. (2^{ème} et 3^{ème} colonne) diagramme de champ lointain et diagramme de champ lointain en échelle logarithme. (de la 1^{ère} ligne à la 3^{ème} ligne) mode fondamental, 1^{er} et 2^{ème} harmoniques.

L'apparition de ces modes latéraux est une conséquence de la taille finie du CP. En effet, lorsque le mode de Bloch atteint à l'interface « CP / membrane non structurée » il subit une réflexion modale. Ces harmoniques sont analogues à des modes Fabry Perrot dans une cavité linéaire 1D respectant la condition de résonance suivante⁶ :

$$(Equ. 17) \quad k_{//}L = p\pi - \phi_r$$

En supposant la phase ϕ_r nulle, on peut relier les dimensions dans l'espace réel aux dimensions dans l'espace réciproque : $k_{//}(\omega) = p\pi/L$. Cette formule n'est bien sûr utilisable que pour des cavités linéaires mais donne une idée sur la condition d'existence du mode de Bloch dans une cavité à cristal photonique de dimensions latérales finies. **Nous voyons que la directivité d'émission donnée par $k_{//}$:**

- **suit l'ordre p de la composante latérale considérée.** Une étude détaillée de la répartition du champ dans un cristal photonique de dimensions finies en utilisant le formalisme de la fonction enveloppe peut être trouvée dans [79].

- **varie en $1/L$: la direction principale d'émission s'écartera de la normale avec la diminution la taille latérale du CP.** Nous verrons dans le paragraphe suivant que la diminution de la taille latérale du CP s'accompagne aussi de l'élargissement de l'anneau d'émission.

Dans le cas des CP2D membranaire, la disposition des harmoniques peut être prédite qualitativement en observant l'allure de la bande dans le diagramme de dispersion. Sur la Figure 24 suivante, on indique schématiquement une bande de courbure négative et l'apparition du mode fondamental et le premier harmonique. **Pour des bandes dont les courbures sont**

⁶ Cette expression est valable pour une cavité linéaire classique, les conditions aux limites usuelles nous permettent d'écrire : $\sin(k_{//}L) = 0$. D'où $k_{//}L = p\pi$ pour $\phi_r = 0$. Donc, $\frac{2\pi}{\lambda}L = p\pi \rightarrow 2L = p\lambda$.

Comme $f = \frac{c}{\lambda} \rightarrow 2L = p \frac{c}{f} \rightarrow f = \frac{pc}{2L} = f_p$ avec p l'ordre du mode. Par suite, on a donc l'intervalle spectral libre : $FSR = f_{p+1} - f_p = \frac{(p+1)c}{2L} - \frac{pc}{2L} = \frac{c}{2L}$

AN : Nous comparons l'ordre de grandeur du FSR d'une cavité linéaire comparée au FSR d'une cavité à CP (hétérostructure photonique) de 3 mailles élémentaires de graphite de longueur $3 \times 420 \text{ nm}$. Pour la cavité linéaire, on a un intervalle spectral libre calculé avec la formule précédente de $FSR = 3.5 \times 14 \text{ Hz}$ et pour la cavité à CP par calcul numérique FDTD3D on trouve un $FSR_{\text{FDTD3D}} = 4.5 \times 12 \text{ Hz}$ (pour le mode monopolaire confiné dans une hétérostructure photonique cf chapitre suivant le spectre de la cavité). On confirme bien que le model 1D ne sert que qualitativement.

négatives (positives), les harmoniques apparaîtront à plus faible (forte) énergie pour des vecteurs $k_{//}$ donnés dont les valeurs sont liées à la taille du CP.

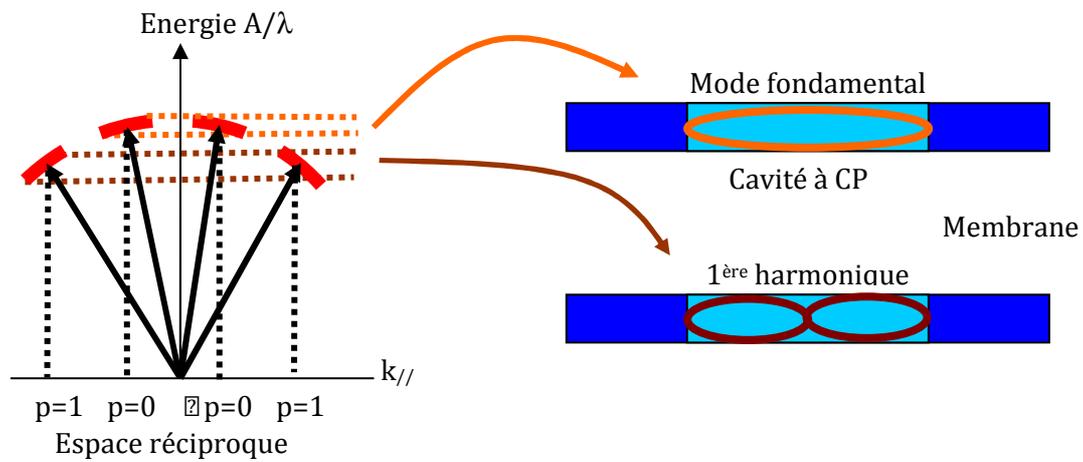


Figure 24 : (à gauche) : représentation schématique du diagramme de bandes partiel autour du point Γ pour un mode de Bloch à courbure négative. En rouge on représente les énergies permises des bandes pour deux $k_{//}$ autorisés (mode fondamental et 1^{ère} harmonique), on a représenté la largeur spectrale de chaque mode par des traits rouges au lieu d'un point ; (à droite) : représentation schématique de la cavité à CP : mode fondamental et 1^{ère} harmonique correspondant au diagramme de bandes.

Notons que plus le CP est latéralement grand plus le nombre d'harmoniques augmente et sont rapprochés spectralement. Comme indiqué au paragraphe 1.2.3, à une certaine localisation spatiale du mode monopolaire on peut lui associer un certain élargissement spectral Δk . C'est pourquoi, nous avons représenté des traits rouges sur le diagramme de bandes de la Figure 24 afin de signifier que l'élargissement dans l'espace réciproque conduit aussi à un élargissement en énergie (largeur spectrale de chaque pic).

2.3.2.2. Influence du facteur de remplissage d'air et de la taille du CP sur le CL

Nous venons de voir dans le paragraphe précédent que la taille latérale finie d'une structure impose que le vecteur d'onde $k_{//}$ du mode de Bloch n'est plus exactement défini en Γ , et qu'il possède un élargissement Δk lié à la troncature de la structure imposée par la cavité.

Nous allons voir que cet élargissement Δk ne dépend pas seulement de la taille finie du CP mais aussi à la courbure de bande du mode. Par ailleurs, nous verrons que cet élargissement dépend aussi de la taille latérale du CP.

Autour du point Γ , on peut utiliser une approximation parabolique pour modéliser la bande du mode monopolaire:

$$\text{(Equ. 18)} \quad \omega = \omega_0 + \frac{1}{2} \alpha k_{//}^2$$

Avec α la dérivée seconde de la courbure de la bande étudiée.

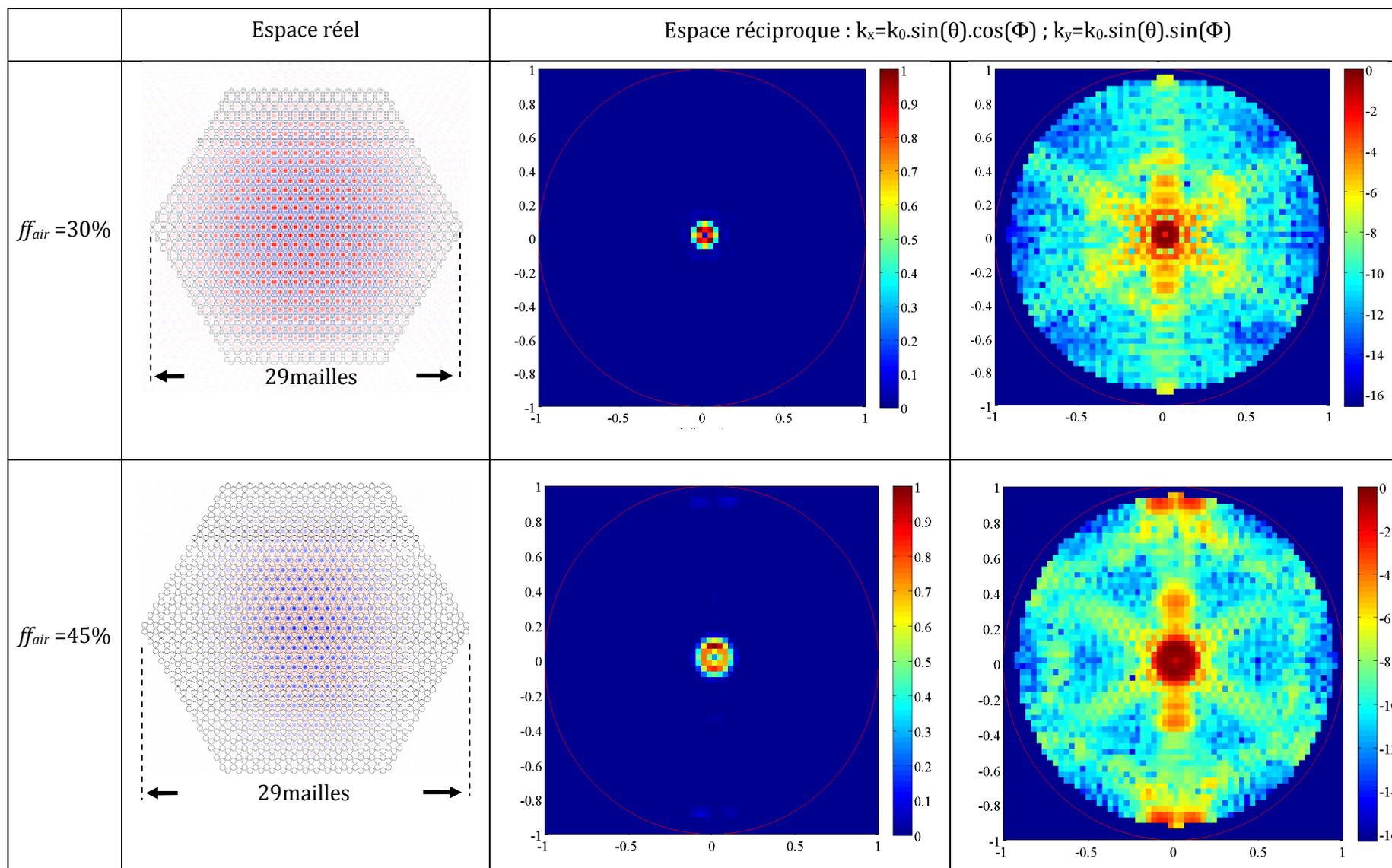
La vitesse de groupe moyenne du mode de Bloch s'exprime alors de la façon suivante :

$$\text{(Equ. 19)} \quad v_g = \frac{\partial \omega}{\partial k} = \alpha k_{//}$$

Plus la courbure de bande α sera faible plus le mode sera "lent". De manière générale, on préfère utiliser des modes de Bloch lents présentant la plus faible courbure de bande possible pour limiter l'extension latérale du mode dans le cristal photonique et donc les pertes aux bords de la cavité.

Sur le Tableau 3 les deux premières lignes suivantes, on teste tout d'abord l'influence de l'augmentation du facteur de remplissage d'air des trous de la structure graphite sur le diagramme de rayonnement du mode monopolaire fondamental. Les deux premiers cas ($f_{air} = 0.30$ et 0.45) présente un CP ayant une même taille latérale. On observe une légère augmentation de l'épaisseur de l'anneau.

La troisième ligne du Tableau 3 nous permettra d'identifier l'influence de la taille latérale du CP sur l'émission.



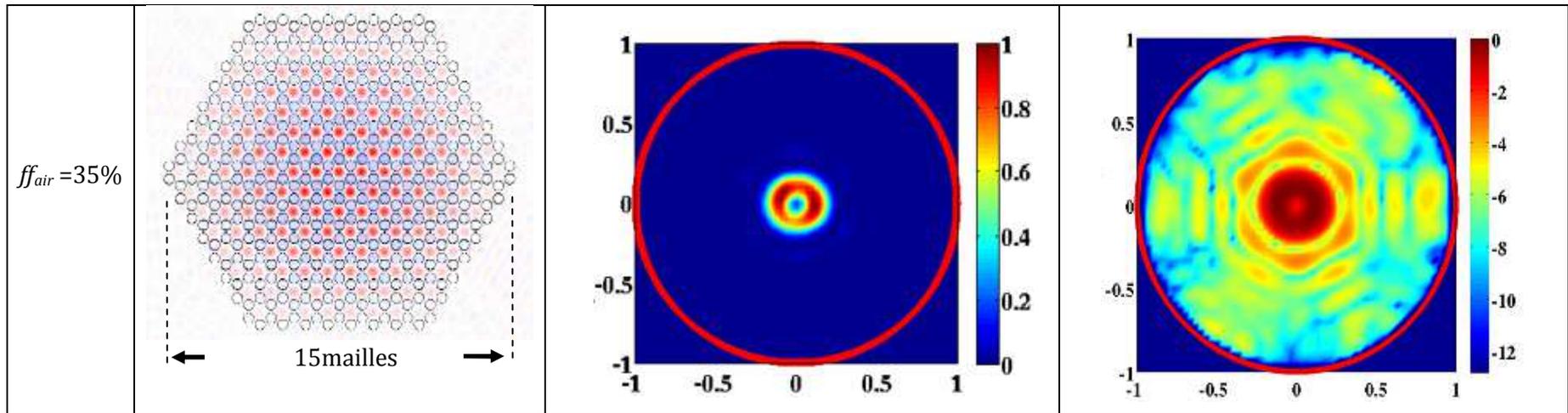


Tableau 3 : Cartographie de champ, composante Hz de différents modes accompagnés de leur diagramme de champ lointain et en échelle logarithme.

Lorsque le mode de Bloch est situé dans une structure de taille latérale finie, la durée de vie des photons est limitée par l'ensemble de ses pertes dans toutes les directions de l'espace. Ces pertes peuvent être classées selon leur origine (voir paragraphe 1.2.1). On rappelle qu'il existe : les fuites aux frontières de la structure, les fuites verticales dues à la nature du mode de Bloch situé au dessus du cône de lumière (c'est-à-dire dues au couplage des composantes du mode en $k_{//} \neq 0$ avec l'ensemble des modes rayonnées).

Nous verrons au chapitre suivant que l'augmentation de ff_{air} s'accompagne de la diminution de la courbure de bande du mode pour le mode monopolaire. Nous souhaitons relier l'élargissement de l'anneau Δk à la diminution de la courbure de bande.

Si nous prenons un $k_{//}$ fixé par la taille latérale finie du CP, seule la distribution Δk peut varier. Pour étudier la variation de Δk , considérons la bande monopolaire définie par le même développement parabolique du paragraphe précédent autour de $k_{//} = 0$. Un raisonnement cinétique permet de mieux comprendre les propriétés du mode. Les photons émis par la source peuvent :

- soit se propager latéralement dans la membrane avec une vitesse de groupe $v_g = \alpha k_{//} = \alpha / R$, avec R l'extension latérale du mode;

- soit être diffractés dans la troisième direction verticalement hors membrane avec une probabilité $1/\tau_c$, avec τ_c la durée de vie des photons avant de fuir verticalement.

On a :
$$v_g = \frac{R}{\tau_c}.$$

On en déduit :
$$v_g = \frac{R}{\tau_c} = \frac{\alpha}{R} \rightarrow R = \sqrt{\alpha \cdot \tau_c}.$$

La grandeur $R = \sqrt{\alpha \tau_c}$ peut être considérée comme le libre parcours moyen du photon avant d'être diffracté hors de la membrane. Pour un cristal photonique 2D, R^2 est la taille ou plutôt la surface "naturelle" du mode de Bloch. La compacité du mode dépend donc du taux de couplage aux modes rayonnées, $1/\tau_c$. Si l'on considère seulement une direction de propagation dans le CP, la taille R du mode est donc proportionnelle à $R \propto \sqrt{\alpha}$. Ainsi, si la courbure de bande diminue, la largeur de l'anneau va augmenter dans la proportion $\Delta k_{//} \propto 1/\sqrt{\alpha}$. **On voit donc que la largeur de l'anneau d'émission Δk augmente quand la courbure de bande diminue.**

Toutefois, cet élargissement n'est pas systématiquement visible dans la mesure où il faut ne faut pas oublier de prendre en compte la taille latérale finie du CP. En effet, sur la troisième ligne du Tableau 3 nous pouvons voir l'impact de la réduction de la taille latérale du cristal photonique sur le CL. On observe qu'en diminuant par deux la taille du CP, on augmente l'ouverture angulaire de l'émission du mode ainsi que la taille de l'anneau.

La réduction des dimensions de la cavité produit à la fois une augmentation de la composante du vecteur d'onde dans le plan (car on a $k_{//} \propto 1/L$) ainsi qu'un élargissement de la distribution du mode dans l'espace de Fourier qui est inversement proportionnel à la taille de la cavité ($\Delta k \propto 1/L$).

Nous devons donc considérer deux tendances :

- Si le mode a le temps de se propager jusqu'aux frontières du CP, c'est la contribution de forme géométrique qui sera privilégiée : $\Delta k_{//} \propto 1/L$.

- Si le mode n'est pas arrivé jusqu'aux frontières, c'est la contribution des pertes rayonnées du mode qui sera privilégiée : $\Delta k_{//} \propto 1/R$.

Remarquons que l'on obtiendra un état « stable » lorsque le temps mis par le photon pour atteindre les bords du mode de Bloch sera du même ordre de grandeur que celui nécessaire à être diffractée dans la troisième direction de l'espace.

Comme les deux contributions ne s'excluent pas mutuellement, nous pouvons définir une épaisseur effective de l'anneau $\Delta k_{//}^{eff}$:

$$(Equ. 20) \quad \Delta k_{//}^{eff} \propto \frac{1}{L_{eff}} \quad et \quad \frac{1}{L_{eff}} \propto \frac{1}{L} + \frac{1}{R} = \frac{1}{L} + \frac{1}{\sqrt{\alpha\tau_c}}$$

Avec, L largeur géométrique de la cavité et R le libre parcours moyen des photons dans le CP avant de s'en échapper.

2.3.2.3. Evolution du CL en fonction du mode en Γ considéré

Dans les différents cas suivants, on présente les diagrammes de rayonnement des différents modes en Γ de la structure graphite (modes : monopolaire, hexasolaire, dipolaires, quadripolaires). La taille latérale du CP, ainsi que la période et le ff_{air} sont constants.

Pour identifier les modes, on présente sur le Tableau 4 les différentes cartographies champs des différents modes. La composante Hz contient les symétries caractéristiques du mode considéré dans la maille élémentaire du cristal photonique bidimensionnel. Ainsi dans une maille élémentaire, le mode monopolaire présente un lobe de champ (symétrie continue, quasi-invariance par rotation), le mode hétéropolaire présente six lobes de champs dans le plan (symétrie axiale avec rotation d'ordre 6), le mode dipolaire présente deux lobes de champ (étant dégénéré, on donne sur la Figure 25 les deux cartographies de champ), ...

Le mode hétéropolaire est non dégénéré dans un CP de 15 mailles d'envergure. Il présente une directivité assez intéressante puisque proche de la normale et de forme triangulaire rappelant la distribution du champ dans la membrane. On observe des directions d'émission périodiques autour de la normale que l'on voit mieux sur le diagramme de rayonnement en échelle log. Ces émissions à forts angles montrent une émission dispersée respectant la symétrie hexagonal du mode.

Le mode dipolaire est un mode dégénéré dont on présente les deux composantes de champ Hz réalisée par la méthode d'expansion par ondes planes (MPB-MIT) sur la Figure 25 suivante. On peut clairement les distinguer.

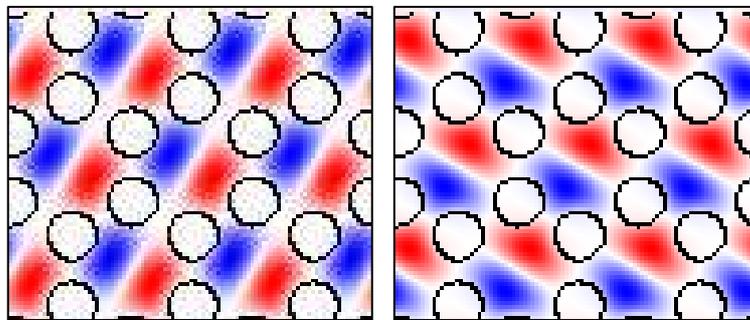
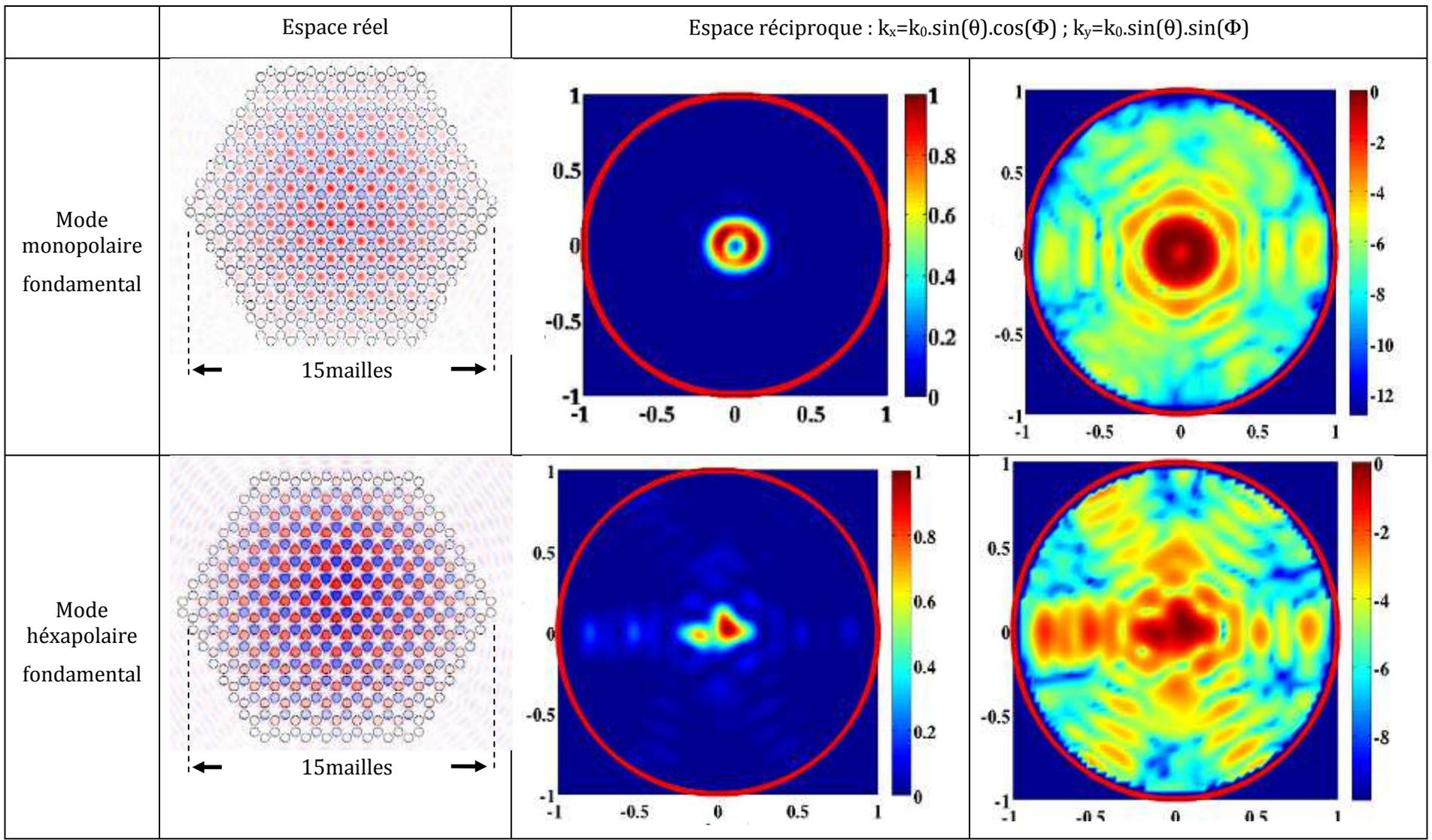


Figure 25 : Cartographies de champs Hz des deux composantes dégénérées du mode dipolaire.

Lors d'une simulation FDTD, le mode dipolaire apparaît comme une combinaison des deux composantes sur la cartographie de champ (cf cartographie du Tableau 4). En effet, Lors de la réalisation du spectre du cristal photonique la discrétisation de la cellule FDTD lève partiellement la dégénérescence du mode dipolaire et l'on obtient une multitude de pics de résonances à faibles facteurs de qualité (de l'ordre de quelques dizaines à quelques centaines). Chaque résonance est une combinaison des deux composantes (comme sur la cartographie présentée dans le Tableau 4). Il est donc difficile de discriminer le mode fondamental (latéral) de

l'une ou l'autre des composantes : cela est d'autant plus vrai dans la mesure où les deux composantes présentes des courbures de bandes opposées.

Le diagramme de CL présente deux lobes d'émission rasants. Comme c'est un mode dégénéré, on pourrait trouver une émission quasi verticale, ce qui n'est pas systématiquement le cas (pour les modes faiblement résonnants).



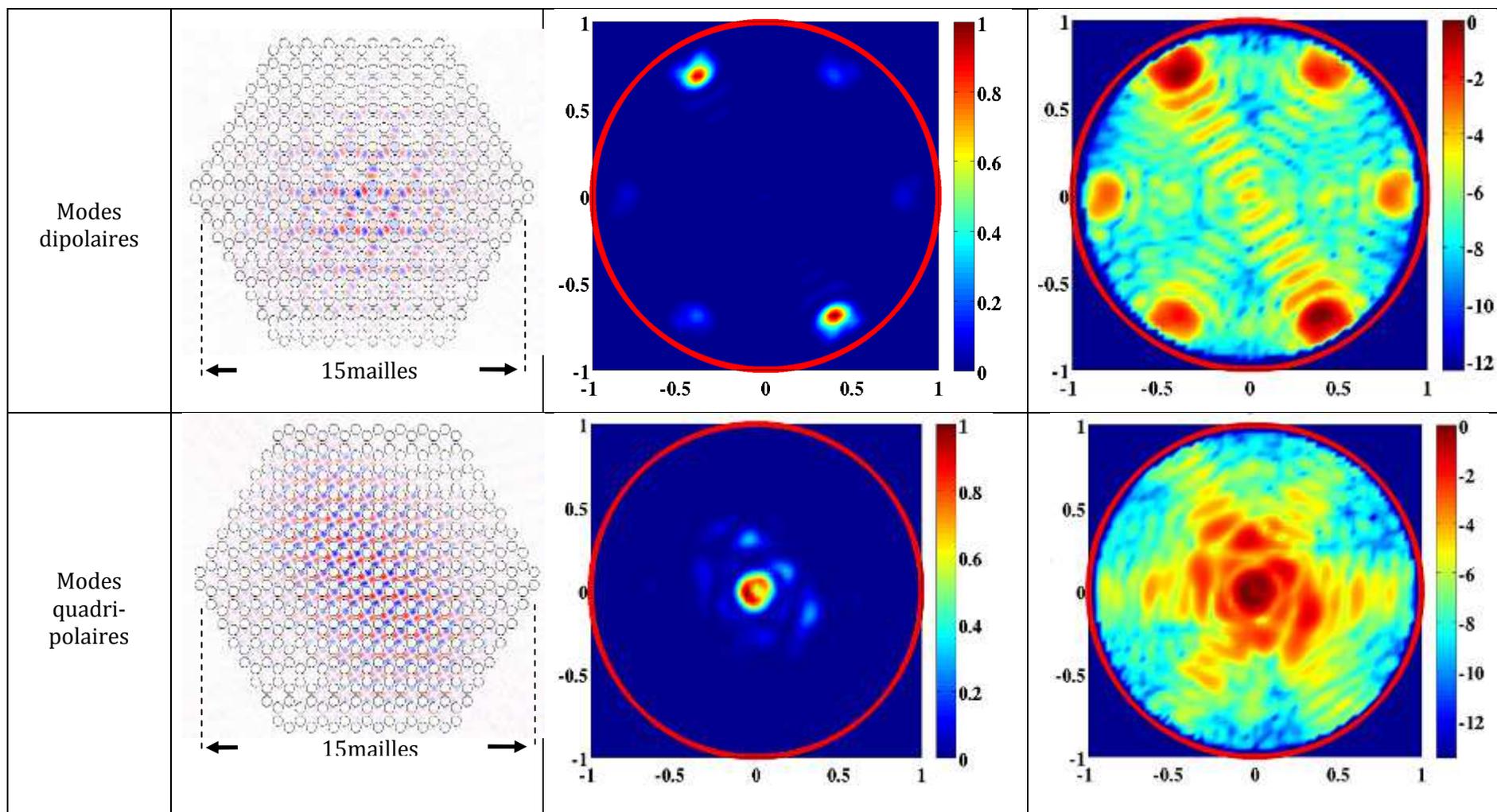


Tableau 4 : Cartographie de champ, composante Hz de différents modes accompagnés de leur diagramme de champ lointain et en échelle logarithme. $ff_{air}=35\%$.

Le mode quadripolaire est un mode doublement dégénéré (les deux courbures de bandes sont positives). On présente les deux composantes de champ Hz sur la Figure 26 suivante (MPB-MIT) :

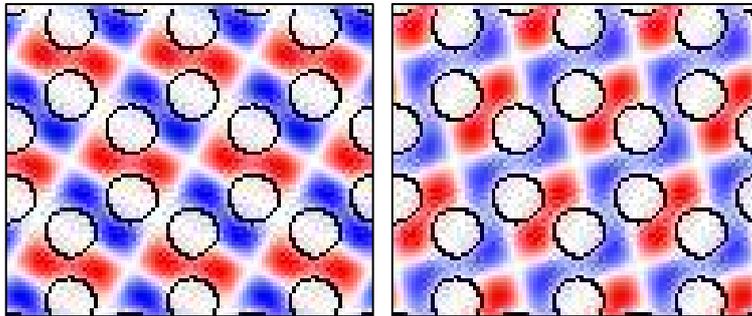


Figure 26 : Cartographies de champs Hz des deux composantes dégénérées du mode quadripolaire.

Lors de la réalisation d'un spectre de la structure par une simulation FDTD, deux pics séparés de quelques nanomètres sont visibles dont l'un de plus faible énergie correspondant à la cartographie de gauche sur la Figure 26 précédente et l'autre de plus haute énergie correspondant à la cartographie de droite sur la Figure 26. Dans ce cas, la discrétisation de la cellule FDTD a permis de lever la dégénérescence et on peut discriminer les deux cartographies.

Le diagramme de CL du mode présente une émission normale avec une émission légèrement plus intense sur les bords du macaron, accompagnée de quelques lobes non structurés que l'on pourrait assimiler à du bruit.

Conclusion

Dans le cas général d'un mode de Bloch lent au dessus de la ligne de lumière, la directivité de l'émission d'un mode de Bloch lent dépend de plusieurs paramètres :

- si un mode de Bloch non dégénéré se propage dans un CP infini, l'émission hors de la membrane est impossible quelque soit la direction envisagée.
- si un mode de Bloch dégénéré se propage dans un CP infini, l'émission hors de la membrane est possible.

Ces deux derniers cas sont théoriques dans la mesure où le CP est toujours fini latéralement en pratique. Considérons le cas d'un mode de Bloch lent limité par les frontières du CP : quelque soit le mode de Bloch envisagé (dégénéré ou non en Γ), celui-ci est modulé par son enveloppe qui dépend de la taille du cristal photonique et des frontières que voit le champ. Ceci implique que sur une cellule élémentaire, le champ n'est plus parfaitement symétrique ou antisymétrique dans la maille élémentaire par rapport au cas du CP infini [cf. Annexe B p.207].

Pour des modes qui initialement ne se couplent pas au point Γ (modes non dégénérés) l'intégrale de recouvrement I est non nulle (entre le champ sur la cellule élémentaire et une onde plane en incidence normale) : le mode aura donc la capacité de se coupler à l'ensemble des modes rayonnés.

Le mode ayant maintenant la capacité d'être émis hors membrane, il faut faire intervenir la notion de durée de vie du mode dans le CP : celle-ci est décrite par le facteur de qualité fini du mode dans un cristal photonique fini. A l'élargissement spectral du mode on associe donc un élargissement dans l'espace réciproque.

Lorsque l'on se place autour du point Γ , la symétrie du mode est rompue. Cela permet le couplage du mode avec le continuum de modes radiatifs et cela de manière quasi verticale au CP. Ainsi, pour le mode fondamental (dans le CP ou la cavité) ne se couplant pas strictement en Γ , le diagramme de rayonnement se traduit alors par une allure en anneau qui est d'ailleurs observé expérimentalement [80]. La directivité de l'émission est inversement proportionnelle aux dimensions latérales du CP ($k_{//} \propto 1/L$). La largeur de l'anneau d'émission est liée non seulement aux dimensions latérales du CP mais aussi à la courbure de bande de mode considéré ainsi que sa durée de vie dans la membrane : $\Delta k_{//}^{eff} \propto 1/L + 1/\sqrt{\alpha\tau_c}$.

Lorsque l'on considère l'ordre p (un entier relatif) d'un harmonique, la directivité de l'émission est proportionnelle à l'ordre considéré : $k_{//} \propto p/L$.

Pour un mode dégénéré, la combinaison des composantes du mode implique que l'intégrale de recouvrement du mode du CP et des modes radiatifs est non nulle. Le couplage est donc possible en Γ (macaron du mode quadripolaire) mais non systématique (mode dipolaire).

Nous verrons dans la fin du chapitre l'influence sur le diagramme de rayonnement d'un miroir situé à une certaine distance sous la membrane à CP. Le membrane à CP utilisera le concept d'hétérostructure photonique pour localiser le mode monopolaire.

Références bibliographiques (Chap. 2)

- [55] C. Monat, C. Seassal, X. Letartre, P. Regreny, M. Gendry, P. Romeo, P. Viktorovitch, D. Cassagne, J. Albert, E. Jalaguier, et al., "Two-dimensional hexagonal-shaped microcavities formed in a two-dimensional photonic crystal on an InP membrane," *Journal of Applied Physics* 93, p. 23, 2002.
- [56] Pierre Pottier, « Nanostructures à base de cristaux photoniques 1D et 2D pour circuits intégrés photoniques », Thèse de Doctorat, Ecole Centrale de Lyon, 2001.
- [57] Christelle Monat, « Ilots Quantiques et cristaux photoniques planaires pour un microlaser à faible seuil à 1.5 μm », Thèse de Doctorat, Ecole Centrale de Lyon, 2003
- [58] J. Vuckovic, M. Loncar, H. Mabuchi, and A. Scherer, "Optimization of Q factor in microcavities based on freestanding membranes," *IEEE Journal of Quantum Electronics* 38(7), pp. 850–856, 2002.
- [59] C. Sauvan, P. Lalanne, and J. Hugonin, "Slow-wave effect and mode-profile matching," 24.
- [60] B. Song, S. Noda, T. Asano, and Y. Akahane, "Ultra-high-Q photonic doubleheterostructure nanocavity," *Nature Materials* 4(3), pp. 207–210, 2005.
- [61] T. Asano, B. Song, and S. Noda, "Analysis of the experimental Q factors (~ 1 million) of photonic crystal nanocavities," *Optics Express* 14(5), pp. 1996–2002, 2006.
- [62] C. Monat, C. Seassal, X. Letartre, P. Regreny, P. Rojo-Romeo, P. Viktorovitch, D. Cassagne, J. Albert, E. Jalaguier, S. Pocas, et al., "InP-based two-dimensional photonic crystal on silicon : In-plane Bloch mode laser," *Applied Physics Letters* 81, p. 5102, 2002.
- [63] S. Kwon, H. Ryu, G. Kim, Y. Lee, and S. Kim, "Photonic bandedge lasers in twodimensional square-lattice photonic crystal slabs," *Applied Physics Letters* 83, p. 3870, 2003.
- [64] D. Shin, S. Kim, J. Hwang, H. Ryu, H. Park, D. Song, and Y. Lee, "Far-and nearfield investigations on the lasing modes in two-dimensional photonic crystal slab lasers," *Quantum Electronics, IEEE Journal of* 38(7), pp. 857–866, 2002.
- [65] J. Mouette, C. Seassal, X. Letartre, P. Rojo-Romeo, J. Leclereq, P. Regreny, P. Viktorovitch, E. Jalaguier, R. Perreau, and H. Moriceau, "Very low threshold vertical emitting laser operation in InP graphite photonic crystal slab on silicon," *Electronics Letters* 39(6), pp. 526–528, 2003.
- [66] K. Sakoda, *Optical Properties Of Photonic Crystals*, Springer, 2005.

[67] J. Mouette, C. Seassal, X. Letartre, P. Rojo-Romeo, J. Leclercq, P. Regreny, P. Viktorovitch, E. Jalaguier, R. Perreau, and H. Moriceau, "Very low threshold vertical emitting laser operation in InP graphite photonic crystal slab on silicon," *Electronics Letters* 39(6), pp. 526–528, 2003.

[68] Y. Ding and R. Magnusson, "Resonant leaky-mode spectral-band engineering and device applications," *Optics Express* 12(23), pp. 5661–5674, 2004.

[69] S. Boutami, B. Benbakir, J. Leclercq, and P. Viktorovitch, "Compact and polarization controlled 1.55 μ m vertical-cavity surface-emitting laser using single-layer photonic crystal mirror" *Applied Physics Letters* 91, p. 071105, 2007.

[70] Lydie Ferrier, « Micro-nanostructures à base de cristaux photoniques pour le contrôle 3D de la lumière », Thèse de Doctorat, 2008.

[71] http://ab-initio.mit.edu/wiki/index.php/Free_nanophotonics_software, http://en.wikipedia.org/wiki/Finite-difference_time-domain_method, <http://www.martinos.org/~adunn/papers/dissertation/>, en.wikipedia.org/wiki/Computational_electromagnetics

[72] K. Yee, Numerical solution of initial boundary value problems involving maxwell's equations in isotropic media, *Antennas and Propagation, IEEE Transactions on* [legacy, pre-1988] 14(3), pp. 302–307, 1966.

[73] <http://packages.ubuntu.com/search?keywords=tessa>

[74] J. Berenger, "A perfectly matched layer for the absorption of electromagnetic waves," *Journal of Computational Physics* 114(2), pp. 185–200, 1994., G. Mur, "Absorbing Boundary Conditions for the Finite-Difference Approximation of the Time-Domain Electromagnetic-Field Equations," *Electromagnetic Compatibility, IEEE Transactions on* , pp. 377–382, 1981.

[75] <http://ab-initio.mit.edu/wiki/index.php/Harminv>

[76] J. S. Vuckovic , Y. Xu et al, "Finite-difference time-domain calculation of spontaneous emission lifetime in a microcavity", *JOSA B* 16, 465 (1999).

[77] Frédéric Bordas, Nicolas Louvion, Ségolène Callard, Patrick C. Chaumet, and Adel Rahmani, Coupled dipole method for radiation dynamics in finite photonic crystal structures, *PHYSICAL REVIEW E* 73, 056601 2006.

[78] D Englund, I Fushman, J Vuckovic, "General recipe for designing photonic crystal cavities" , *Phys. Rev. E*, 2002.

[79] T. Xu, S. Yang, S. Nair, and H. Ruda, "Confined modes in finite-size photonic crystals," *Physical Review B* 72, p. 045126, 2005.

[80] G. Vecchi & al. "Continuous-wave operation of photonic band edge laser near 1.55 μm on silicon wafer" 11 June 2007 / Vol. 15, No. 12 / *OPTICS EXPRESS* 7551.

Chapitre 3

Conception d'une cavité à cristal photonique pour composants de traitement quantique de l'information

Introduction

Dans ce chapitre nous allons présenter la conception d'une cavité à hétérostructure photonique. Pour cela nous présenterons l'étude numérique comme un guide de conception de cristaux photoniques membranaires en conservant à l'esprit les paramètres physique d'intérêt auxquelles il faut prêter attention (directivité, collection, exaltation possible de l'émission spontanée). Nous nous attacherons dans tous les cas à mettre en relief les résultats des calculs, en précisant ce qui peut limiter leurs interprétations.

1. Cristal photonique de base

Dans cette partie, nous présenterons les étapes fondamentales permettant de choisir les caractéristiques de base pour la conception du cristal photonique telles que : la justification de l'utilisation de la maille graphite par rapport à d'autres mailles, le choix du mode ainsi que de la période du CP et du facteur de remplissage d'air des trous.

1.1. Utilisation de modes TE

Le résonateur optique de base que nous utilisons est constitué par un cristal photonique 2D membranaire. Les trous d'air du CP sont percés dans une membrane suspendue en GaAs (indice de réfraction $n=3.5$). Nous souhaitons une émission du mode autour $\lambda=915\text{nm}$.

Avant de percer les trous dans le CP, nous devons choisir l'épaisseur de la membrane. Pour avoir un comportement monomode de la membrane, nous avons besoin d'une épaisseur de $e=\lambda/2n\sim 130\text{nm}$, vis-à-vis de la longueur d'onde considérée.

Dans le cas de réseaux 2D, on définit deux polarisations TE (champ E dans le plan de la périodicité) et TM (champ H dans le plan de périodicité). Dans le cas de cristaux photoniques 2D membranaires entourés d'un milieu d'indice homogène, on distingue les modes pairs abusivement appelés « TE » des modes impairs « TM ». En effet, les composantes du champ non nulles sont purement TE pour les modes pairs et purement TM pour les modes impairs, dans le plan médian de la membrane ($z=0$). Nous considérons les modes pairs TE qui favorisent le couplage avec la transition interbande des boîtes quantiques InAs/GaAs présentes dans le plan médian de la membrane. Il est donc indispensable de choisir une épaisseur de la membrane à cristal photonique ne supportant qu'un seul mode pair verticalement.

1.2. Choix de la maille graphite

Nous utilisons la structure graphite pour confiner latéralement les modes de Bloch lents. On présente dans la Figure 27 suivante la structure étudiée. Considérons les diverses raisons de ce choix:

- Comparée à la structure triangulaire ou carré de trou d'air, le facteur de remplissage des trous d'air de la structure graphite est plus faible. Ainsi, des émetteurs tels que des boîtes quantiques sont localisés loin des interfaces des trous, réduisant ainsi l'effet de recombinaison de surface.

- La structure graphite possède de faibles courbures de bandes [81][82] pour les modes de bord de bandes au dessus de la ligne de lumière. Les photons dans de tels modes présentent donc une faible vitesse de groupe et cela améliore le confinement latéral de la lumière.

1.3. Choix du Mode de Bloch lent en Γ

Pour augmenter le facteur β (cf. chapitre 1), nous devons nous assurer que les émetteurs à boîtes quantiques peuvent seulement accéder à un unique mode résonant. Nous devons donc sélectionner un mode de Bloch lent situé dans le centre de la zone de Brillouin (mode en Γ) pour bénéficier de son couplage avec les modes radiatifs (cf. chapitre 2).

Parmi les modes accessibles en Γ , la Figure 27 suivante montre les cartographies de champs Hz typiques ainsi que les cartographies d'intensité optique des modes de bords de bandes au point Γ .

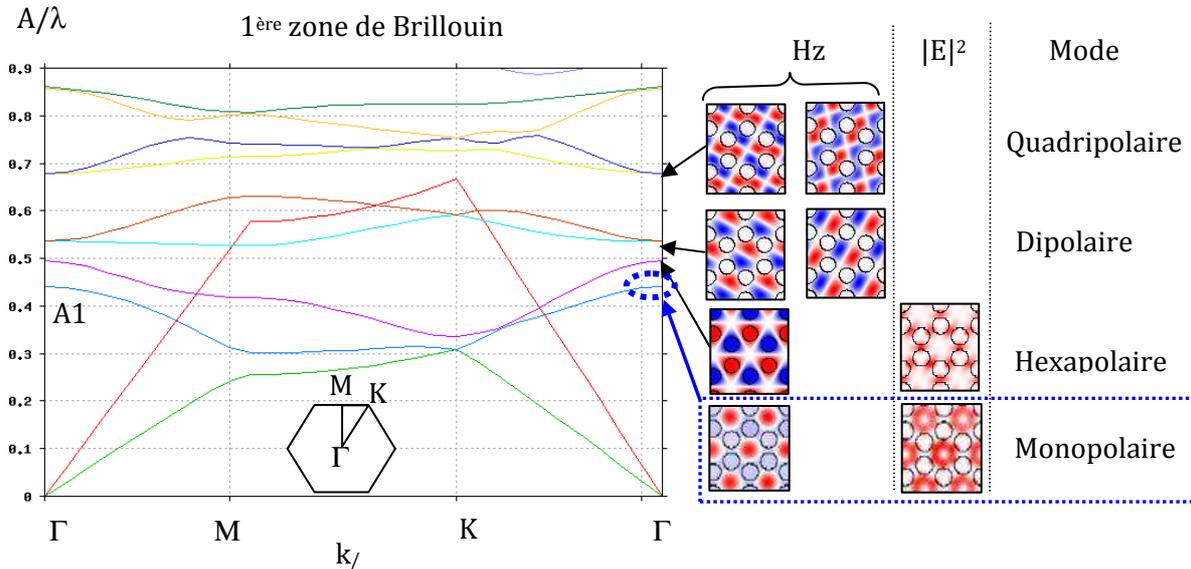


Figure 27 : Diagramme bande de la structure graphite, représentée dans la première zone de Brillouin, pour un facteur de remplissage d'air de $ff=37\%$. La ligne rouge représente la ligne de lumière, on indique en pointillé bleu le mode d'intérêt utilisé : le mode monopolaire.

Comme les modes dipolaires et quadripolaires sont dégénérés, nous allons les éliminer. Les seules solutions restantes sont les modes non dégénérés et suffisamment isolés spectralement des autres modes : les modes monopolaire et hexapolaire.

Sur la Figure 27 précédente, la distribution spatiale de l'intensité du mode monopolaire est principalement localisée dans le matériau par rapport à celle du mode hexapolaire qui est principalement localisée entre les trous plus proches voisins.

Dans le cas du mode hexapolaire, il y a de plus fortes probabilités que les boîtes quantiques qui interagiront avec le mode sont celles situées aux maxima d'intensités du champ proche des surfaces des trous. Elles seront donc sensibles aux recombinaisons non radiatives de surface.

Pour un facteur de remplissage des trous d'air de $ff_{air}=37\%$, il y a 82% de l'intensité optique du mode monopolaire dans le matériau. On choisit donc d'utiliser le mode monopolaire. Nous verrons dans la suite les différentes raisons pour lesquelles nous avons choisi ce ff_{air} (§ « Choix du *facteur* de remplissage d'air ff_{air} »).

1.4. Choix du facteur de remplissage d'air ff_{air}

Nous venons de choisir le mode de Bloch lent monopolaire de la structure graphite. Dans le diagramme de bande présenté précédemment (Figure 27), on a choisi un certain facteur de remplissage des trous d'air $ff_{air}=37\%$, nous allons expliquer ce choix.

Les propriétés du mode de Bloch vont varier avec le facteur de remplissage d'air. Nous allons voir qu'en faisant varier le ff_{air} des trous, les bandes des différents modes dans le diagramme de dispersion peuvent subir un déplacement spectral (variation de l'énergie de bande : A/λ) jusqu'à se chevaucher, et la courbure de bandes des différents extrema peut varier.

Or, nous cherchons à ce que le milieu à gain (ici les boîtes quantiques) émette dans un mode isolé dans le domaine spectrale voulu ($\lambda \sim 915\text{nm}$). Ce mode doit être adressé exclusivement par les BQ.

Il faut donc combiner plusieurs critères pour choisir le choix du facteur de remplissage d'air des trous :

- le mode monopolaire doit être isolé spectralement des autres modes.
- le mode monopolaire doit avoir une courbure de bande la plus faible possible tout en respectant les contraintes technologiques.

1.4.1. Isolation spectrale du mode monopolaire

Pour définir l'isolation spectrale, nous devons considérer les extrema des différentes bandes du diagramme de dispersion ayant une grande DOS (densité optique spectrale). Pour que le mode monopolaire soit isolé, il faut que la largeur spectrale du mode monopolaire ne se recouvre pas avec celle d'un autre mode i.e. situé soit au point Γ soit ailleurs dans la structure de bandes (principalement les autres points de haute symétrie).

On rappelle la définition du facteur de remplissage d'air pour le réseau graphite:

$$\text{(Equ. 21)} \quad ff = \frac{4\sqrt{3} \cdot \pi}{3} \left(\frac{r}{A} \right)^2$$

Avec r est le rayon des trous d'air et A le paramètre de maille du cristal photonique.

Sur la Figure 28 suivante, les diagrammes de bandes des modes monopolaire et h xapolaire sont reportés pour une large gamme de facteur de remplissage d'air croissant de 10%   50% par pas de 2%.

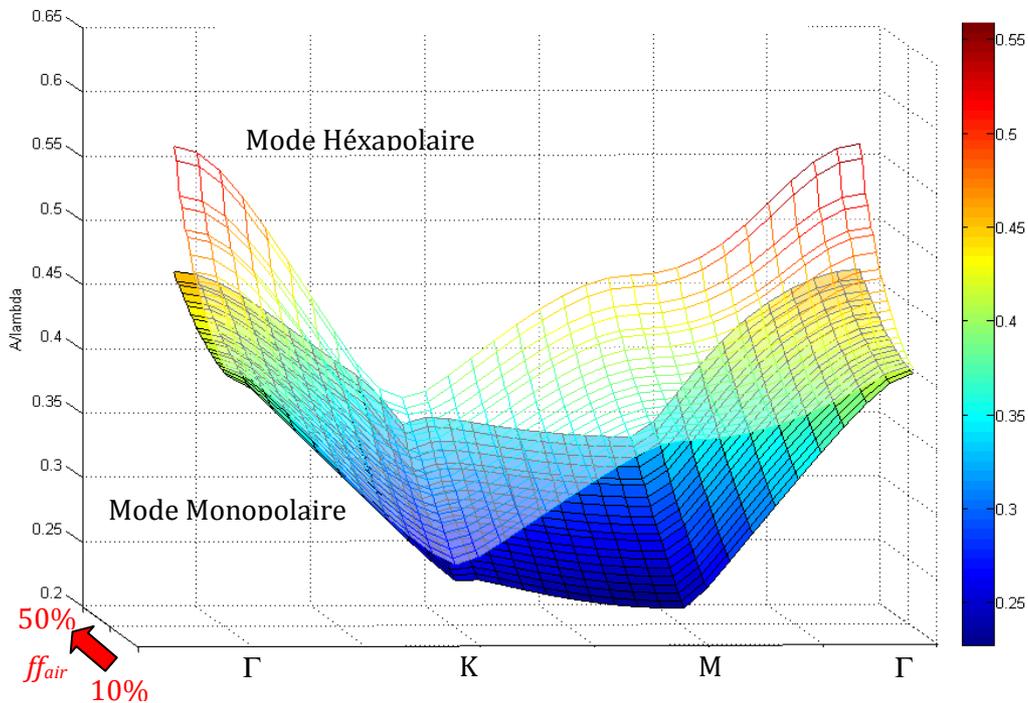


Figure 28 : Diagrammes de bande des modes h xapolaire et monopolaire en fonction du facteur de remplissage d'air ff_{air} .

On observe l'évolution des deux bandes :

- La bande du mode monopolaire croît moins rapidement que celle du mode h xapolaire avec le ff_{air} .

- Vers les grandes valeurs de ff_{air} , il y a une grande séparation des deux bandes en Γ , mais au point M nous remarquons que le mode monopolaire à une énergie similaire à la bande du mode h xapolaire. Cela amènerait à ce que la BQ émette dans ces deux modes en compétition. Il ne suffit donc pas que les modes h xapolaire et monopolaire soient suffisamment éloignés en Γ .

Pour préciser l'isolation spectrale, on choisit de représenter quelques cas de diagrammes de bandes pour les ff_{air} de 10, 20, ... , 50% sur la Figure 29 suivante.

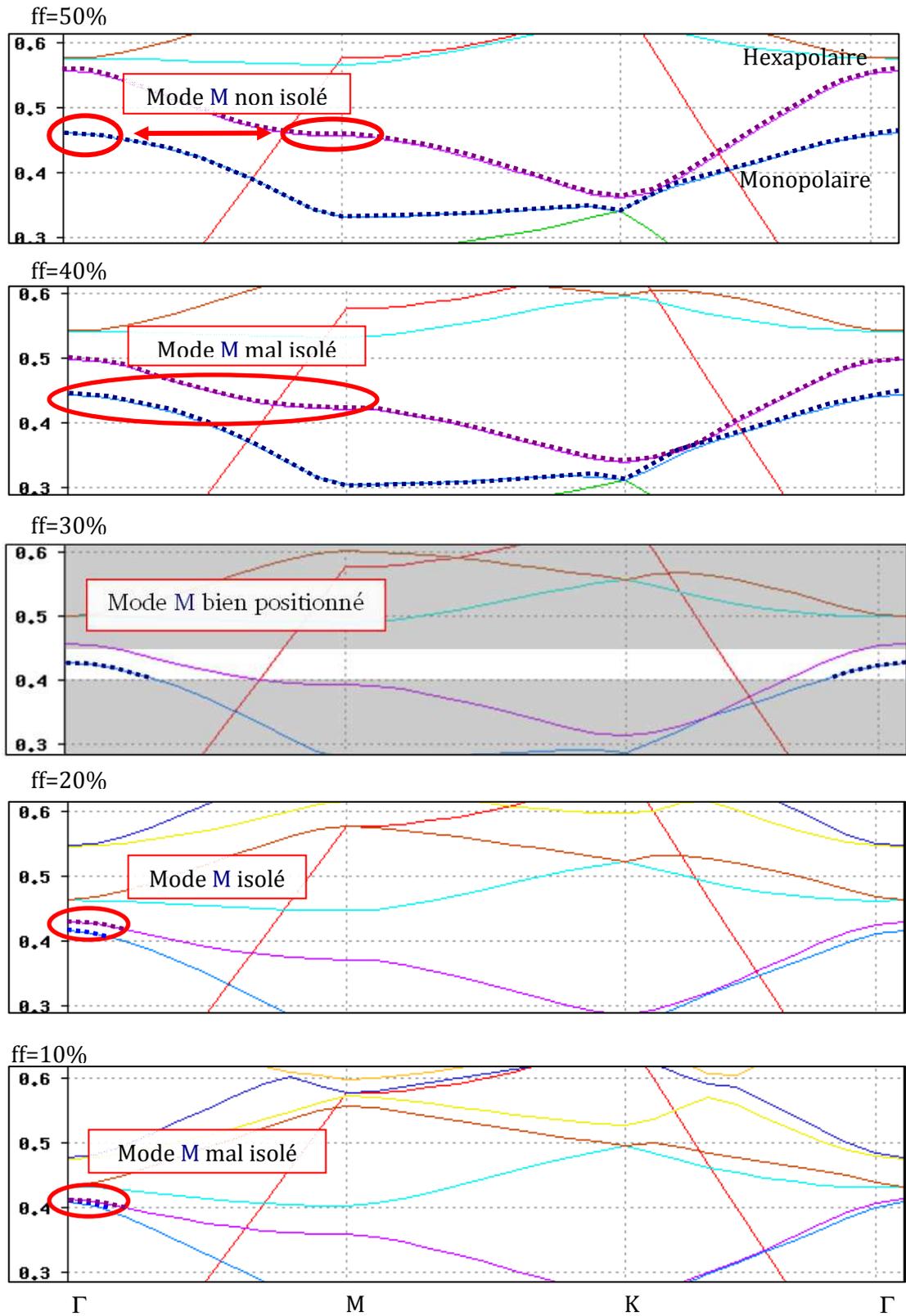


Figure 29 : Diagramme de bande de la structure graphite pour différents ff d'air. On indique l'isolation du mode monopolaire M des autres modes du diagramme de dispersion.

La Figure 29 indique de manière très qualitative une manière de discriminer la position des bandes entre elles. Pour les faibles facteurs de remplissage d'air $ff_{air} < 20\%$, la bande du mode monopolaire est proche de celle du mode h xapolaire en Γ . Tandis que pour les forts $ff_{air} > 40\%$ le mode monopolaire en Γ peut interagir avec la bande du mode h xapolaire en M.

Cette manière de procéder est très approximative et nous devons choisir un critère de séparation spectrale plus quantitatif. Pour cela, nous pouvons nous servir de l'outil numérique qui sert à tracer les diverses bandes du diagramme de dispersion. La résolution numérique du calcul nous donne une précision sur la position des bandes de $\Delta(a/\lambda) = 10^{-2}$ (dernier digit significatif). Par exemple, pour le dernier cas de la Figure 29 ($ff_{air} = 10\%$), les bandes du mode monopolaire et h xapolaire sont très proches l'une de l'autre et ne sont écartées que de $\Delta(a/\lambda) = 10^{-2}$. On peut en déduire une variation relative en nm de : $\Delta(a/\lambda) / (a/\lambda) = 10^{-2} / 0,41 = \Delta\lambda / \lambda \sim 0,025$, donc pour $\lambda \sim 1000\text{nm}$ (longueur d'onde du mode résonant pris par excès) on a un écart entre les bandes de $\Delta\lambda \sim 25\text{nm}$ ⁷. Bien que ce critère soit purement numérique, on peut s'en servir comme critère physique d'isolation entre les bandes. Or, pour les modes envisagés à $ff_{air} = 10\%$, les facteurs de qualité Q sont de l'ordre de la centaine : leur largeur à mi hauteur est donc de l'ordre de $\delta\lambda = \lambda / Q = 10\text{nm}$. Il n'y a donc pas de chevauchement des modes entre eux puisque $\delta\lambda < \Delta\lambda \sim 25\text{nm}$. On pourra donc utiliser ce critère d'écart spectral entre bandes.

On consid rera la gamme de variation de ff_{air} comprise approximativement entre 10% et 40% comme satisfaisante pour garantir une isolation spectrale.

1.4.2. Choix de la courbure de bandes

Pour confiner latéralement les photons dans la CP, il est intéressant de choisir une courbure de bande la plus faible pour le mode monopolaire. Sur la Figure 30 suivante, nous constatons que les courbures de bandes $\alpha_{\Gamma-K}$ et $\alpha_{\Gamma-M}$ dans les deux directions cristallographiques principales $\Gamma-K$ et $\Gamma-M$ diminuent avec l'augmentation du ff_{air} . On devrait donc choisir les deux courbures de bandes ($\alpha_{\Gamma-K}$; $\alpha_{\Gamma-M}$)   la limite supérieure du facteur de remplissage pour avoir la plus faible vitesse de groupe des photons.

⁷ Ce critère nous permet de voir le manque de précision du calcul numérique pour la détermination de la position spectrale d'une bande dans le diagramme de dispersion.

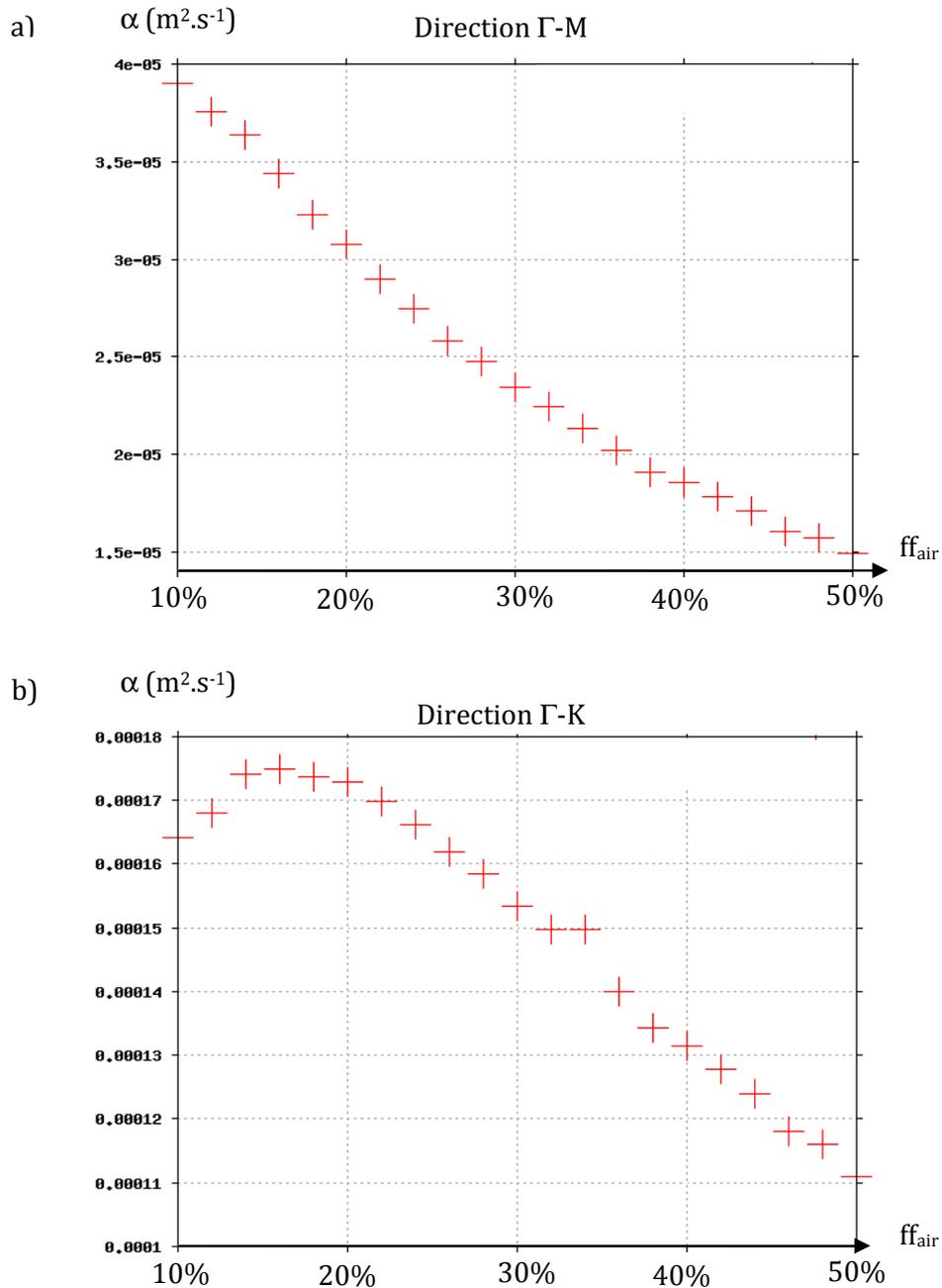


Figure 30 : Courbure de bande du mode monopolaire en fonction de facteur de remplissage du cristal photonique du réseau graphite dans les deux directions cristallographiques Γ M et Γ K.

Néanmoins, il faut tenir compte des remarques du paragraphe précédent et des paramètres de technologie de fabrication. Une période de réseau de 420nm est choisie afin d'assurer une émission autour de 915nm. Cela implique que les trous plus proches voisins sont donc espacés de $a_{ppv} = A/\sqrt{3} \sim 240\text{nm}$ et il reste une certaine quantité de matériau entre deux trous de 20nm ($=240-2 \cdot 110\text{nm}$) en tenant compte du rayon des trous pour un ff_{air} de 50% (avec $r = \sqrt{\sqrt{3} \times ff_{air} / (4\pi)} \times A$). Cela implique deux problèmes du point de vue de la réalisation technologique du CP :

- La fragilité de la membrane suspendue donc une probabilité importante de cassure.

- La reproductibilité des motifs des trous en lithographie électronique.

Pour ces raisons, nous avons pris une marge de sécurité sur la valeur des rayons de trous utilisés en les prenant plus petits. Nous avons choisi le $f_{air}=37\%$ ce qui permet une émission du mode autour de 915nm (correspondant à la gamme l'émission du gain).

2. Mode de Bloch et confinement latéral

Le confinement latéral d'un mode de Bloch a déjà été abordé dans le chapitre précédent. Ici nous allons reprendre les idées de bases expliquant le confinement tout en l'adaptant au concept d'hétérostructure photonique.

2.1. Mode de Bloch en Γ dans un CP infini

Dans un cristal photonique infini supportant un mode non dégénéré en gamma, le mode est parfaitement confiné dans le CP et ne subit pas de pertes hors membrane [83][83] T. Ochiai and K. Sakoda, "Dispersion relation and optical transmittance of a hexagonal photonic crystal slab," Phys. Rev. B **63**, 125107 (2001).. L'extension latérale du mode est théoriquement infinie dans l'espace réel et le mode est donc parfaitement localisé dans l'espace réciproque (Dirac en $k_{//}=0$). De plus, la durée de vie des photons dans le cristal photonique est infinie. Ces particularités caractérisent les modes de Bloch non dégénérés en Γ , tels que le mode monopolaire précédemment choisi.

Sur la figure suivante, on représente la composante Hz du mode monopolaire sur plusieurs mailles élémentaire (Figure 31 suivante, a et b).

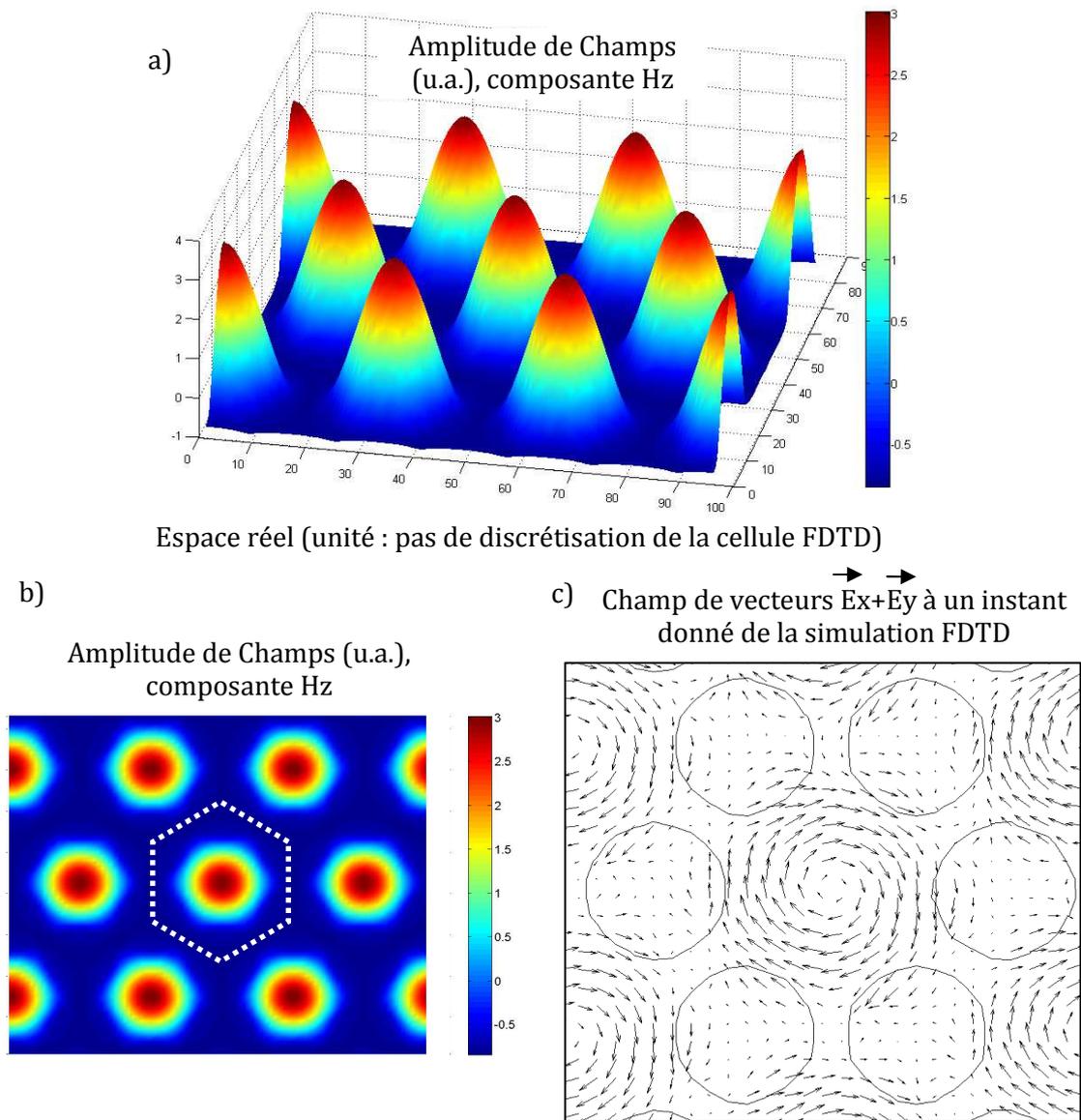


Figure 31 : Cartographies de champ de la composante Hz du mode monopolaire montrant la répartition spatiale de l'amplitude du champ : a) vue globale ; b) mode (en trait blanc on rappelle la maille élémentaire de la structure graphite) ; c) sur une maille élémentaire de la structure graphite, on indique le champ de vecteurs \vec{E} à une itération donnée de la simulation FDTD.

On constate que la distribution du champ Hz dans une maille élémentaire présente une amplitude maximale qui reste identique sur l'ensemble de la structure.

Sur la Figure 31 (c), nous avons représenté la distribution du champ de vecteurs $\vec{E} = \vec{E}_x + \vec{E}_y$ dans une maille graphite à une itération donnée (durant le calcul FDTD). La connaissance du champ de vecteur est importante pour savoir où placer le dipôle (sur un maximum de champ) et comment l'orienter pour avoir une interaction optimale avec le mode pour calculer le Facteur de Purcell par la méthode directe (cf chapitre 2). Nous pouvons

observer la répartition de l'amplitude dans le matériau en examinant la longueur et l'orientation de chacune des flèches réparties sur le quadrillage de discrétisation de la cellule FDTD⁸.

Ainsi, dans un CP infini le mode monopolaire possède un volume modal infini car il est reparti sur tout le cristal photonique, et ne subit aucune perte verticale (le facteur de qualité est infini). Nous allons voir dans la suite de quelle manière confiner le mode Bloch pour réduire son volume modal, tout en lui conférant la capacité d'émettre verticalement.

2.2. Mode de Bloch en Γ latéralement confiné dans une hétérostructure photonique

Dans le cas d'un cristal photonique ayant des dimensions finies, le vecteur d'onde dans le plan $k_{//}$ n'est plus localisé exactement en Γ mais possède une extension autour de ce point dans l'espace réciproque. Dans l'espace réel, l'amplitude du champ n'est plus constante sur toute la surface du cristal photonique mais possède une enveloppe qui dépend de la forme et de la taille de la structure. Nous avons vu que le cristal photonique de taille finie peut être vu comme une cavité à l'intérieur de laquelle le mode de Bloch est soumis à des conditions d'existence.

Pour confiner latéralement la lumière dans une région réduite, on choisit de changer localement la topographie du CP, par exemple le rayon des plusieurs trous d'air comme indiqué sur la Figure 32. Nous utilisons le concept d'hétérostructure photonique présenté dans les références [84][85][86], pour contrôler le volume modal et les pertes latérales du mode optique pour augmenter le rapport Q/V .

Comme la courbure de bande du mode monopolaire est négative autour du point Γ , le confinement de la lumière est obtenu en diminuant le rayon des trous d'air dans la région « barrière » par rapport à ceux de la région du cœur: l'énergie de la bande barrière décroît et les photons seront préférentiellement localisés dans la région du cœur. Nous obtenons un « puits » de photons.

Sur la Figure 32, les cartographies de champs du mode de Bloch monopolaire confiné sont obtenues en excitant la structure photonique à la longueur d'onde de résonance : nous avons représenté l'intensité du champ électrique en coupe dans le plan médian du CP, et en coupe verticalement au plan de la membrane dans les deux directions ΓK et ΓM .

⁸ Lors d'une simulation FDTD les amplitudes de champs \vec{E}_x et \vec{E}_y varient en phase dans le temps (par la partie en $\cos(\omega t)$) et ont chacun une distribution spatiale définie. Cela implique que les directions indiquées par les flèches sur la Figure 31 varient autour d'une position moyenne. Par ailleurs, la précision du maximum de l'intensité est limitée par la discrétisation de la cellule (à un pas près).

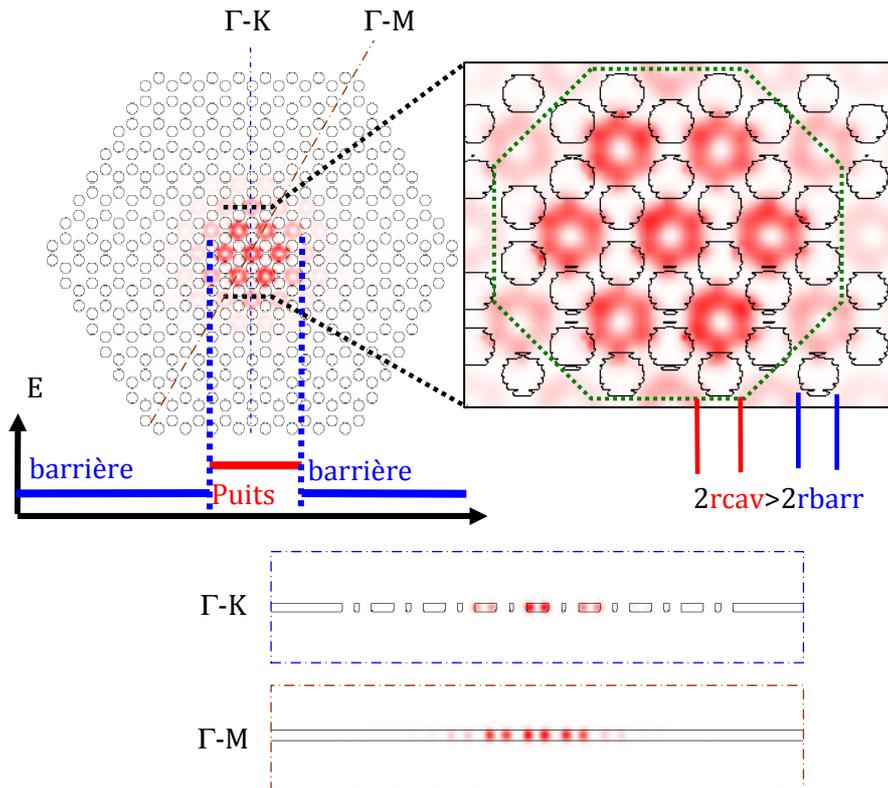


Figure 32 : Mode Monopolaire (cartographie d'intensité optique) confiné dans une hétérostructure photonique ($ff_{cav}=37\%$ et $ff_{barr}=31\%$).

Le cristal photonique de la Figure 32 précédente est une structure optimisée pour certaines valeurs de facteur de remplissage (ff) dans le cœur et la barrière. Elle contient 7 mailles élémentaires dans la région du cœur ayant un facteur de remplissage d'air de $ff_{cav}=37\%$, entouré de la région barrière avec un $ff_{barr}=31\%$. Nous présentons sur la Figure 33 le spectre typique de cette structure obtenu par FDTD : le facteur de qualité du mode est de l'ordre de $Q\sim 1000$.

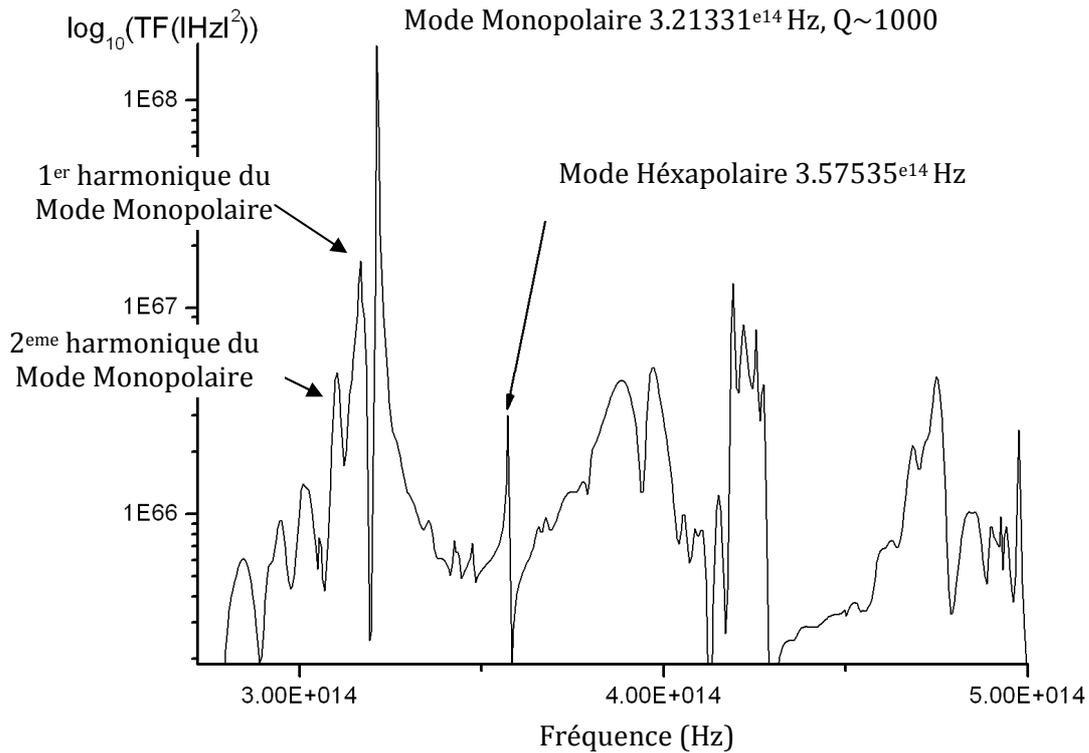


Figure 33 : Spectre typique d'une hétérostructure photonique dans une CP2D membranaire avec $ff_{cav}=37\%$ and $ff_{barr}=31\%$, simulation FDTD3D.

On indique sur la Figure 33 précédente le mode monopolaire fondamental latéralement, ainsi que ses 1^{er} et 2^{ème} harmoniques (cf chapitre 2). On note que ce mode étant à courbure négative les harmoniques sont répartis vers les faibles énergies. Pour information, on indique la position du mode hétérostructure.

Nous allons présenter la manière de procéder pour déterminer les paramètres géométriques du cristal photonique permettant un confinement modal et un facteur de Purcell optimal. Nous allons donc étudier l'évolution du facteur de qualité et du volume modal du mode monopolaire pour calculer le facteur de Purcell en fonction du facteur de remplissage de la région barrière, tout en gardant le facteur de remplissage du cœur fixé à 37%. Nous simulons 5 différentes structures avec des trous d'air ayant de plus petits rayons dans la région barrière : $ff_{barr}=36, 35, 33, 31$ et 29%. Pour chaque structure nous déterminons numériquement le facteur de qualité Q et le volume modal V_m du mode de cavité (Figure 34).

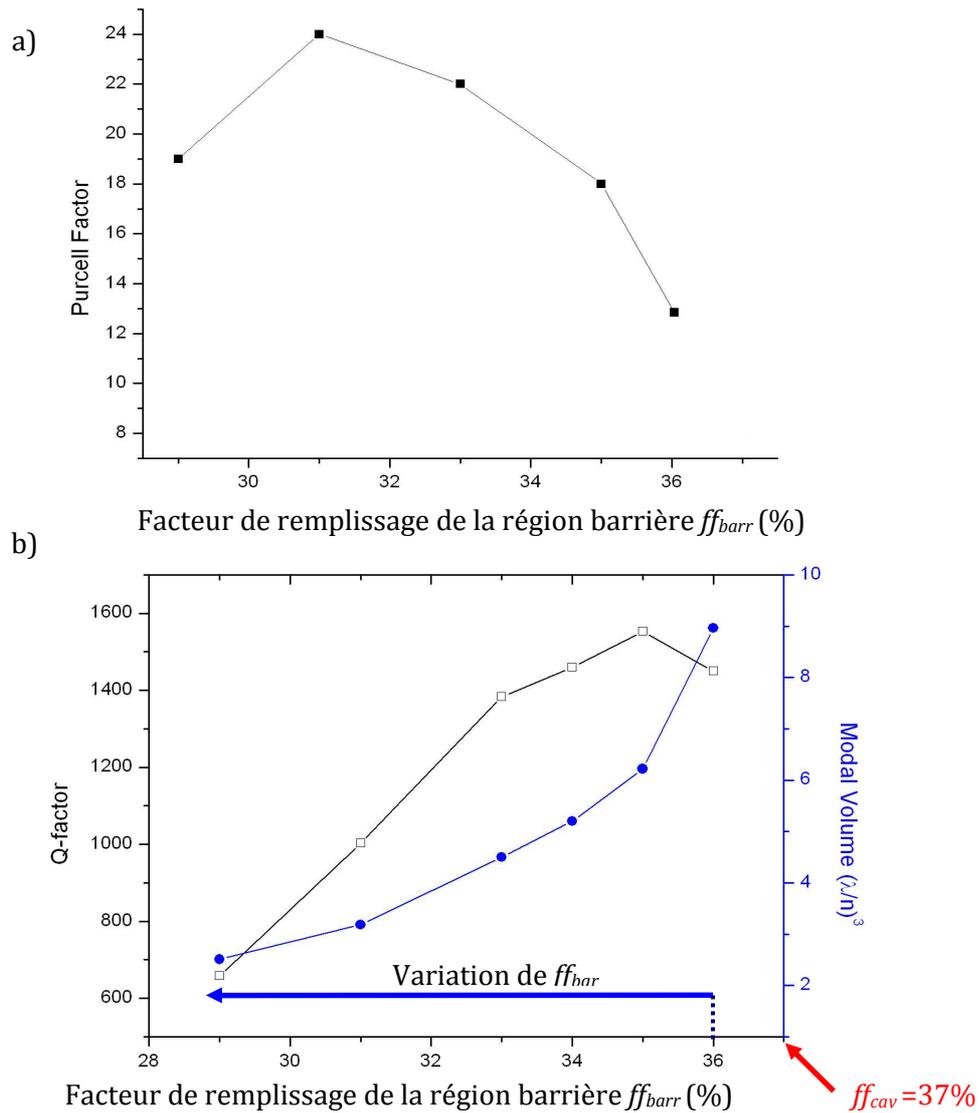


Figure 34 : Evolution du mode monopolaire dans le cristal photonique utilisant le principe d'hétérostructure photonique: a) F_p en fonction de ff_{barr} ; b) Q et V_m en fonction de ff_{barr} .

Le facteur de qualité est contrôlé d'une part par les pertes verticales qui sont toujours présentes, et d'autre part, par les fuites latérales à travers la barrière ou diffractées à l'interface entre le puits et la barrière.

Sur la Figure 34 (b) on constate que l'on obtient un optimal de facteur de qualité qui atteint $Q \sim 1500$ pour une faible différence de $\Delta ff = 2\%$ entre la cavité et la barrière. Pour une faible différence Δff on crée une interface entre la cavité et la barrière qui joue le rôle de miroir. Cette interface est douce puisqu'une partie des photons est réfléchi aux frontières de la cavité et siège plus longtemps dans la cavité (par augmentation du facteur de qualité) et une partie est transmise dans les barrières. Cette interface crée aussi des pertes verticales qui entrent en compétition avec les pertes latérales. Par ailleurs, on voit que le volume modal diminue

progressivement avec l'augmentation de Δff , mais pour $\Delta ff=2\%$ le confinement n'est pas très intéressant. Quand ff_{barr} tend vers le ff_{cav} , ($\Delta ff=1\%$), les pertes latérales à travers les barrières deviennent dominantes et le facteur Q diminue légèrement. Remarquons que le mode est très sensible aux variations géométriques fines de la structure.

Si l'on augmente la différence Δff on remarque que le facteur de qualité Q du mode diminue ainsi que le volume modal. Cela indique que les pertes diffractées aux frontières de la cavité augmentent (l'interface devient de plus en plus abrupte) et que le confinement spatial est meilleur.

On atteint pour un certain couple de valeurs un facteur de Purcell ayant un maximum de $F_p \sim 24$, pour $ff_{\text{barr}}=31\%$, avec $Q=1000$ et $V_m=3.2 (\lambda/n)^3$. Le résultat de calcul du Facteur de Purcell par la méthode direct donne le même résultat. Dans la suite nous allons nous servir de cette hétérostructure optimisée.

Pour cette configuration particulière, nous avons vérifié que le rajout de rangées supplémentaires dans la barrière par rapport au nombre de rangées du CP présenté dans la Figure 32, n'améliorait pas le facteur de qualité. Cela indique que la plupart des pertes sont des pertes hors membrane et que les fuites latérales du mode peuvent donc être supprimées grâce à l'utilisation d'une hétérostructure (nous verrons plus tard que ce n'est pas totalement le cas). Dans la suite nous allons aborder une manière d'agir sur les pertes verticales afin de les améliorer.

2.3. Contrôle des pertes verticales du mode de Bloch confiné : ajout d'un miroir de Bragg

Dans le cas de la structure décrite juste avant, le facteur de qualité du mode est donc essentiellement déterminé par le couplage du mode au continuum d'états radiatifs (puisque l'on a limité les fuites latérales). Ce couplage peut être contrôlé par un design fin de l'environnement électromagnétique (EM) autour du cristal photonique.

Pour modifier l'environnement EM autour de la membrane, on va utiliser un miroir de Bragg (MB) positionné à une certaine distance sous le CP, le dispositif est représenté sur la Figure 35 suivante. Il s'agit en fait d'exploiter les interférences entre le signal émis par le CP vers le bas et celui réfléchi par le MB afin de contrôler le taux de couplage entre le mode confiné du

CP et les modes rayonnés. Nous nous intéressons à réduire les fuites verticales pour augmenter le temps de siège des photons dans la cavité comme présenté dans les travaux [82][85].

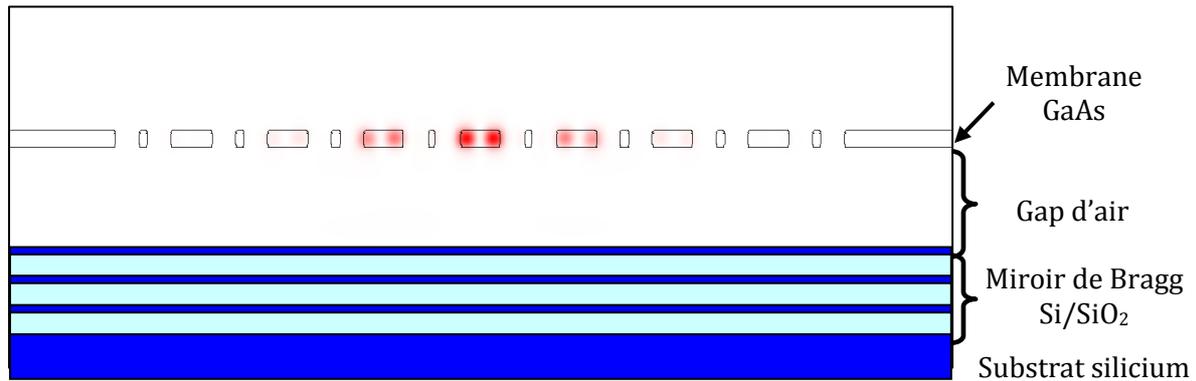


Figure 35 : Coupe transversale de la cavité à hétérostructure photonique (cas de la structure étudiée précédemment ayant un facteur de Purcell optimal $F_p \sim 24$) positionnée au dessus d'un miroir de Bragg (distance membrane-Bragg de $832\text{nm} \sim 90\%$ of λ). On représente en rouge la cartographie de l'intensité du champ électromagnétique.

Le miroir de Bragg (MB) est composé de 3 paires de couches Si/SiO₂ d'épaisseur $\lambda/4n$, cela conduit à une réflectivité de 98%. Cette réflectivité a été calculée par le logiciel MacLeod autour de 915nm (longueur d'onde d'intérêt). Or, le silicium absorbe autour de $1\mu\text{m}$. Mais on pourra considérer que cela ne gêne pas la réflectivité dans la mesure où l'on verra par la suite que la proportion de champs EM entre la membrane à CP et le MB est très faible. Le mode est essentiellement localisé dans la membrane. Par la suite on négligera donc l'absorption du silicium.

Le MB est positionné à différentes distances de la membrane à CP pour repérer la position où le facteur de qualité sera optimal comme sur la Figure 36 suivante.

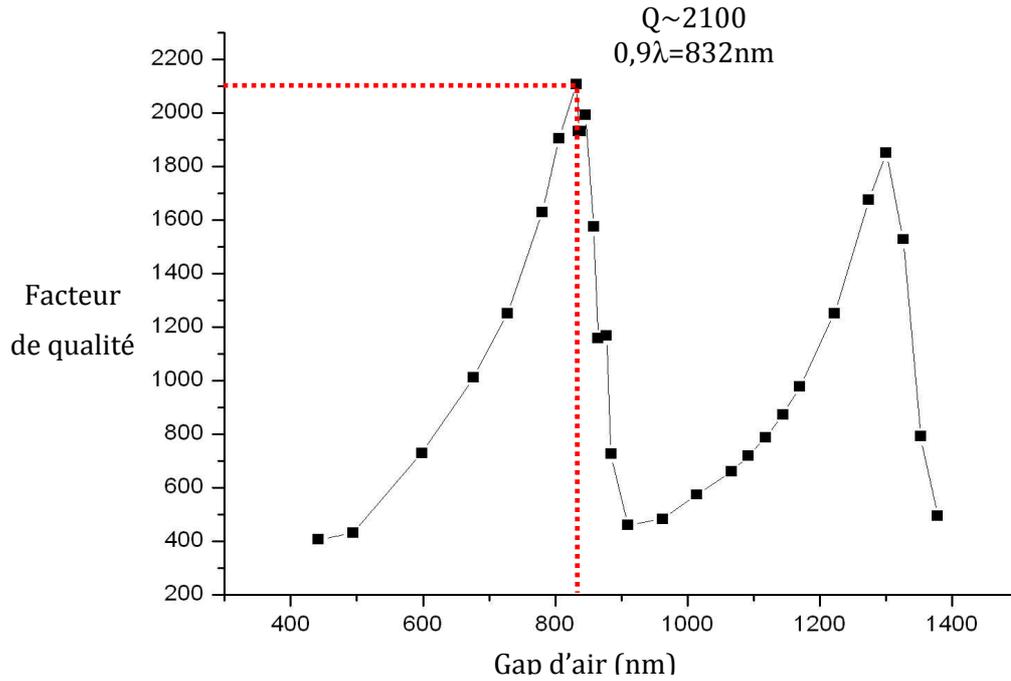


Figure 36 : Evolution du facteur de qualité du mode monopolaire en fonction de l'épaisseur de gap (cas du dispositif avec un $F_p \sim 24$), calcul numérique réalisé par FDTD3D.

En utilisant la théorie des modes couplés temporels (TMC), on peut montrer [82][85] que, lorsque la membrane est parfaitement demi-onde « $\lambda/2$ » optiquement, et pour un mode situé au point Γ de la courbe de dispersion, le facteur de qualité varie périodiquement en fonction de la distance a_g séparant le cristal photonique du miroir de Bragg :

$$(Equ. 22) \quad Q_{total} = \frac{Q_0}{1 + r \cdot \cos(4\pi a_g / \lambda)}$$

Avec :

Q_0 , le facteur de qualité du mode dans le MB,

r , la réflectivité du mode sur le MB,

a_g , la distance entre la membrane à CP et le MB.

La distance théorique minimale entre la membrane et le MB qui conduit à une inhibition maximum des fuites est de $3\lambda/4$. Cela a pour effet d'augmenter le temps de siège des photons dans la structure, et se traduira par un maximum pour le facteur de qualité Q_{total} du mode.

Dans le cas de la structure optimisée dans le paragraphe précédent, l'hétérostructure photonique (présentant le meilleur $F_p \sim 24$) est positionnée au dessus du MB. Le premier avantage est de forcer l'émission des photons dans le demi-espace au dessus de la membrane. De plus, on voit que sur la Figure 36 le facteur de qualité peut être augmenté d'un facteur 2

atteignant donc ~ 2100 (au lieu de $Q \sim 1000$ sans MB) pour un gap d'air $e \sim 830\text{nm}$ correspondant à 90% de la longueur d'onde d'émission.

D'après la théorie des modes couplés, l'épaisseur de gap optimale devrait être $e = 690\text{nm}$ ($a_g = 3\lambda/4$), et nous devrions avoir une forme du pic $Q = Q(\text{gap d'air})$ symétrique. La différence entre la simulation FDTD-3D et la méthode des modes couplés peut être expliquée par deux approximations que nous avons utilisées. Tout d'abord, la structure simulée n'est pas un cristal photonique infini et uniforme excitée par une onde plane. Dans le cas présent, le design de la structure est une cavité à hétérostructure photonique présentant un confinement latéral du mode induisant des pertes qui ne sont pas totalement verticales (voir la prochaine section). Par ailleurs, une épaisseur optique en $\lambda/2$ de la membrane à cristal photonique est considérée dans le model TMC, ce qui est un cas optimal pour l'inhibition du couplage radiatif. Ainsi, pour notre structure simulée par FDTD, une partie du mode résonant est localisé dans les trous d'air (18% du mode est présent dans les trous d'air) et l'épaisseur effective de la membrane est donc réduite⁹.

Dans cette configuration, nous obtenons un volume modal de $V_m = 3.6 (\lambda/n)^3$, correspondant à un facteur de Purcell de $F_p \sim 44$. On remarque que le volume modal est seulement augmenté de $\sim 12\%$ comparé à la configuration sans le MB. Cela indique que le confinement reste efficient.

En fait, cette petite augmentation du volume modal V_m peut être expliquée en considérant que le champ est partagé entre la membrane à cristal photonique et le gap d'air localisé juste en dessous. Pour être plus précis, il a été montré dans la référence [87] que la part relative de l'énergie électromagnétique (η_{gap}) contenue dans le gap d'air est donnée par le rapport entre le temps passé par les photons respectivement dans le gap d'air et dans la membrane à CP, fournissant la relation:

$$(Equ. 23) \quad \eta_{gap} = \frac{\frac{2a_g}{\lambda}}{\frac{2a_g}{\lambda} + \frac{Q_{CBM}}{2\pi}}$$

⁹ On peut définir l'épaisseur effective de la membrane de plusieurs manières :

- Si l'on considère l'indice moyen, on a : $n_{eff} = ff_{air} * n_{air} + ff_{GaAs} * n_{GaAs} = 2.57$, avec $ff_{air} = ff_{cav} = 0.37$, $ff_{GaAs} = 0.63$ et $n_{GaAs} = 3.49$. Ce qui implique une épaisseur « effective » calculée de : $e \sim \lambda / (2 * n_{eff}) \sim 180\text{nm}$. Or initialement, l'épaisseur prise est de : $e \sim \lambda / (2 * n_{GaAs}) \sim 130\text{nm}$.

- Si l'on considère l'indice effectif vu par le mode, i.e. la proportion du champ présent dans le matériau et dans l'air : ainsi, n_{eff} devient $n_{eff} = 0.18 * n_{air} + 0.82 * n_{GaAs} = 3.05$. On obtient donc une épaisseur effective de $e \sim \lambda / (2 * n_{eff}) \sim 150\text{nm}$.

Il faut considérer cette deuxième définition.

Où a_g est l'épaisseur du gap d'air, et Q_{CBM} le facteur de qualité du mode confiné, obtenu sans miroir de Bragg.

Dans notre cas, nous trouvons $\eta_{gap} \sim 2\%$. En considérant la membrane à CP (resp. le gap d'air) de 135nm (resp. 830nm), l'augmentation de l'épaisseur effective du mode peut être estimée autour de 10%, ce qui est cohérent avec les valeurs de volumes modaux obtenus précédemment.

Nous venons de voir qu'en ajoutant un miroir de Bragg à proximité d'une cavité à CP, on peut modifier l'environnement EM de la structure afin d'améliorer la dynamique du mode. Par ailleurs, le champ est très majoritairement confiné à l'intérieur de la membrane à cristal photonique. Nous allons voir par la suite que l'on peut encore améliorer la dynamique d'émission du mode en modifiant l'épaisseur de la membrane à CP au dessus d'un MB.

Etude de l'influence de l'épaisseur de la membrane

Dans le but d'affiner la géométrie optimale de la membrane, nous simulons d'autres structures avec différentes épaisseurs de membrane dont on observe l'évolution du facteur de qualité en fonction du gap d'air sur la Figure 37 suivante.

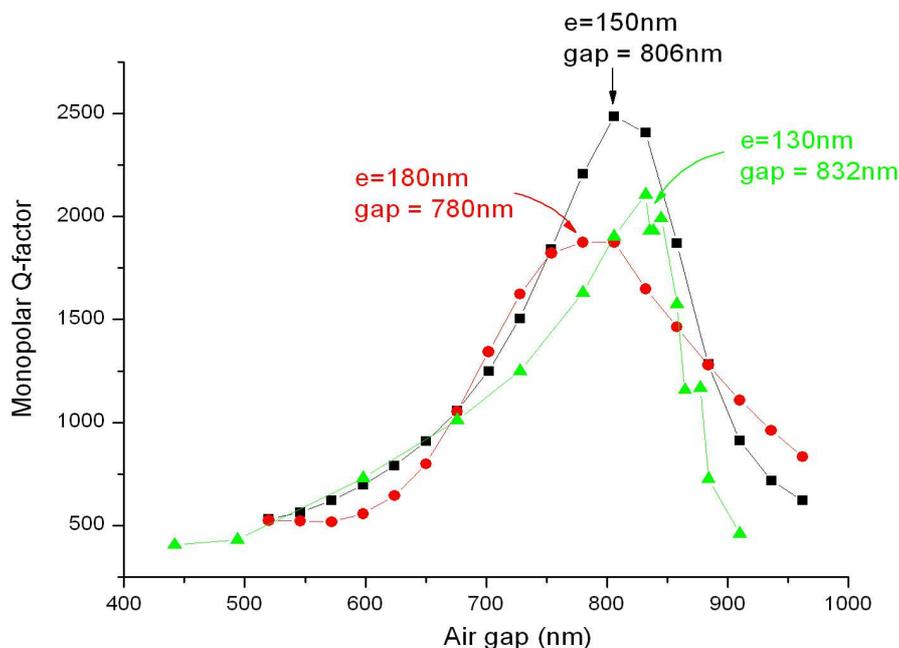


Figure 37 : Evolution du facteur de qualité du mode monopolaire pour différentes épaisseurs de membrane 130nm, 150nm et 180nm. Nous

sommes toujours dans le cas où le facteur de Purcell optimal de $F_p \sim 24$ est obtenu pour l'hétérostructure photonique seule. Simulations FDTD3D.

La figure précédente montre la dépendance du facteur de qualité du mode monopolaire en fonction de l'épaisseur du gap d'air, pour des membranes GaAs d'épaisseurs: 130, 150 and 180nm.

Pour une épaisseur de $e=150\text{nm}$ et alors que le gap d'air s'éloigne de la valeur théorique, le pic est symétrique et correspond donc à une épaisseur optique de membrane en « $\lambda/2$ ». C'est donc pour une épaisseur de membrane de 150nm que la membrane se rapproche de l'évolution théorique du facteur de qualité décrit par la théorie des modes couplés (cf paragraphe précédent) et de plus nous atteignons une valeur optimale de $Q \sim 2500$ (au lieu de $Q \sim 1800$ pour $e=180\text{nm}$ et $Q \sim 2100$ pour $e=130\text{nm}$).

Nous en déduisons l'indice optique effectif correspondant à l'épaisseur optique « $\lambda/2$ » appropriée : $n_{\text{eff}}=3.05$. Cet indice effectif correspond à celui que l'on calcule en prenant en compte ce que « voit » le mode optique dans le cristal photonique : c'est-à-dire une certaine proportion de matériau et d'air (voir note²). Il y a donc une parfaite correspondance entre la théorie des modes couplés et notre calcul numérique. Pour cette épaisseur effective de membrane de 150nm, le facteur de Purcell est de $F_p=54$.

Comme cette configuration multicouche conduit à au moins un doublement du facteur Q , cela indique une forte inhibition du couplage vertical. On peut alors supposer que les pertes optiques peuvent être, dans une certaine mesure, déterminées par l'effet tunnel à travers la barrière (pertes latérales). Pour vérifier ce point, nous augmentons le nombre de rangées de cellule unitaire de graphite dans la région de barrière, comme indiqué dans la Figure 38 suivante.

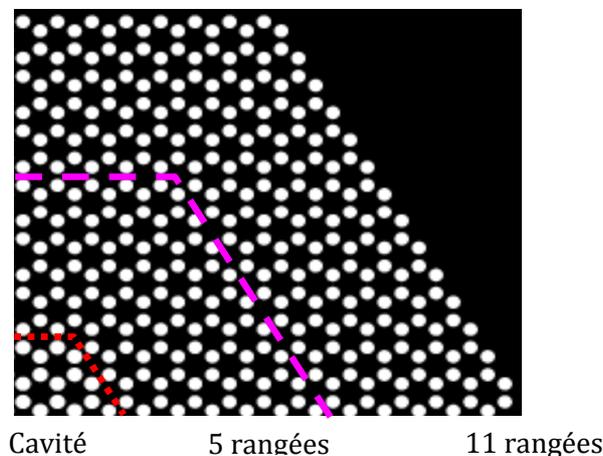


Figure 38 : Augmentation du nombre de rangées dans la région barrière.

Dans le cas de la structure ayant une épaisseur membranaire de 130nm le facteur de qualité évolue donc de $Q \sim 2100$ à $Q \sim 2900$ ce qui s'accompagne donc d'un facteur de Purcell de $F_p \sim 63$. Dans le cas de la structure ayant une épaisseur effective de 150nm, le facteur de qualité évolue de $Q \sim 2500$ à $Q \sim 3800$, et l'on atteint un facteur de Purcell d'environ $F_p \sim 80$.

Ainsi, la configuration du dispositif (hétérostructure photonique sans MB) est telle qu'initialement on pensait avoir parfaitement inhibé les pertes latérales. Or, l'ajout du MB dans des conditions d'inhibition des pertes verticales nous montre que les pertes latérales n'étaient pas totalement inhibées puisque l'on observe une amélioration du facteur de qualité lors de l'ajout d'un certain nombre de rangées de trous dans la barrière.

Nous avons vu que l'amélioration du facteur de qualité et donc l'inhibition des pertes verticales par le MB dépendent de l'épaisseur effective directement liée à l'indice effectif vu par le mode de Bloch.

2.4. Contrôle du diagramme de rayonnement

Dans cette partie, nous nous intéresserons au contrôle de l'émission du mode de Bloch monopolaire. Comme nous l'avons vu au chapitre 2, l'une des particularités de ce type de mode est qu'il présente généralement de fortes durées de vie des photons dans la membrane. On souhaite donc allier de forts facteurs de qualité dus aux optimisations précédemment développées et une émission contrôlée du mode de Bloch.

Nous verrons dans un premier temps les caractéristiques du mode en cavité à hétérostructure photonique sans miroir de Bragg. Puis, nous verrons que l'apport du miroir de Bragg influe grandement sur la directivité du mode.

2.4.1. Champ lointain d'un mode de Bloch à émission par la surface confiné par hétérostructure photonique

La Figure 39 suivante montre le champ lointain du mode monopolaire confiné dans la cavité à CP (hétérostructure photonique) sans miroir de Bragg. On rappelle (cf chapitre 2) que le champ lointain est calculé par transformée de Fourier discrète des composantes de champs prises sur un plan S à une faible distance d'environ 200nm au dessus de la membrane.

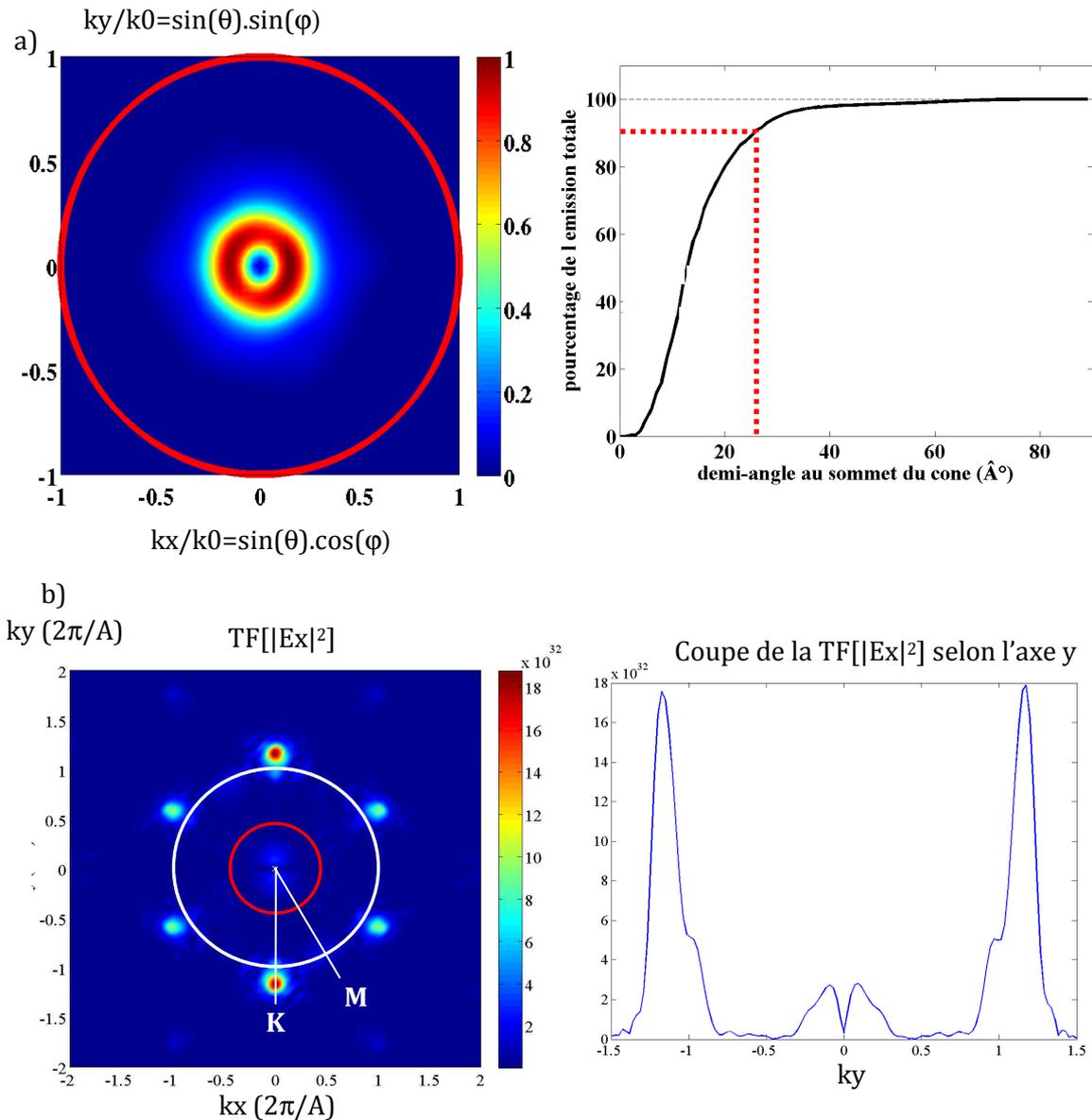


Figure 39 : (a, à gauche) : Diagramme de rayonnement dans l'espace réciproque pour le mode monopolaire: confiné dans une cavité à hétérostructure photonique $F_p \sim 24$ pour $ff_{cav} = 0.37$, $ff_{bar} = 0.31$; (a, à droite) : pourcentage totale de l'émission totale en fonction du demi-angle au sommet, on indique en pointillé rouge que 90% de l'émission totale est rayonnée dans un cône d'environ 25° . (b, à gauche) : Transformée de Fourier d'une cartographie de champ de la composante E_x du mode monopolaire pris à $\sim 200\text{nm}$ au-dessus de la membrane - la ligne rouge en représente le cône de lumière et le cercle blanc le cercle de rayon $2\pi/A$, le point Γ est le centre des deux cercles, les points de haute symétrie K et M sont indiqués ; (b, à droite) : coupe selon l'axe des y de la TF précédente.

Sur la Figure 39 (a) précédente, le diagramme de rayonnement montre que les pertes hors membrane sont émises proche de la normale du cristal photonique. Pour des raisons de symétrie (chapitre 2 et *Annexe B p.207*) la lumière ne peut être diffractée exactement au point Γ .

Il en résulte une forme d'anneau couramment observée expérimentalement pour les modes de Bloch localisés autour du point Γ dans le diagramme de dispersion [88]. On mesure pour l'anneau un diamètre de $k/k_0=0,15$ et une largeur d'anneau de $\Delta k=0,14$. L'intégration sur le demi espace du diagramme de rayonnement indique que 90% de la lumière est émise dans un cône de demi angle de $\sim 25^\circ$.

La Figure 39 (b), montre les diverses composantes de champs présentes dans l'espace réciproque (on se limite à prendre une composante E_x du champ car on a un résultat semblable avec E_y). On peut donc identifier:

- au dessus du cône de lumière, la présence de deux lobes de faibles intensités par rapport aux composantes guidées. Ces deux lobes correspondent à la composante rayonnée hors de la membrane, exactement en Γ , il n'y a pas d'émission¹⁰.

- Sous le cône de lumière, on observe six composantes de champ en $k_{//} + 2\pi/A$ i.e. en $\Gamma + 2\pi/A$ dans les directions de symétrie K . On voit que la plus grande partie du mode est guidée. On note que deux des six composantes sont plus intenses. On interprète cela comme provenant du calcul des composantes de Fourier. En effet, ce calcul ne considère ici que le champ E_x . Si l'on ajoute la contribution du champ E_y sur la même graphique, on aurait des amplitudes de composantes identiques.

Les dimensions latérales de la cavité sont relativement faibles ce qui induit un certain élargissement du rayon de l'anneau d'émission, cf chapitre 2. Dans le cas étudié, l'émission du mode se fait en dessous et au dessus de la membrane : il y a donc la moitié des photons que l'on ne pourra collecter. On va donc utiliser un miroir de Bragg positionné en dessous du CP pour limiter l'émission des photons à une seule voie d'entrée/sortie. Nous allons donc étudier dans la suite l'influence du miroir de Bragg sur la directivité.

2.4.2. Champs lointains d'une cavité à cristal photonique au dessus d'un miroir de Bragg

Nous avons vu que lorsqu'une cavité à cristal photonique est associée à un miroir de Bragg, le facteur de qualité du mode de cavité peut atteindre : (1) un maximum pour une distance a_g séparant le cristal photonique du miroir de Bragg en « $\lambda/4$ » i.e. $a_g = (2p+1) \lambda/4n$ avec p un entier : on inhibe les pertes verticales ; (2) un minimum pour une distance séparant le cristal photonique du miroir de Bragg en « $\lambda/2$ » i.e. $a_g = (2p) \lambda/4n$: on augmente les fuites

¹⁰ La figure 13 (b, à droite) montre que la coupe selon l'axe des y de la transformée de Fourier du mode, ne présente pas au point Γ une valeur non nulle. Cela est dû au tracé des données par Matlab qui rend compte de l'approximation au pixel près des valeurs.

verticales. Le miroir de Bragg agit sur les fuites hors plan de la membrane en les réduisant ou les amplifiant.

Bien que dans le cas d'une inhibition des pertes verticales (§ 2.3) on améliore la dynamique d'émission du mode et par suite le facteur de Purcell, nous allons voir que le diagramme de rayonnement subit une modification sévère.

Sur la Figure 40 suivante, nous présentons les différentes caractéristiques d'émission du mode monopolaire, dans la cavité à hétérostructure photonique, pour différents paramètres testés : selon la présence ou non d'un miroir de Bragg, selon la distance CP/miroir de Bragg et selon l'épaisseur de la membrane (épaisseur effective ou non).

On donne donc les diagrammes de champs lointains (CL), leur coupe suivant un axe $k_x=0$, le pourcentage de l'émission totale du mode dans le demi espace au dessus de la membrane en fonction de l'angle. Les différents cas testés sont les suivants : pour les cas a), b), c) un miroir de Bragg est présent sous la membrane :

- pour avoir des **interférences destructives** dans les cas a) et b). Le cas a) est celui avec une membrane d'épaisseur $\lambda/2n_{\text{GaAs}}=130\text{nm}$. Le cas b) est celui avec une membrane d'épaisseur optique d'une demi longueur d'onde $e_{\text{eff}}=\lambda/2n_{\text{eff}}=150\text{nm}$ cas b).

- pour avoir des **interférences constructives** dans le cas c) ayant une membrane d'épaisseur $\lambda/2n_{\text{GaAs}}=130\text{nm}$.

Le cas d) est celui de la cavité sans miroir de Bragg, d'épaisseur 130nm, pour lequel on a un facteur de Purcell $F_p \sim 24$: ce cas sert de « témoin ».

Dans tous les cas suivants, la cavité à CP est constituée par l'hétérostructure photonique étudiée précédemment ayant 3 mailles élémentaires d'envergure pour laquelle on a un facteur de Purcell optimal de $F_p \sim 24$ (obtenu sans MB). L'épaisseur de membrane est nommée « e ».

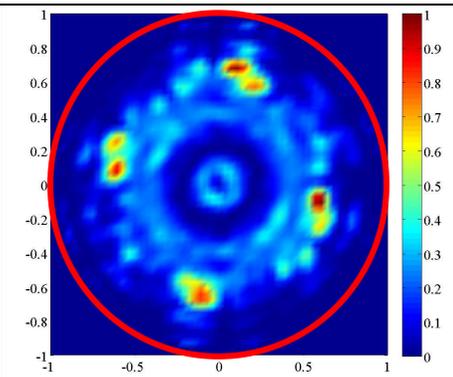
a) $e=150\text{nm}$, la membrane est sur un MB en interférences destructives

b) $e=130\text{nm}$, la membrane est sur un MB en interférences destructives

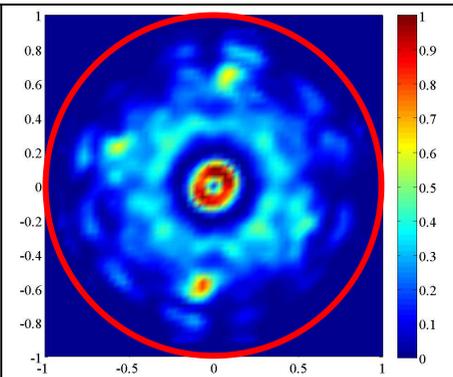
c) $e=130\text{nm}$, la membrane est sur un MB en interférences constructives

d) $e=130\text{nm}$, la membrane étant sans MB.

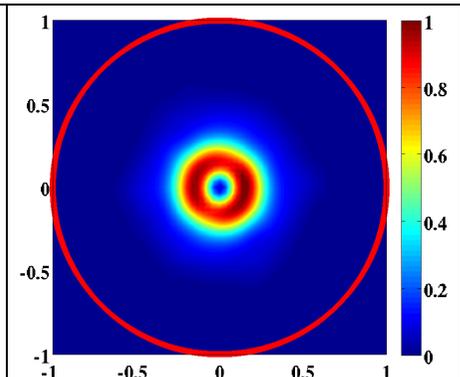
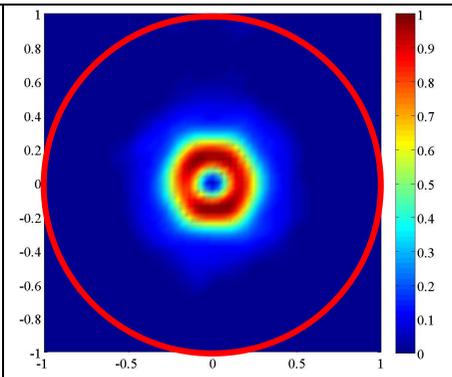
Diagramme de champ lointain, $k_x/k_0 = \sin(\theta)\cos(\phi)$, $k_y/k_0 = \sin(\theta)\sin(\phi)$



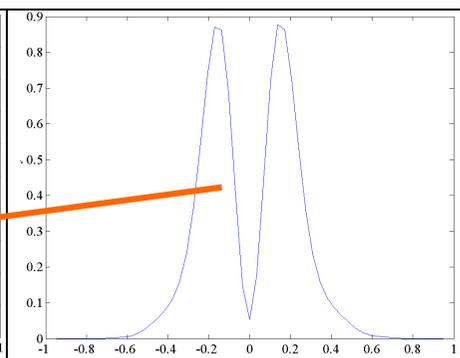
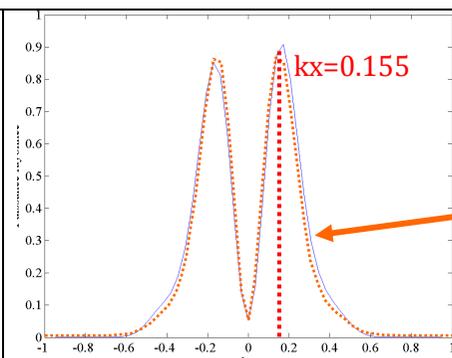
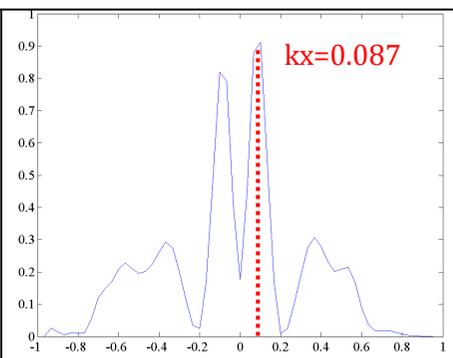
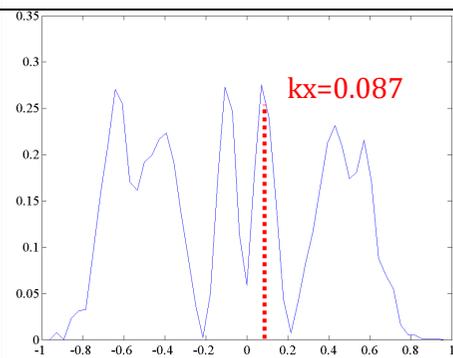
Avec un grand nb de rangées barrières



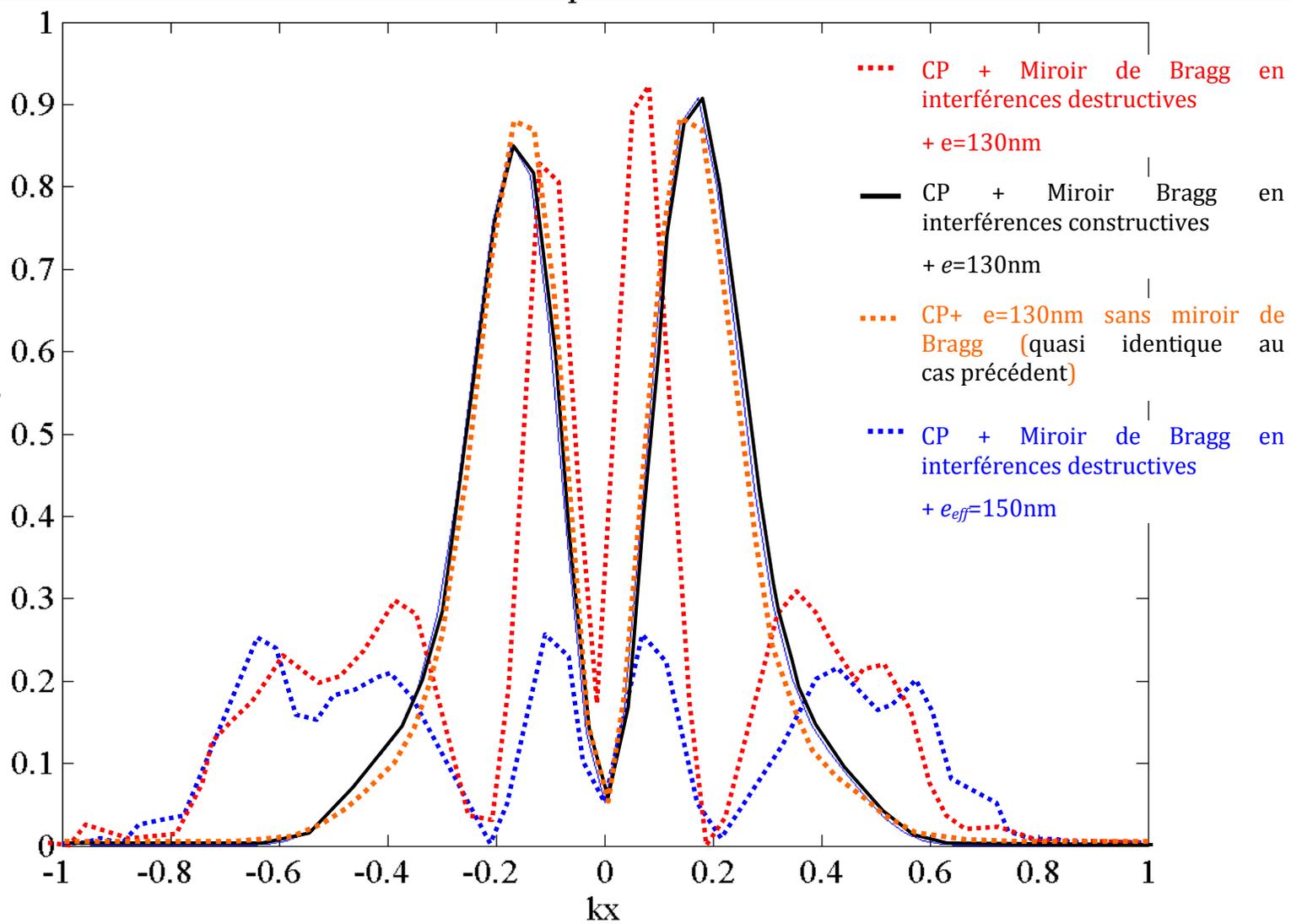
Avec un grand nb de rangées barrières



Coupes du champ lointain selon l'axe k_x



Coupes du champ lointain selon l'axe kx



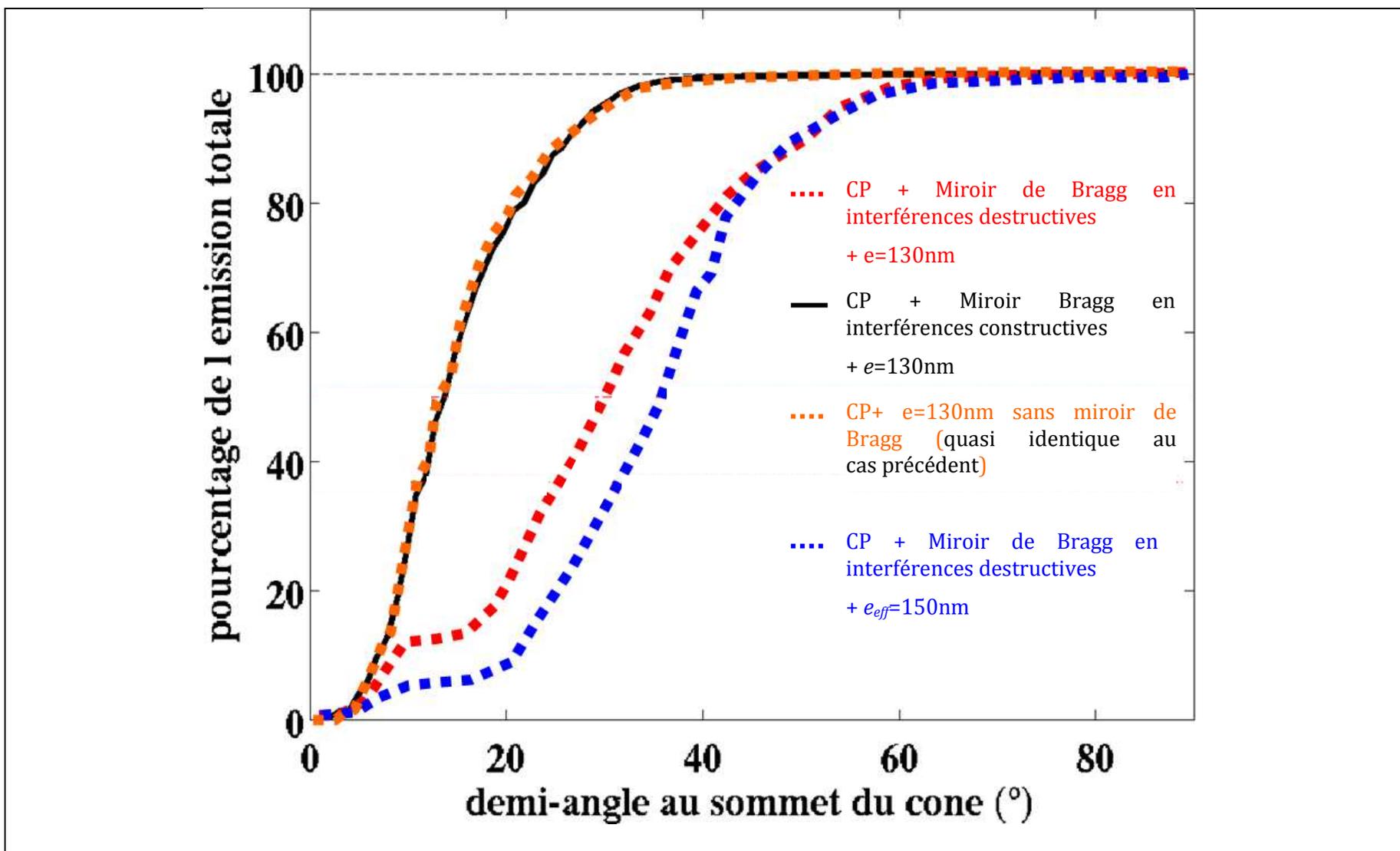


Figure 40 : Diagrammes de CL, coupes au centre des diagrammes de CL, coupes représentées sur le même système d'axe, pourcentage de l'émission en fonction de l'angle pour les différents cas présentés de cavité à CP en fonction de la distance au MB.

Sur la Figure 40, on constate que l'ajout du miroir de Bragg (MB) à une distance permettant les interférences destructives entre le CP et le MB permet d'inhiber grandement mais pas totalement les pertes autour de Γ (cas a et b), par rapport au cas de la membrane sans MB (d).

Dans le cas (b, $e=130$ nm) il reste un anneau d'émission de rayon $k/k_0=0.087$ plus petit que dans le cas (d). Et dans le cas (a, $e=150$ nm), il y a aussi un anneau de rayon $k/k_0=0.087$ dont l'intensité est plus faible qui est du même ordre que l'émission aux plus grands angles. Dans le cas (b) l'anneau central semble présenter une intensité de 0.9 u.a. (pour un maximum de 1) et une bonne directivité puisqu'il est très près de la normale. A priori cela est un bon résultat. Or, si l'on regarde le pourcentage de l'émission en fonction de l'angle on voit que l'épaule (courbe rouge en pointillé) présent à $\sim 12.5^\circ$ ne correspond qu'à un pourcentage total de l'émission de 12.5%. Ceci induit que la plupart de l'émission est répartie sur une grande plage angulaire plus grande que l'anneau central.

Dans le cas (b), les pertes verticales autour de Γ sont plus importantes que dans le cas d'une membrane de 150 nm (cas a). Il est intéressant d'observer que dans le cas (a) on examine vraiment la configuration du mode confiné dans une membrane d'épaisseur « $\lambda/2$ optique » (en considérant vraiment l'indice effectif et l'épaisseur effective vu par le mode) : on minimise quasiment totalement l'émission provenant de l'anneau central. De ce résultat, on déduit que l'anneau central correspond bien aux pertes rayonnées intrinsèques liées à la diffraction du mode monopolaire lors de sa propagation dans le CP.

Malencontreusement, ces deux derniers cas ne permettent pas une collection optimale des photons : on ne répond pas à notre cahier des charges. En effet, lorsque l'on inhibe les pertes verticales, on voit apparaître des pertes à de plus grands angles (cas a et b) par rapport au cas sans MB (d). Nous pouvons interpréter ces autres pertes verticales comme provenant des pertes du mode lorsqu'il atteint les frontières du cristal photonique. Dans ce cas, l'émission du mode est due à sa diffusion sur l'interface i.e. les frontières abruptes du CP. La directivité de l'émission n'est alors pas contrôlée. Une autre manière de décrire cela est de considérer que le mode est localisé en partie dans les barrières (champ évanescent), et que le mode y est diffracté.

Dans le cas (c) la cavité à CP est reporté sur un MB à une distance de « $\lambda/2$ ». Dans cette configuration, il y a des interférences constructives. On constate que le diagramme de rayonnement est quasiment identique à celui du (d, sans MB). Le pourcentage d'émission en fonction de l'angle des deux cas (c) et (d) ont donc les mêmes caractéristiques. Il y a 90% de l'émission qui se fait dans un demi-angle au sommet de 24° . Dans le cas (c), il semble que la collection soit plus avantageuse que pour les cas (a et b). Le miroir de Bragg permet de ramener l'échappement des photons seulement dans une direction et un sens de l'espace. Les pertes

verticales prépondérantes proviennent de l'émission du mode par diffraction durant son parcours dans le CP et non des pertes aux frontières de la cavité.

Explication de l'allure des diagrammes de CL pour des structures sur MB

Pour expliquer l'allure des champs lointains pour des structures sur MB, nous allons examiner plus précisément l'influence du MB pour le cas (b Figure 40, épaisseur de membrane de 130nm).

Pour une structure sans Bragg, un rayonnement aux plus grands angles est favorisé. Cela peut s'expliquer par le fait que l'inhibition des pertes rayonnées provoquée par les interférences, entre les ondes émises du CP vers le Bragg et celles réfléchies par ce dernier, dépendent fortement de la direction de propagation par rapport à la normale (angle θ). En effet, toujours en reprenant la théorie des modes couplés, on peut montrer que l'inhibition du rayonnement est donné par :

$$(Equ. 24) \quad I(\theta) = \text{Re} \left[1 + r(\theta) \cos(\varphi(\theta)) \right]$$

Où r représente la réflectivité complexe du miroir de Bragg, φ est le déphasage subie par la lumière lorsqu'elle fait un aller-retour entre le CP et le Bragg. Ces deux paramètres dépendent évidemment de θ .

Pour montrer cette équation, nous considérons l'évolution du facteur de qualité décrit par la théorie des modes couplés temporelle précédemment :

$$(Equ. 25) \quad Q_{total} = \frac{Q_0}{1 + r \cdot \cos(4\pi a_g / \lambda)}$$

A partir de cette dernière équation, on peut tirer la fonction normalisée f_n suivante :

$$(Equ. 26) \quad f_n = \frac{Q_{total}}{Q_0} = \frac{1}{1 + r \cdot \cos(4\pi a_g / \lambda)}$$

Cette fonction décrit l'évolution des pertes en fonction de la distance du CP au MB : quand f_n est maximum on est dans le cas de l'inhibition des pertes verticales ($a_g \sim \lambda/4$), et quand f_n est minimum on est dans le cas de l'exaltation des fuites hors membrane ($a_g \sim \lambda/2$). On peut voir f_n comme une fonction décrivant le taux de couplage du mode avec les pertes rayonnées. Nous pouvons en déduire que l'inverse de f_n peut être vu comme une fonction décrivant le taux d'inhibition I du mode avec les pertes verticales.

$$(Equ. 27) \quad I = \frac{1}{f_n} = \frac{Q_0}{Q_{total}} = 1 + r \cdot \cos(4\pi a_g / \lambda) = 1 + r \cdot \cos(\varphi)$$

Où $\varphi=2.k_z.a_g$ est la phase que parcourt l'onde avant de revenir sur le résonateur. Le facteur 2 prend en compte l'aller-retour i.e. la différence de marche dans le gap d'air a_g . Le vecteur $k_z =2\pi/\lambda$ représente le vecteur d'onde selon l'axe normale au MB, c'est-à-dire la projection de vecteur k selon ce même axe. Nous pouvons exprimer la dépendance angulaire de la fonction I lorsque le chemin parcouru par un « rayon » n'est pas normal au MB.

$$(Equ. 28) \quad I(\theta) = 1 + r(\theta). \cos(\varphi(\theta))$$

Où $r=r(\theta)$ est la réflexion de l'onde sur le MB selon un angle θ et $\varphi = \varphi(\theta) = 2.k_0.\cos(\theta).a_g = \pi \cos(\theta)$ est la phase de l'onde telle que $k_z = k_0 \cos(\theta)$.

On en déduit donc que la fonction inhibition réelle est donnée par l'équation (Equ. 24).

A titre d'illustration, dans le cas d'une membrane « $\lambda/2$ » situé à une distance « $\lambda/4$ » du Bragg, on trouve la courbe $I(\theta)$ suivante:

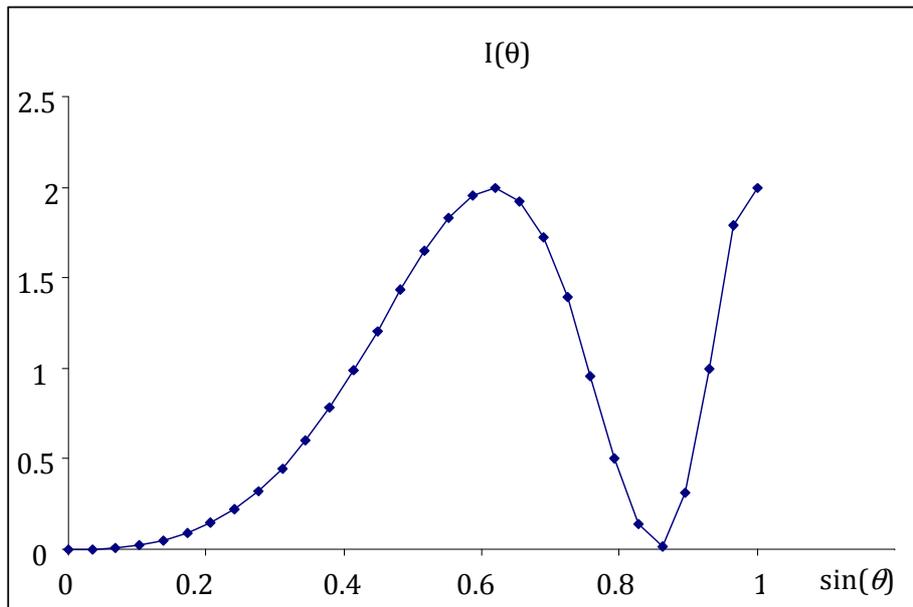


Figure 41 : courbe d'inhibition en fonction de l'angle θ .

On voit tout de suite que les rayons proches de la normale seront beaucoup plus fortement inhibés que ceux plus obliques. Ainsi, les pertes dues au mode monopolaire par diffraction lors de son parcours dans le CP seront donc fortement inhibées et les pertes (à plus grands angles) par diffraction sur les frontières du CP seront favorisées.

Le diagramme de rayonnement obtenu pour la structure sur Bragg peut donc être estimé en multipliant le diagramme de rayonnement de la structure sans Bragg par $I(\theta)$. Dans le cas de la membrane 130nm, on trouve une inhibition global optimum pour un gap=760nm (au lieu de 830nm par la FDTD). Le produit du rayonnement sans Bragg par $I(\theta)$ donne alors :

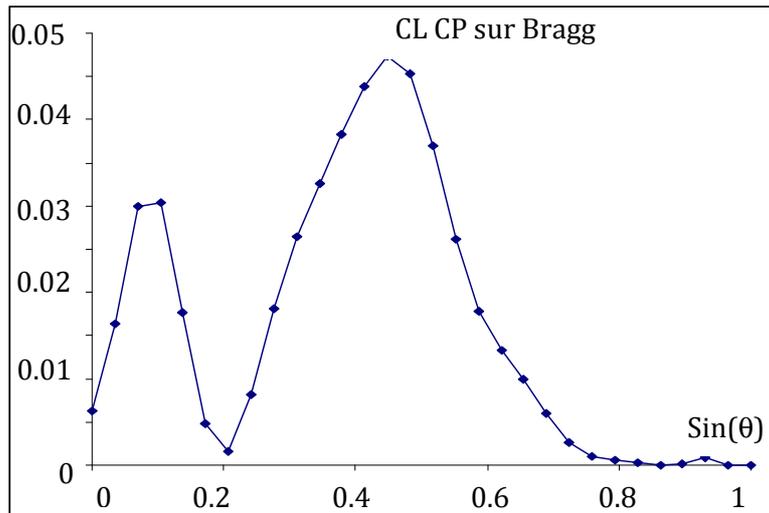


Figure 42 : Inhibition globale pour un gap d'air de 760nm entre la cavité à CP ayant une épaisseur de membrane de 130nm et le MB,

Pour conclure, en utilisant un modèle très approximatif, on retrouve bien qualitativement les résultats obtenus par FDTD, c'est-à-dire :

- l'augmentation de l'épaisseur de gap optimale pour avoir un Q maximum.
- l'apparition de rayonnement pour des directions plus éloignées de la normale.

Les limitations de ce modèle se trouvent dans le fait que dans la théorie des modes couplés on utilise une membrane latéralement infinie. Lorsque le mode est limité latéralement, le rayonnement selon des angles trop éloignés de la normale ne pourra, après réflexion sur le miroir de Bragg, interférer avec le mode confiné dans la membrane.

2.4.3. Bilan / Critères de choix sur les configurations CP + Bragg : efficacité de collection externe

Nous venons d'étudier différents dispositifs qui présentent des caractéristiques intéressantes en termes de facteur de Purcell. Nous avons vu que l'ajout d'un miroir de Bragg à une distance optique de $\lambda/4$ permettait d'inhiber les pertes verticales, ce qui a entraîné l'amélioration notable de l'effet Purcell. Cependant, cela s'est aussi accompagné d'une dégradation de la directivité d'émission du mode. Lorsque le dispositif sera en communication avec un autre système, nous devons être capables de maîtriser le nombre de photons qu'on lui fournit. Nous cherchons donc évidemment à avoir une SPU la plus efficace.

Pour la réalisation d'une source de photons uniques, non seulement le facteur de Purcell doit être considéré mais aussi l'efficacité de collection externe. Généralement l'efficacité de collection externe η est définie comme le nombre de photons collectés sur le nombre de photons

produits. Nous devons relier les paramètres physiques caractérisant nos structures pour connaître la probabilité η d'obtenir le plus de photons.

Nous pouvons donc introduire un facteur, β , qui nous donne le pourcentage de photons émis dans le mode d'intérêt.

L'efficacité η est évidemment liée à l'élément de collection mais aussi à la directivité d'émission de la source. Ainsi, nous devons considérer la puissance totale rayonnée angulairement au dessus du CP et l'ouverture numérique de l'élément collectant.

Finalement, l'efficacité de collection externe est définie par le produit du facteur β et du facteur « puissance totale rayonnée angulairement » en fonction de l'ouverture numérique $\sin(\theta)$ d'un quelconque élément collectant. Pour résumer, on peut définir l'efficacité de la SPU par :

$$(Equ. 29) \quad \eta = \beta \times \gamma = \frac{F_p}{1 + F_p} \times \int_0^{\theta_{NA}} I(\theta) d\theta$$

Où NA est l'ouverture numérique du dispositif optique récoltant les photons. Nous traçons ainsi sur la Figure 43 suivante l'efficacité de la SPU pour les différents cas traités dans le paragraphe précédent.

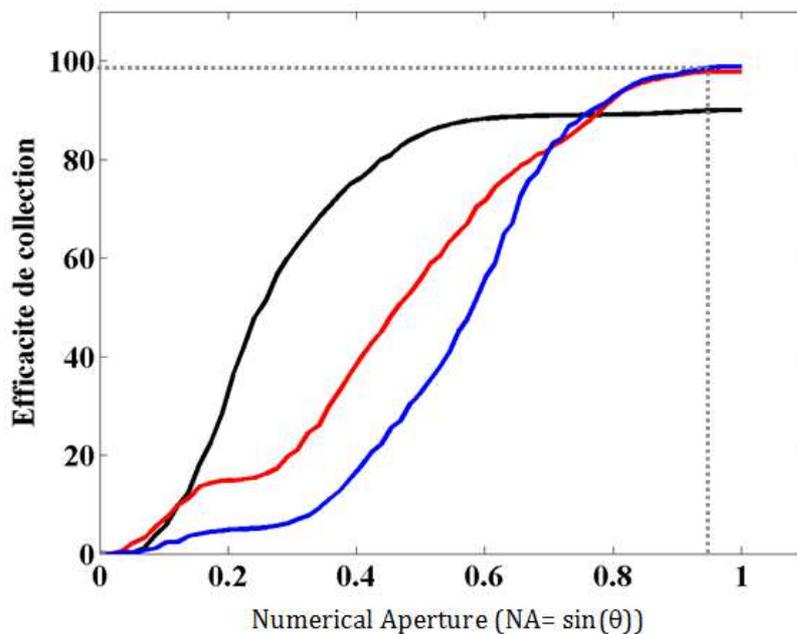


Figure 43 : Efficacité de la SPU en fonction de l'ouverture numérique. On représente : en noir, la cavité à CP à membrane reportée sur MB en interférences constructives ; en rouge, la cavité à CP reportée sur MB en interférences destructives (épaisseur membrane 130nm) ; en bleu, la cavité à CP reportée sur MB en interférences destructives (épaisseur membrane 150nm).

Nous voyons donc que la configuration optimum dépendra fortement du dispositif de collection choisi :

- pour une simple fibre optique monomode ($NA \sim 0.2$), seul la solution (CP+MB en interférences constructives) est envisageable. Elle permet d'atteindre une efficacité modeste de l'ordre de 35%.

- On peut évidemment espérer une meilleure collection si on utilise un système optique plus sophistiqué tel une fibre lentillée ou une lentille sphérique. Dans ce dernier cas, des ouvertures numériques de l'ordre de 0.95 peuvent être obtenues et les structures à F_p optimisées retrouvent ici tout leur intérêt. Dans la configuration présentant un facteur de Purcell optimum, on trouve alors $\eta \sim 99\%$. Cette valeur peut être comparée avec le cas d'une nano-antennes « patch » étudié dans un article récent [90] et qui démontre une efficacité de 70%.

2.5. Fibre optique monomode et collection

Nous avons vu que l'émission du dispositif présente une directivité qui varie selon la taille de la cavité, le confinement du mode optique, ainsi que l'épaisseur de la membrane et la présence d'un miroir de Bragg.

Lors de la caractérisation optique des structures, nous devons récupérer les photons avec une bonne probabilité dans la mesure où l'on recherche le régime de photons uniques.

Ainsi, nous allons aborder deux stratégies de collection des photons : l'une par l'utilisation d'une fibre optique monomode usuelle et l'autre par l'utilisation d'une fibre optique lentillée.

2.5.1. Fibre optique

La collection est réalisée par une fibre optique monomode pour garantir la conservation de la propagation des photons dans le mode fondamental de la fibre.

La fibre optique utilisée est en silice par exemple 9/125 (9 μm de cœur et 125 de gaine). L'ouverture numérique d'une telle fibre est couramment de l'ordre de $NA \sim 0,2$. Nous pouvons donc en déduire angulairement un cône d'acceptance d'angle au sommet de $11,5^\circ$ donc un cône d'angle totale de $\sim 23^\circ$. Ce qui ne correspond pas bien à la directivité de nos dispositifs puisqu'il faudrait un cône d'acceptance environ deux fois plus grand.

En plus d'un alignement très précis de la fibre avec le faisceau incident provenant du dispositif, il est usuellement nécessaire d'adapter la distribution du champ électromagnétique

incident à celle du mode qui se propage dans la fibre. En effet, le profil modal du mode HE11 d'une fibre à saut d'indice est approximé par une gaussienne. Dans notre cas, nos dispositifs émettent des « rayons » dans un angle solide correspondant à peu près à la face d'entrée de la fibre (la dimension de faisceau devrait être de 1.1 fois le diamètre de cœur). Il n'y a donc pas besoin de focaliser le faisceau émis par la cavité vers la fibre.

On pourrait penser utiliser une fibre optique multimode ayant par exemple un cœur de $50\mu\text{m}$ et une ouverture numérique de l'ordre de 0.4. On accéderait à un cône d'acceptance d'angle sommet plus grand de $\sim 25^\circ$ mais cela n'est pas encore satisfaisant.

2.5.2. Fibre optique lentillée

Une autre solution est d'utiliser un autre type de fibre optique : la fibre optique lentillée. Il s'agit de réaliser une ingénierie de la géométrie du bout de la fibre afin d'augmenter son ouverture numérique. Le couplage cavité / fibre est fortement amélioré selon les caractéristiques de la fibre et sa situation spatiale au dessus de la cavité. Il existe plusieurs géométries que nous ne présenterons pas ici. Nous nous attacherons à décrire la géométrie dite « sphérique » présentée sur la Figure 44 suivante :

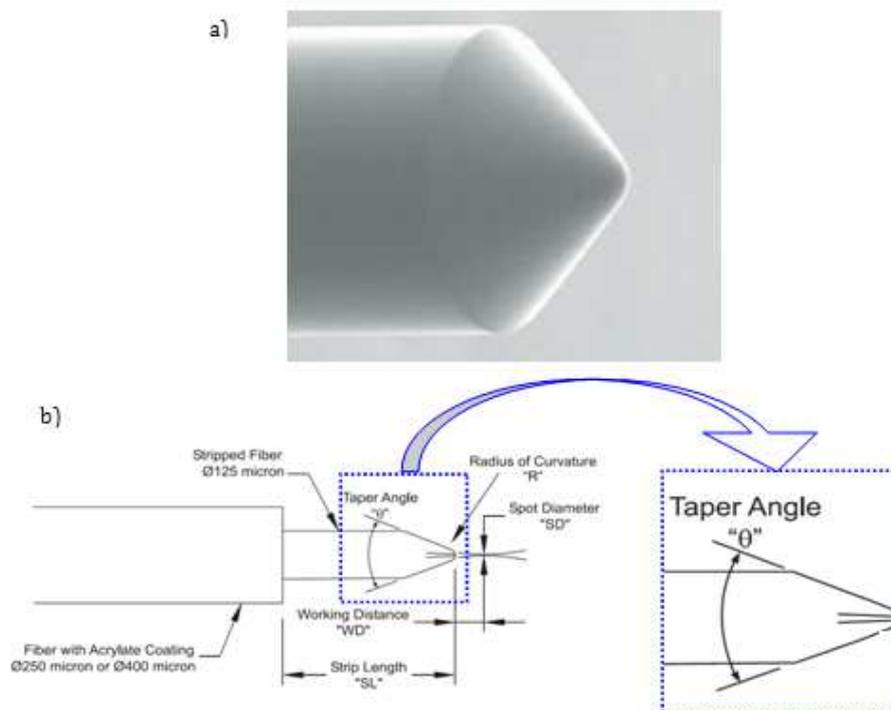


Figure 44: (a) Image MEB¹¹ d'une fibre lentillée sphérique [91]. Les caractéristiques détaillées de la fibre sont présentées dans le schéma (b).

¹¹ Nous remercions l'entreprise Adamant pour l'utilisation de l'image MEB et des données constructeurs.

Le couplage du mode avec la fibre sera plus ou moins efficace selon les caractéristiques de la fibre et les conditions de collection.

Contrairement à une fibre optique usuelle ayant un certain cône d'acceptance, les fibres lentillées ont un faisceau de sortie (principe de Fermat du retour inverse de la lumière) qui présentent un waist, situé sur l'axe optique de la fibre à une distance indiquée par la « Working distance » (WD) sur la Figure 44. Cette distance ainsi que la collection dépendent de l'angle d'ouverture du taper et du rayon de courbure du bout de fibre. Elles sont conçues pour être soit monomodes ou multimodes. Ce type de fibre nécessite un alignement micrométrique selon les 3 directions de l'espace. Il n'est donc pas nécessaire d'utiliser un setup ayant comme premier élément de collection un microscope optique usuel.

On donne sur la Figure 45 suivante, les efficacités de couplage selon le rayon de courbure de la fibre et la distance à la fibre. La longueur d'onde du mode fondamental est 1550nm, et les caractéristiques cœur/gaine sont de 9-125 μ m. Les résultats sont transposables au cas d'une fibre optique dont la longueur du mode fondamental correspond à 900nm.

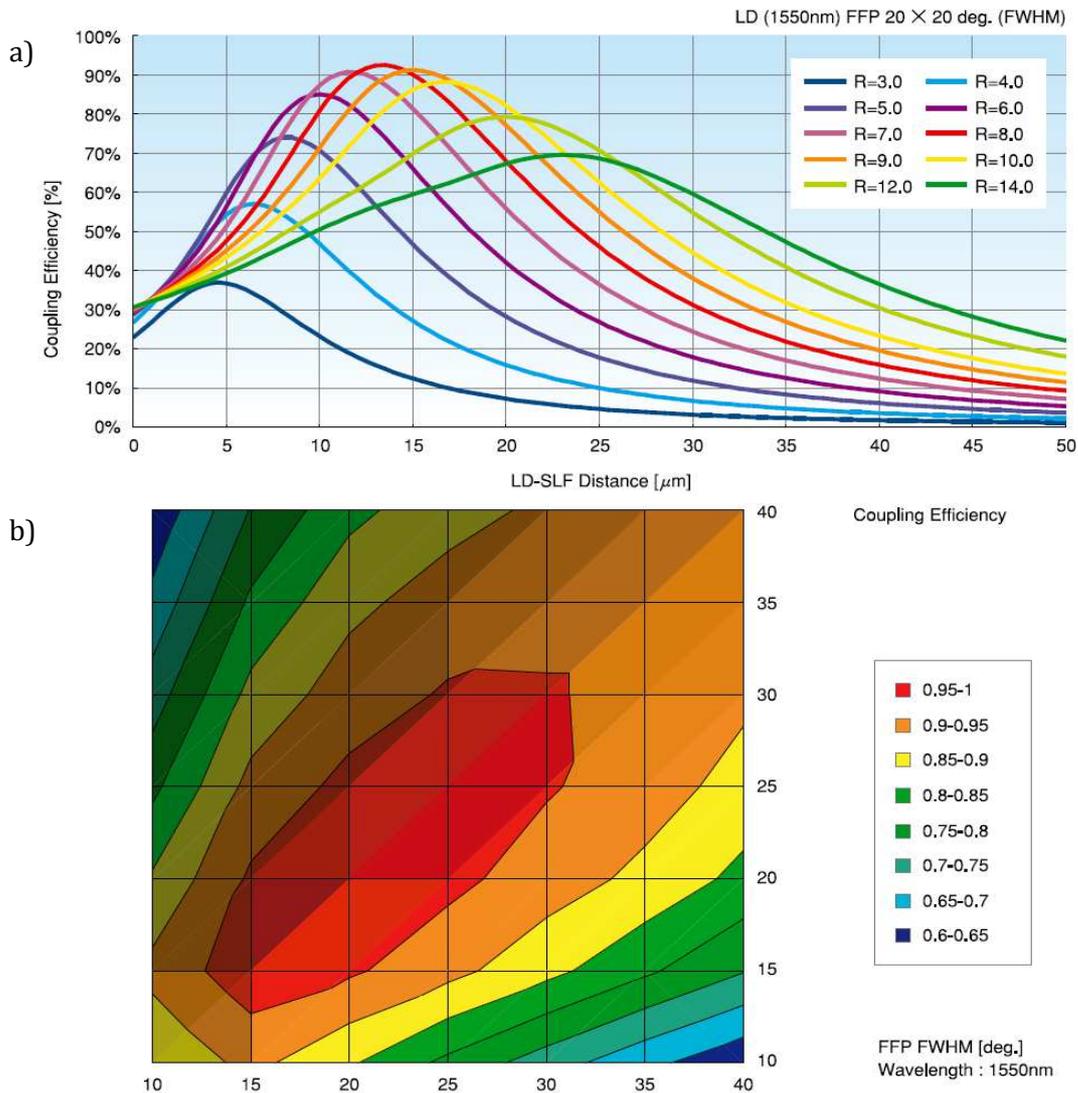


Figure 45 : Caractéristiques d'une fibre lentillée à bout « sphérique ». (a) Efficacité de couplage de la fibre pour différents rayons de courbure (en μm) en fonction de la distance à la fibre. (b) Efficacité de couplage champ lointain selon un plan normal à l'axe optique de la fibre [91].

L'efficacité de couplage atteint $\sim 92\%$ pour un rayon de courbure plus grand ($R=8\mu\text{m}$) et une distance optimale fibre/échantillon d'environ $13\mu\text{m}$. Il faut contrôler le positionnement de manière précise mais avec une tolérance de déplacement latéral relativement large de l'ordre de quelques microns. La dépendance angulaire du couplage n'est pas trop astreignante car elle se fait pour une plus grande plage angulaire d'environ $\sim 13^\circ$ à $\sim 31^\circ$. On se rapproche d'un couplage maximal de 90% . Il semble donc intéressant d'utiliser cette technologie pour la collection des photons d'une SPU.

3. Stratégie d'optimisation du diagramme de rayonnement

Pour optimiser la directivité d'émission du mode monopolaire, d'autres voies peuvent être testées. Différentes équipes ont proposé ces dernières années des cavités dans lesquelles plusieurs types d'adaptations topographiques du cristal photonique permettent l'émission d'un mode avec une directivité normale au plan du CP. Nous allons présenter ces diverses cavités adaptées à nos structures. Le principe physique de base est de rompre la symétrie du mode soit au niveau de la maille élémentaire en faisant des trous d'une forme n'ayant aucun rapport avec la maille cristalline du CP [92] (Figure 46 (a)), soit au niveau de l'enveloppe du mode [93][94] en modifiant les frontières de la cavité (Figure 46 (b)), soit en ajoutant une dislocation [95] dans la cavité utilisant ce qu'on appelle le concept du « π -shift » (Figure 46 (c)).

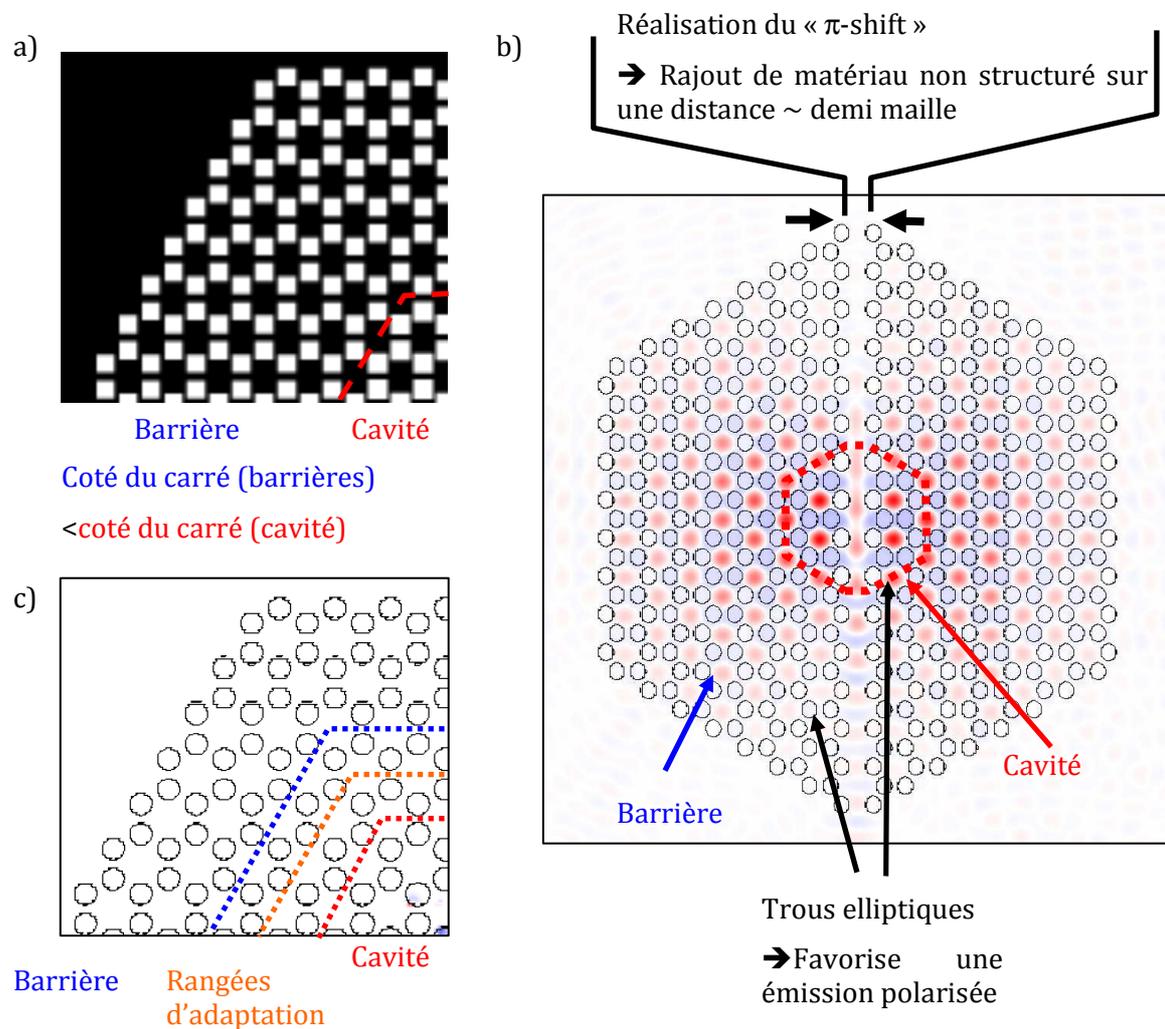


Figure 46 : Différentes hétérostructures photoniques à CP modifiant la symétrie du mode en cavité selon: (a) La forme carrée des trous d'air ; (b) Le rajout d'une dislocation au milieu de la cavité à CP ; (c) L'adaptation progressive des barrières de $ff_{cav}=37\%$ à $ff_{barr}=31\%$ par pas de 2%.

Chacune de ces propositions nécessiterait une étude numérique approfondie afin de déterminer les paramètres optimaux permettant l'adaptation à nos dispositifs. Nous proposons dans la suite de présenter les paramètres physiques permettant de tester ces solutions.

Explicitons les différentes structures représentées dans la Figure 46. Dans les trois cas, on conserve le confinement du mode par hétérostructure photonique (cavité de 3 mailles d'envergure).

Dans le cas (a), la forme des trous d'air testée est carrée. Pour ce type de rupture de symétrie, on s'attend usuellement à obtenir une forme en macaron i.e. une émission centrée autour de $k_{//}=0$, d'après la référence [92].

Dans le cas (b), on présente une hétérostructure photonique dont on adapte les frontières de la cavité sur plusieurs demi-mailles en modifiant le rayon des trous. Ainsi, au lieu d'avoir un changement brutal du rayon des trous tel que $ff_{cav}=37\%$ et $ff_{barr}=31\%$, on fait varier progressivement le ff_{ad} de : $ff_{ad}=35\%$, 33% jusqu'à $ff_{barr}=31\%$. En procédant de la sorte, on peut imaginer réarranger une partie de la direction de l'émission du mode. Notons cependant que cette configuration ne modifie pas les propriétés de symétrie de la structure et qu'une émission précisément en $k_{//}=0$ reste interdite.

Dans le cas (c), la rupture de symétrie est réalisée en deux étapes : 1) on change la forme des trous afin qu'ils soient elliptiques avec un demi-grand axe dirigé selon la direction x : cette opération permet de forcer le champ électrique à adopter une polarisation particulière afin d'obtenir une émission polarisée, 2) on rajoute une dislocation au sein de la cavité: on scinde le CP en deux d'une demi-maille élémentaires selon la direction (l'axe y sur la Figure 46) correspondant à la longueur effective optique que peut prendre un demi-lobe de champ. Cela permet d'introduire un « π -shift » c'est-à-dire que la distribution du champ électrique (composante E_x) devrait présenter un lobe centré dans la dislocation qui change de polarisation. Dans cette configuration, on s'attend à faire chuter le facteur de qualité du mode car le mode voit une grosse discontinuité dans son parcours. Les pertes hors membrane s'en trouveraient certainement décuplées.

Model phénoménologique l'émission d'un de Bloch en Γ : principe des antennes

Dans ce paragraphe, nous allons donner une explication simplifiée des mécanismes qui président au rayonnement d'un mode de Bloch en Γ non dégénéré siégeant dans une cavité à CP

modifiée selon les stratégies présentées dans le paragraphe précédent. Pour cela, nous allons nous appuyer sur le modèle du rayonnement d'une antenne (réseau d'antennes).

La Figure 47 suivante indique les éléments de bases nécessaires à la conception d'une antenne (de type patch). L'antenne est constituée d'un élément métallique rayonnant imprimé sur un substrat diélectrique lui-même reporté sur un plan de masse. Le substrat peut porter plusieurs éléments métalliques rayonnants pour former un réseau d'antennes.

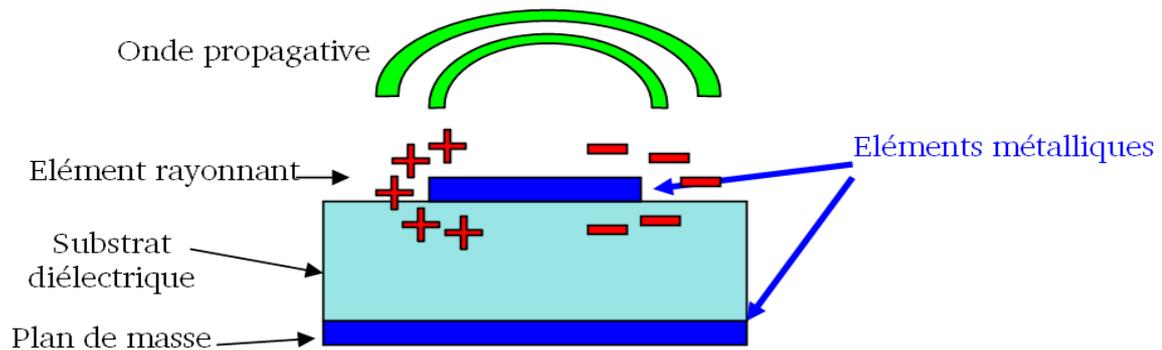


Figure 47: Schéma simplifié d'une antenne patch en train de rayonner une onde propagative.

Lorsque l'on excite l'élément rayonnant avec une source RF, une distribution de charge et une distribution de courants s'établit à l'interface substrat/plan de masse, sur et sous l'élément rayonnant. Une onde électromagnétique va être créée et se propage en espace libre. L'antenne rayonne efficacement quand elle est résonante : la longueur de l'élément rayonnant est un multiple de la demi-longueur de l'onde. Le cas présenté correspond au mode fondamental de l'antenne.

Nous allons transposer le cas du rayonnement de l'antenne à celui d'un CP : la distribution de charges de l'antenne est « convertie » en distribution de champs dans la maille élémentaire du CP. Le CP sera donc considéré comme un réseau d'antennes oscillant dans le temps. Dans un premier temps, nous allons rappeler le phénomène physique qui autorise ou interdit l'émission d'un mode de Bloch non dégénéré en Γ (ou autour) dans un cristal photonique latéralement infini ou non. Dans un deuxième temps, nous présenterons les mécanismes en jeu lors de la modification du CP pour permettre son émission verticale.

Sur la Figure 48 suivante, on représente schématiquement les mécanismes d'émission dans différents cas de cristaux photoniques :

- (a) pour un cristal photonique infini. La distribution de champ électrique du mode situé en Γ présente la même périodicité que la maille élémentaire dans l'espace réel : le champ électrique est ici représenté sur chaque maille élémentaire avec un lobe (+) et un lobe (-) ayant des « poids » équivalents. Au niveau d'une maille élémentaire, l'intégrale de recouvrement I avec le continuum de modes radiatifs est donc nulle. Cela est a fortiori vrai sur l'ensemble des mailles du CP quelque soit la direction envisagée. Il n'y a donc ni émission en Γ ni autour.

- (b) pour un cristal photonique latéralement fini. La fonction enveloppe du mode module la distribution du champ dans la cavité. Les lobes de champ n'ont plus le même poids sur chaque maille. Mais lorsque l'on regarde l'émission exactement en Γ , l'intégrale de recouvrement est nulle : « les lobes de champ se compensent » car à chaque maille correspond une autre maille identique dans le CP et l'émission est interdite. Lorsque l'on regarde l'émission autour de Γ , les lobes ne se compensent plus exactement et l'émission est autorisée selon une certaine direction ($k_{\parallel} \sim 1/\text{taille de la cavité à CP}$).

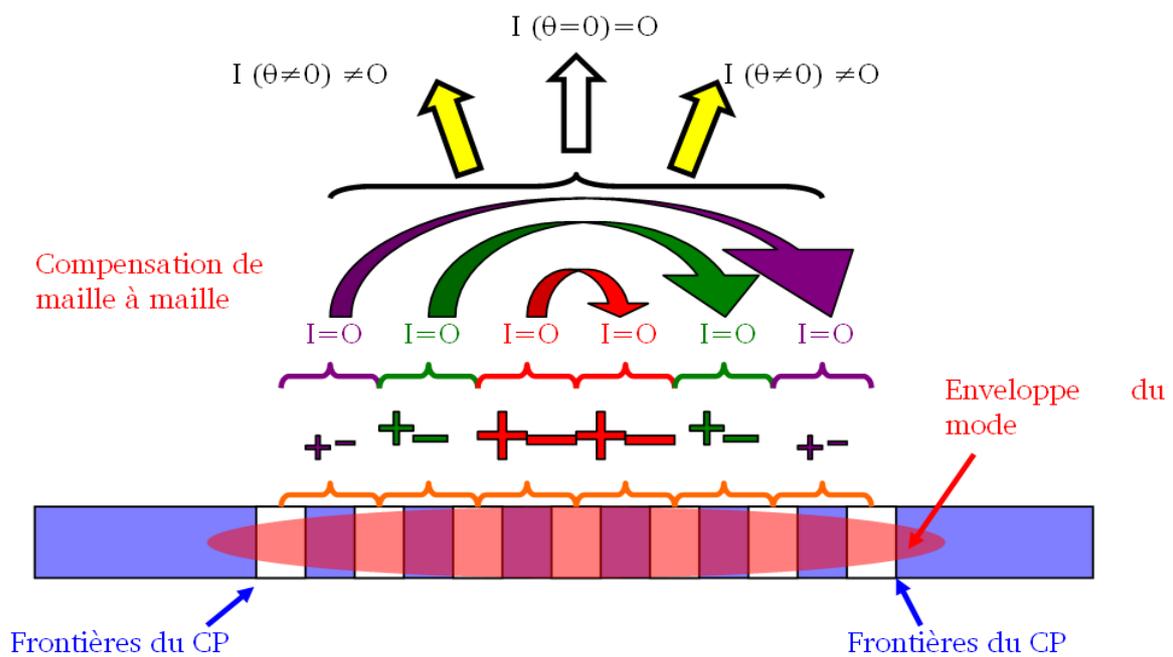
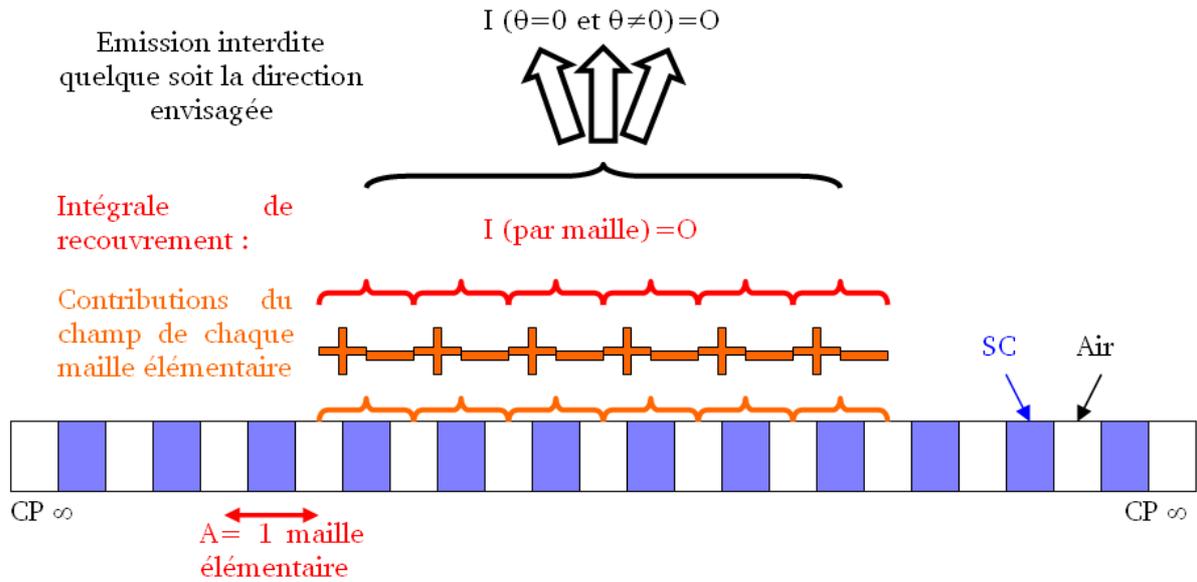


Figure 48 : Model de l'émission de l'antenne pour les CP2D membranaire latéralement infini et fini.

En modifiant la forme des trous du CP, les lobes de champs dans chaque maille ne sont plus équivalents « en poids ». Ainsi, sur l'ensemble du CP la distribution du champ conduit à une intégrale de recouvrement I non nulle en Γ , et ceci s'effectue bien que la fonction enveloppe module l'ensemble de la distribution de champ sur l'ensemble de la structure.

Si l'on agit seulement sur l'enveloppe du mode, on doit la modifier de manière drastique afin « d'ébranler » la distribution du champ dans le CP.

Dans le cas du « π -shift », on représente sur la figure suivante les phénomènes physiques en jeu.

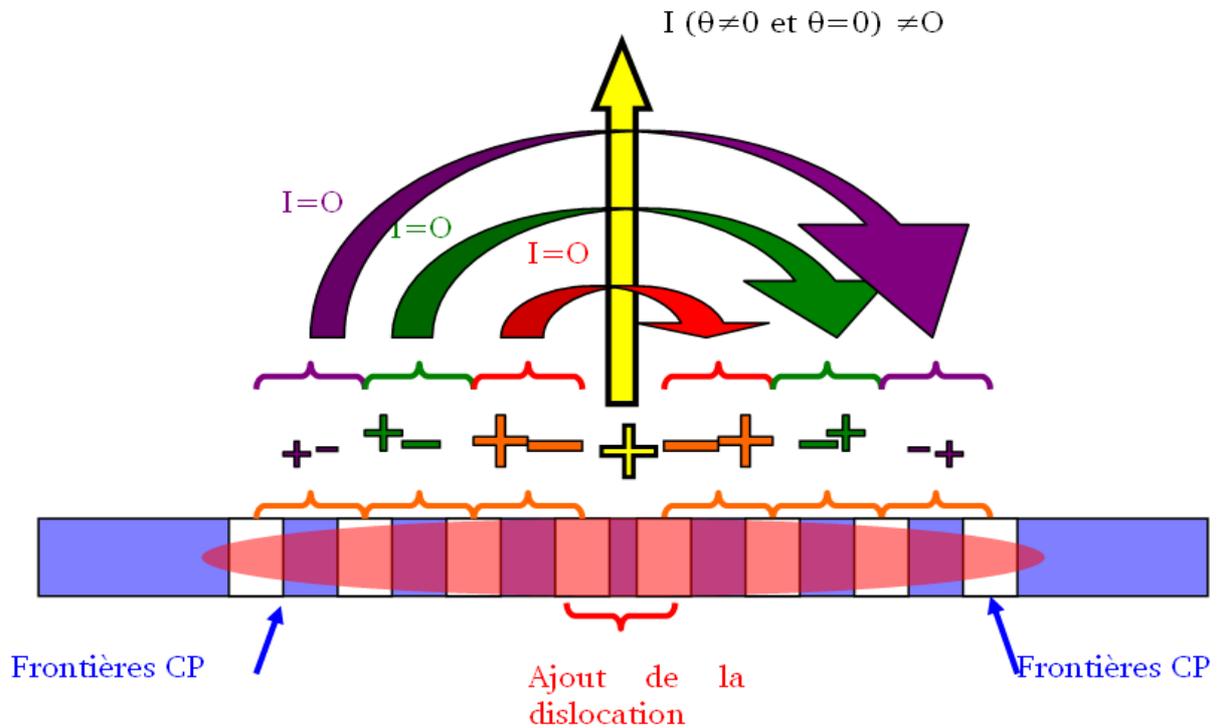


Figure 49 : Représentation schématique de l'émission du CP par utilisation du « π -shift ».

En tenant compte des raisonnements précédents, on peut expliquer simplement l'effet de l'émission en Γ ou autour lorsque l'on utilise les différentes stratégies d'émission présentées au paragraphe précédent.

Il s'agit dans ce cas d'ajouter un lobe de champ sur une demi-maille de CP (grâce à la dislocation). On change considérablement la distribution de champ dans le CP et les poids des lobes de champ se compensent partout ($\theta \neq 0$) sauf en Γ : ce qui autorise l'émission du champ avec une très bonne verticalité.

Le model du rayonnement d'un réseau d'antennes peut être utilisé pour dégager les mécanismes physiques de l'émission d'un mode de Bloch en Γ non dégénéré de manière simple.

Conclusion

Nous avons examiné la conception d'une structure à cristal photonique en utilisant le mode monopolaire (non dégénéré) utilisant la maille graphite de trous d'air percés dans une membrane de semiconducteur GaAs. Nous avons d'abord étudié les caractéristiques du mode dans la structure du graphite sur 2DPC en membrane suspendue dans l'air. Nous nous sommes

assurés de l'isolation spectrale du mode (pour garantir un bon facteur β) et de l'utilisation d'une faible courbure de bande du mode (pour améliorer la LDOS et le confinement du mode).

Puis, nous avons étudié le confinement latéral du mode par une hétérostructure photonique et de ses effets sur le renforcement du facteur de Purcell (F_p) et sur la réduction des pertes latérales (en maintenant un facteur de qualité du mode de l'ordre du millier et en réduisant son volume modal). Ce renforcement optimale de F_p (~ 24) est souhaitable pour la réalisation de petits lasers à émission verticale, ou pour étudier des effets QED. Le CL lointain permet d'avoir un pourcentage d'émission totale de 90% des photons dans un cône de demi angle au sommet $\sim 25^\circ$.

Ensuite, nous avons examiné l'effet d'un miroir de Bragg (MB) situé à proximité de la cavité à CP. Nous avons observé la réduction des pertes verticales et la modification drastique du diagramme de rayonnement du mode lorsque le MB est à une distance « $\lambda/4$ » du CP. La réduction des pertes verticales par le MB permet de multiplier par ~ 2 le facteur de qualité du mode et par suite le facteur de Purcell du mode. En considérant l'indice effectif et l'épaisseur effective vus par le mode monopolaire dans la cavité, on peut encore améliorer le temps de siège des photons dans la membrane. En ajustant finement les pertes du mode, on peut atteindre un $F_p \sim 80$.

Nous avons proposé un modèle afin de déduire le diagramme de CL du mode de cavité reporté sur un MB à une distance « $\lambda/4$ » de la cavité à partir du diagramme de CL d'une membrane suspendue dans l'air et de la fonction du taux d'inhibition des pertes en fonction de l'angle. Malheureusement, le MB induit la réduction des performances de directivité du mode. Une solution serait d'utiliser le MB à une distance « $\lambda/2$ » : bien que le facteur de Purcell chute à $F_p \sim 9$, on conserve une bonne directivité de l'émission (identique au CL de la cavité sans MB) et on permet aux photons d'être dirigés au dessus de la membrane. Pour des dispositifs de collection à grande ouverture numérique, les structures à fort F_p permettent cependant une efficacité optimum.

Nous avons discuté des différentes stratégies d'amélioration de l'émission d'une cavité à CP par modification de la symétrie du mode dans le CP. Pour cela, nous avons présenté différentes modifications topographiques du CP en jouant sur : la forme des trous du CP, de l'enveloppe du mode de Bloch, et par l'utilisation d'une dislocation (« π -shift »). Les mécanismes d'émission du mode de Bloch ont été abordés du point de vue de l'émission d'un réseau des antennes.

Dans le chapitre suivant, nous allons décrire les outils et la réalisation technologique de ce type de résonateur.

Références bibliographiques (Chap. 3)

- [81] J. Mouette, C. Seassal, X. Letartre, P. Rojo-Romeo, J.-L. Leclercq, P. Regreny, P. Viktorovitch, E. Jalaguier, P. Perreau, H. Moriceau, "Very low threshold vertical emitting laser operation on InP graphite photonic crystal slab on silicon," *Electron. Lett.* **39**, 526-528 (2003).
- [82] B. Ben Bakir, C. Seassal, X. Letartre, P. Viktorovitch, M. Zussy, L. Di Cioccio, J.M. Fedeli, "Surface-emitting microlaser combining two-dimensional photonic crystal membrane and vertical Bragg mirror," *Appl. Phys. Lett.* **88**, 081113 (2006).
- [83] T. Ochiai and K. Sakoda, "Dispersion relation and optical transmittance of a hexagonal photonic crystal slab," *Phys. Rev. B* **63**, 125107 (2001).
- [84] B. S. Song, S. Noda, T. Asano and Y. Akahane, "Ultra-high Q photonic double-heterostructure nanocavity," *Nature Mater.* **4**, 207 (2005).
- [85] L. Ferrier et al. F. Bordas, M.J. Steel; C. Seassal, A. Rahmani, "Confinement of band edge modes in Photonic Crystals," *Opt. Express* **15**, 10890-10902 (2007).
- [86] P. Viktorovitch, B. Ben Bakir, S. Boutami, J.L. Leclercq, X. Letartre, P. Rojo-Romeo, C. Seassal, M. Zussy, L. Di Cioccio, J.M. Fedeli, "3D harnessing of light with 2.5D photonic crystals," to be published in *Laser and Photonics Review*.
- [87] C. van Trigt, "Visual system-response functions and estimating reflectance," *J. Opt. Soc. Am. A* **14**, 741-755 (1997).
- [88] D. Ohnishi, T. Okano, M. Imada and S. Noda, "Room temperature continuous wave operation of a surfaceemitting two-dimensional photonic crystal diode laser," *Opt. Express* **12**, 1562-1568 (2004)
- [89] A.Femius, M.Kafesaki, C. M.Soukoulis, V. Sandoghdar « Spontaneous emission of dipoles in photonic crystal membranes », arxiv : Dec.2005.
- [90] R. Esteban, T. V. Teperik,* and J. J. Greffet, "Optical Patch Antennas for Single Photon Emission Using Surface Plasmon Resonances", *PRL* **104**, 026802 (2010).
- [91] <http://www.adamant-kogyo.com>
- [92] Eiji Miyai, Kyosuke Sakai, Takayuki Okano, Wataru Kunishi, Dai Ohnishi, Susumu Noda, « Lasers producing tailored beams », © 2006 Nature Publishing Group, p946.
- [93] E. Kuramochi & al. "ultra high photonic crystal nanocavities realized by local width modulation of a line defect", *APPLIED PHYSICS LETTERS* **88**, 041112 2006.

[94] Y. Akahane & al. "High-Q photonic nanocavity in a 2-dimensionnal photonic crystal", ©2003 Nature Publishing Group.

[95] Eiji Miyai and Susumu Noda, Phase-shift effect on a two-dimensional surface-emitting photonic-crystal laser, APL 86, 111113 2005.

Chapitre 4

Réalisation de résonateurs à cristaux photoniques : méthodologie et études technologiques

Introduction

Dans le cadre de ce travail de thèse, un des principaux objectifs est la réalisation de cristaux photoniques en GaAs dotés de boîtes quantiques en InAs, ces structures ayant été retenues pour réaliser des composants photoniques quantiques. Plusieurs géométries sont présentées dans le chapitre 2 précédent dont principalement: le CP membranaire suspendu dans l'air et le CP membranaire au dessus d'un miroir de Bragg.

Lorsque le CP est situé au dessus d'un miroir de Bragg (MB), on utilise généralement un matériau permettant le report du CP planaire sur le Bragg. Malencontreusement, même si ce matériau intermédiaire doit avoir le plus bas indice de réfraction possible pour assurer un confinement vertical du mode dans la membrane à CP, le mode est verticalement dissymétrique dans la membrane. Par ailleurs, ce matériau intermédiaire doit très peu absorber la lumière à la longueur d'onde d'intérêt. Pour des dispositifs devant être sensibles à des intensités de l'ordre du photon unique cela peut limiter le rendement externe de lumière.

Nous proposons une version technologique plus allégée dans laquelle le dispositif est constitué d'une membrane à CP sera suspendue dans l'air au dessus d'un substrat situé à une distance « $\lambda/4$ ». On aura donc une membrane sans MB. Le substrat jouera le rôle d'un miroir puisqu'il permet une réflexion d'environ 30% de la lumière et nous rencontrerons ainsi une configuration permettant des interférences destructives. Le dispositif considéré ici sera donc symétrique (puisque plongé dans l'air) et constitue une configuration relativement intéressante nous permettant d'étudier la densité locale d'états des modes rayonnés par la structure.

Rappelons que les structures visées sont des cristaux photoniques 2D planaires, permettant de contrôler la lumière autour de la longueur d'onde de 900nm, et réalisés dans des

membranes en GaAs d'une centaine de nanomètres d'épaisseur. Le paramètre de maille du cristal photonique est, quant à lui, de quelques centaines de nanomètres.

Dans ce chapitre, nous allons d'abord décrire l'enchaînement technologique de la fabrication de ces cristaux photoniques en GaAs, puis nous présenterons les différentes étapes, ainsi que les paramètres clés qui régissent ces opérations (partie 2), puis nous présenterons une synthèse des études technologiques menées afin de déterminer les différents paramètres critiques des étapes de lithographie électronique, de gravure ionique réactive et de sous-gravure chimique, dans le but d'optimiser la topographie des structures à cristaux photoniques (partie 3).

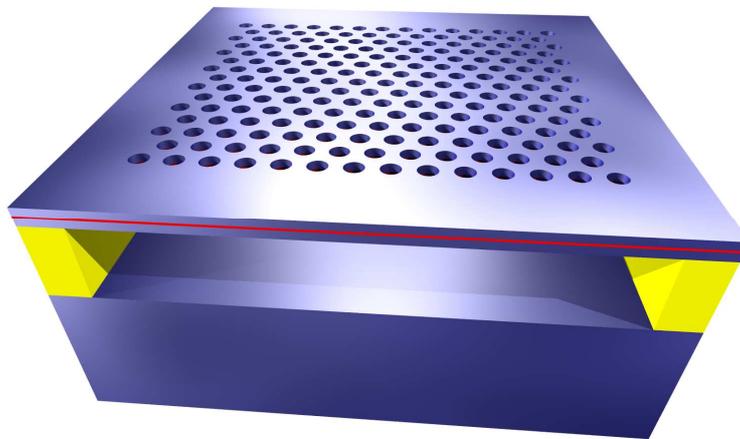


Figure 50: cristal photonique 2D à membrane suspendue dans l'air.

Ainsi, une part importante du travail de thèse se retrouve dans la mise au point de la technologie de fabrication au sein de l'INL. Cette technologie requiert différentes étapes techniques. Ma contribution a concerné l'ensemble des étapes présentées dans les paragraphes 2.2 et suivants, après l'étape préliminaire d'épithaxie. Nous allons donc aborder:

- le dépôt du « masque dur » sur l'échantillon ;
- la lithographie électronique qui nous permettra de définir la forme et les dimensions des motifs des cristaux photoniques ;
- les procédés de gravure sèche permettant le transfert des motifs du cristal photonique dans le matériau semiconducteur
- les procédés de gravure humide permettant éventuellement de suspendre la membrane à cristal photonique.

Afin d'obtenir des démonstrations préliminaires, nous avons aussi réalisé des cristaux photoniques sur InP, en utilisant un enchaînement technologique similaire, et des paramètres

technologiques déjà maîtrisés au sein du laboratoire. Dans ce cas, les contraintes liées à la réalisation sont sensiblement relaxées : les paramètres de mailles des CP sont de l'ordre de 775nm, pour une longueur d'onde d'opération autour de 1.55 μ m. Cette technologie a été utilisée dans le passé pour réaliser des microlasers et d'autres composants photoniques non linéaires [96]. Nous présenterons brièvement l'utilisation de telles structures pour la photonique quantique dans le chapitre 5.

1. Principales étapes de fabrication des cristaux photoniques en GaAs

La Figure 51 présente globalement les différentes étapes technologiques de fabrication d'un microrésonateur-type : un cristal photonique de trous d'air gravés dans une membrane en GaAs éventuellement suspendue.

- La première étape a) est la réalisation d'une hétérostructure épitaxiale qui est une structure comprenant un substrat sur lequel ont été épitaxiées différentes couches de semi-conducteur nécessaires.

- La deuxième étape b) consiste à définir les motifs voulus du cristal photonique par lithographie : les motifs sont réalisés dans une couche mince de résine PMMA, située au-dessus d'une couche de silice, constituant le « masque dur ».

- La troisième étape c) est la gravure des motifs réalisés dans le masque de PMMA vers le masque dur, puis dans le semiconducteur III-V, et en particulier dans la couche qui constituera la membrane.

- Si nécessaire, la couche membranaire est suspendue d) : on retire alors la couche « sacrificielle » inférieure par une sous-gravure chimique sélective.

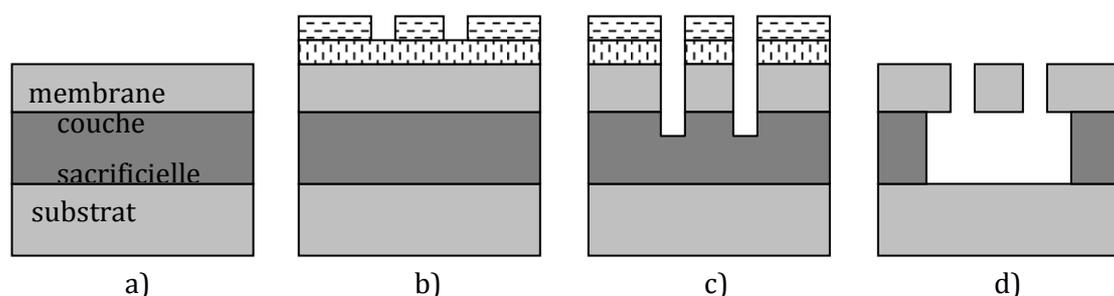


Figure 51 : Etapes technologiques d'élaboration des microdispositifs

Pour chacune des étapes, il est possible d'utiliser plusieurs méthodes reposant sur des principes différents. Nous allons maintenant aborder en détails ces différentes étapes technologiques.

1.1. Echantillon de base : hétérostructure semiconductrice

A partir d'un substrat GaAs monocristallin (001), on fait croître, par épitaxie par jets moléculaires, la succession de couches représentées sur la figure suivante:

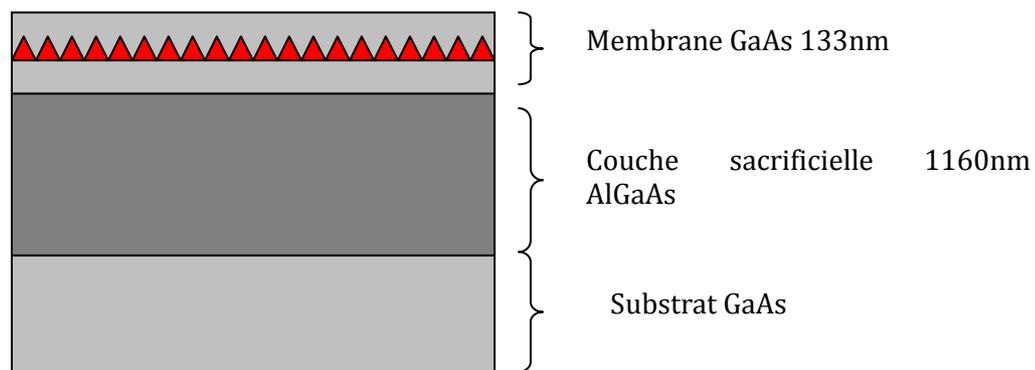


Figure 52 : Représentation schématique de l'hétérostructure visée

La couche sacrificielle est destinée à être éliminée à la fin de l'enchaînement technologique. Elle est constituée d'un alliage $\text{Al}_{85\%}\text{Ga}_{15\%}\text{As}$, qui présente quasiment le même paramètre de maille que le matériau GaAs, et qui peut être éliminé chimiquement avec une très bonne sélectivité par rapport au GaAs. L'épaisseur de cette couche sacrificielle est de 1160 nm ; une fois la couche semiconductrice éliminée, une telle épaisseur correspond à un chemin optique dans l'air de $5\lambda/4$. L'épaisseur de couche sacrificielle est déterminée à la vue de contraintes spécifiques liées à:

- l'étape finale de sous gravure. Nous y reviendrons dans la partie Sous-gravure de la couche sacrificielle.
- l'obtention d'interférences destructives du mode provenant du CP avec une partie de la lumière réfléchi sur le substrat ;
- la réduction de la densité locale d'états optiques. En effet, les boîtes quantiques peuvent directement se désexciter dans les modes rayonnés sans avoir vu le CP. Cela permet d'augmenter le facteur β .

La couche de GaAs a pour épaisseur $\lambda/2n \sim 130\text{nm}$ (en considérant un indice de réfraction de 3.49 pour ce matériau) et constituera la membrane dans laquelle sera réalisée le cristal photonique. A mi-hauteur de cette membrane, on fait croître une fine couche d'InAs (1.9

monocouches). Les contraintes liées à la différence de paramètres de maille entre l'InAs et le GaAs se relaxent selon le mode Stransky Krastanov, ce qui permet de faire croître des îlots quantiques 3D d'InAs dispersés [97]. La maîtrise des conditions de croissance épitaxiale permet de réaliser un plan de boîtes quantiques d'InAs émettant à la longueur d'onde de travail visée ($\sim 0.915 \mu\text{m}$).

Au cours des trois années correspondant à ce travail de thèse, nous avons pu exploiter des hétérostructures à boîtes quantiques correspondant au design présenté ci-dessus, et réalisés dans deux laboratoires différents. L'équipe de Jean-Michel Gérard, de l'équipe mixte CEA-CNRS au CEA-INAC, a réalisé des hétérostructures à forte densité d'îlots. Dans le cadre du Laboratoire International Associé « Center for Photonics and Nanostructures », l'équipe de Won June Choi, au KIST, a réalisé des hétérostructures également selon le design présenté ci-dessus.

1.2. Lithographie

1.2.1. Choix du type de lithographie

Nous souhaitons réaliser des cristaux photoniques opérant à des longueurs d'ondes autour de 900nm. Ceci nécessite une bonne définition des motifs pour des périodes du réseau graphique situées entre 400nm et 500nm. Il s'agit de réaliser des trous circulaires dont le diamètre est compris entre 120 et 190nm, pour une distance entre les centres des trous voisins d'environ 250nm. Il existe différents types de lithographies ; le choix de la méthode dépend des dimensions visées pour les motifs et de la précision voulue. Pour les motifs de quelques centaines de nm que nous désirons réaliser, une très grande précision est nécessaire si l'on souhaite contrôler précisément la longueur d'onde des microrésonateurs, mais aussi les autres propriétés optiques (facteur de qualité, volume modal, diagramme de rayonnement).

En lithographie optique, la résolution R des motifs est donnée par la relation : $R = (K \times \lambda) / (NA)$, K étant une constante dépendant du procédé utilisé, λ la longueur d'onde d'insolation, NA l'ouverture numérique du dispositif utilisé. Il est possible d'optimiser la résolution R en agissant sur ces différents paramètres. Usuellement, on utilise une résine sensible aux ultraviolets (UV), qui est exposée à travers un masque métallique. Avec les systèmes usuels disponibles en laboratoire, la résolution est de l'ordre du micromètre. Pour réaliser les structures visées ici, il serait nécessaire d'exploiter des systèmes très sophistiqués, ou en cours de développement, utilisant l'UV lointain (« Deep UV », ou DUV), voir l'extrême UV ou les rayons X. Dans le cadre de ce travail, nous n'avons pas eu accès à de telles technologies.

La lithographie par nanoimprint permet également de réaliser des motifs de l'ordre de 100nm, en utilisant un moule préalablement réalisé par des méthodes de nanolithographie et de gravure. Dans le principe, cette méthode est bien adaptée pour réaliser de grandes surfaces de structures micro-nanoscopiques. Comme c'est le cas pour la lithographie UV, cette méthode est rapide mais peu souple, puisque la topographie des structures réalisées est fixée une fois pour toutes lors de la réalisation du masque. Nous nous sommes tournés vers des méthodes n'impliquant pas l'exploitation de masques figés.

La technique de lithographie par holographie est une méthode plus souple : elle fondée sur l'ingénierie des figures d'interférences obtenues au travers de motifs diffractants, pour exposer une résine. Par cette méthode, on peut réaliser des cristaux photoniques sur de grandes surfaces avec des paramètres de mailles sont inférieurs à 500nm. Mais a priori ceci n'est possible que pour des motifs uniformément répétés, ce qui ne sera pas notre cas.

La lithographie électronique ou lithographie par faisceau d'électrons utilise des électrons accélérés pour exposer localement une résine électrosensible. La longueur d'onde associée $\lambda = h / (2.m.e.V)$, avec h la constante de Planck, m la masse de l'électron, e sa charge, V le potentiel) est très faible vis-à-vis de celle de la lumière UV ($\lambda \approx 2.10^{-13}$ m à 30 kV), ainsi les problèmes liés à la diffraction sont négligeables pour les ordres de grandeurs auxquels nous travaillons. La lithographie peut atteindre une résolution élevée avec une précision de motifs de l'ordre de la dizaine de nm. Malheureusement, cette méthode est lente car le faisceau doit balayer la surface de la résine afin de sensibiliser les zones d'intérêts. Nous verrons dans le paragraphe 1.2.6 les limitations qu'impliquent la lithographie électronique (champ d'écriture, résolution des motifs). En terme de matériel, il existe des masqueurs électroniques industriels permettant d'atteindre de hautes résolutions (~25 nm), de procéder à des alignements précis (alignement laser), et d'obtenir des résultats très reproductibles. A l'INL, nous disposons d'un système hybride, utilisant un microscope électronique à balayage (MEB) couplé à un système de contrôle externe du faisceau d'électrons. Un tel système est moins coûteux qu'un masqueur électronique industriel, et il permet d'atteindre une résolution similaire ; le champ d'écriture est cependant limité à une centaine de micromètres.

Notre choix s'est porté sur la lithographie électronique hybride, qui répond à nos critères (haute résolution, coût réduit). Nous détaillons ci-dessous les caractéristiques principales de ce système.

1.2.2. Système de lithographie électronique utilisé

Dans le cadre de ce travail de thèse, nous disposons d'un MEB FEI « INSPECT-F », doté d'une pointe à effet de champ (Field Effect Gun-FEG). Le faisceau d'électrons a un diamètre voisin de 10nm, et la tension d'accélération atteint 30kV au maximum.

On présente sur la figure suivante (Figure 53) le principe du MEB. L'appareillage comporte une colonne fonctionnant sous vide. En haut de celle-ci, la pointe émet les électrons, qui sont accélérés à l'aide d'une différence de potentiel de quelques kV à quelques dizaines de kV, puis focalisés sur l'échantillon situé en bas de la colonne, à l'aide d'un système de lentilles électromagnétiques et de diaphragmes. Le faisceau est dévié dans les deux directions horizontales X et Y à l'aide de bobines générant des forces électromagnétiques contrôlées.

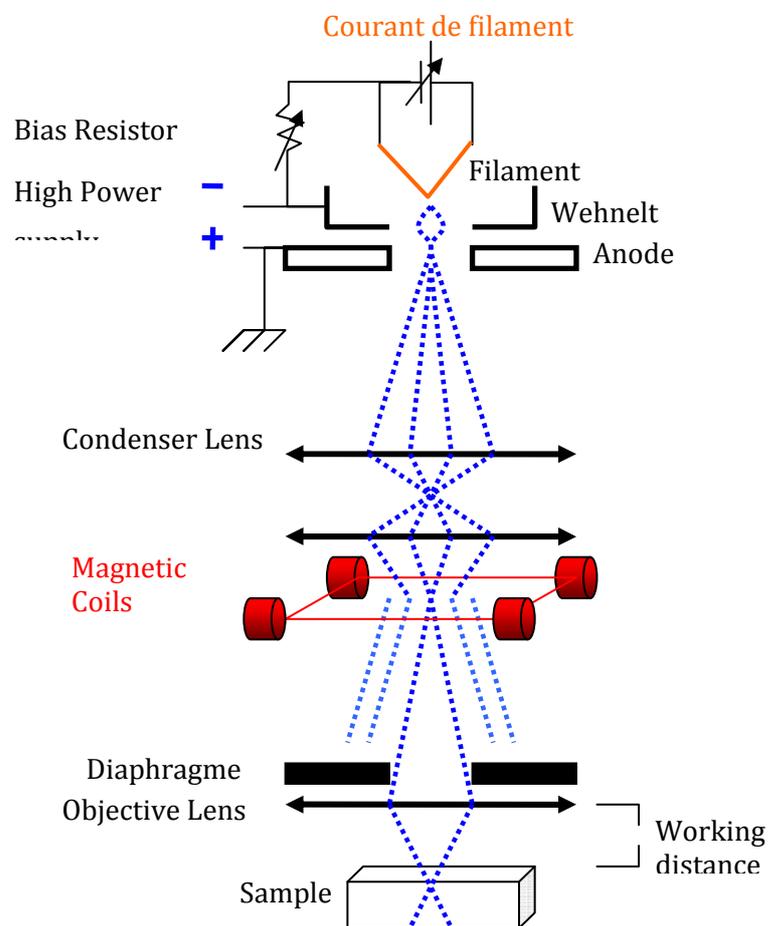


Figure 53: Schéma de la colonne du MEB

Pour réaliser une lithographie électronique, le parcours du faisceau est contrôlé par un système externe et des logiciels utilitaires (dans notre cas ELPHY+, de la Société Raith). Le masque des motifs à exposer est converti en informations adressées aux bobines de déviation via une interface électronique. Le faisceau balaie de cette manière l'ensemble de la zone à

exposer (champ d'exposition). Les électrons pénètrent sur une profondeur de l'ordre du micromètre qui est directement liée à l'énergie acquise par les électrons lors de leur accélération dans le wehnelt, et à la nature des couches minces réalisées à la surface de l'échantillon. Lors de l'exposition, la résine subit localement une transformation physique. Cela implique que pour une résine positive les parties exposées peuvent être dissoutes, après développement. Dans le cas d'une résine négative, ce sont les parties non exposées qui seront dissoutes.

1.2.3. Choix de la résine

Pour cette étude, nous utilisons une résine positive, le PMMA poly-(methyl-methacrylate). Cette résine permet d'atteindre une résolution de $\sim 10\text{nm}$, bien adaptée à nos spécifications. Lors de l'exposition, les électrons vont modifier la résine en brisant de nombreuses liaisons des longues chaînes moléculaires. Une solution appropriée permet de dissoudre spécifiquement les zones exposées. Nous utilisons pour cela un développeur, et en particulier le mélange MIBK:IPA (methyl isobuthyl ketone : isopropanol). Finalement, la résine est caractérisée par une sensibilité correspondant à la dose (charge par unité de surface) que la résine doit recevoir pour pouvoir être développée (charge surfacique « nominale », exprimée en $\mu\text{C}/\text{cm}^2$).

Nous avons sélectionné une résine PMMA de masse moléculaire 950 k, à une concentration de 4 % dans l'anisole (référence : NANO 950 PMMA A4, Microlithography Chemical Corp.). Sa faible concentration permet de n'en déposer qu'une fine épaisseur, et d'obtenir une résolution élevée, tout à fait compatible avec la taille des nanostructures visées.

On étale la résine sur la surface de l'échantillon par centrifugation à l'aide d'une tournette. L'accélération, la vitesse ainsi que la durée de rotation influent sur son épaisseur finale et son homogénéité. La vitesse d'étalement a été choisie à 5000 tr/min, pendant 30 s, avec une accélération de 5000tour/min/s sur un plateau de quelques secondes, pour obtenir l'étalement d'une couche de résine quasi uniforme en un film mince d'environ 120nm. La résine PMMA est ensuite polymérisée par un premier recuit sur une plaque chauffante, à 180°C pendant 1min30.

Après l'exposition de la résine aux électrons, l'échantillon est plongé dans le développeur, en utilisant une concentration élevée (MIBK:IPA ; (1:1)) pour augmenter la sensibilité, avec peu de perte au niveau du contraste entre les zones exposées et les zones non exposées. La durée du développement est de 45s ; ceci évite une attaque trop importante de la résine et donc une perte des motifs fins. Après cette étape, la résine subit un recuit de

durcissement à 100°C pendant 1 min. Les paramètres précédents ont été déterminés au cours d'études menées précédemment à l'INL [98].

1.2.4. Exposition de la résine

A condition de bien contrôler la taille et la forme du faisceau d'électrons, notamment en éliminant les problèmes d'astigmatisme et en corrigeant la focalisation, notre système nous permet d'atteindre une taille de sonde¹² de 10 nm de diamètre. Ce paramètre est déterminant, car la taille de sonde est un des facteurs limitant de la résolution, les motifs écrits ayant a priori au minimum la taille de la sonde.

Cette taille est réglable par une commande (un diaphragme actif), qui modifie en même temps le courant I du faisceau d'électrons arrivant sur l'échantillon. Pour obtenir une bonne résolution il faudra donc suffisamment focaliser le faisceau, ce qui limitera son courant et augmentera donc le temps d'exposition.

La tension d'accélération des électrons influe également sur la taille de la sonde : une tension élevée diminue de la taille de la sonde et permet d'atteindre une meilleure résolution. Cependant, pour des tensions très importantes, les électrons sont fortement rétrodiffusés, ce qui augmente la surface potentiellement insolée, comme nous le détaillerons plus loin dans le paragraphe consacré aux effets dits de proximité. Nous avons tout de même choisi d'opérer à la tension d'accélération maximale permise par notre système, à savoir 30KV.

La distance séparant la surface de l'échantillon du dernier élément métallique de la colonne d'où sortent les électrons est appelée distance de travail. Plus cette distance est petite, plus la profondeur de champ est petite, mais meilleure est la résolution. Opérer avec des distances de travail réduites permet en outre de limiter l'impact des perturbations électromagnétiques sur la position du faisceau. Nous effectuons la lithographie avec une distance de travail (WD = working distance) de 7 mm.

Le déplacement du faisceau est paramétré avant l'exposition des motifs. Pour balayer une ligne ou une surface, le faisceau d'électrons se déplace de manière discrète, et stationne en chaque point pendant un temps déterminé (Figure 54 suivante).

¹² Section du faisceau d'électrons lorsqu'il atteint la surface de l'échantillon.

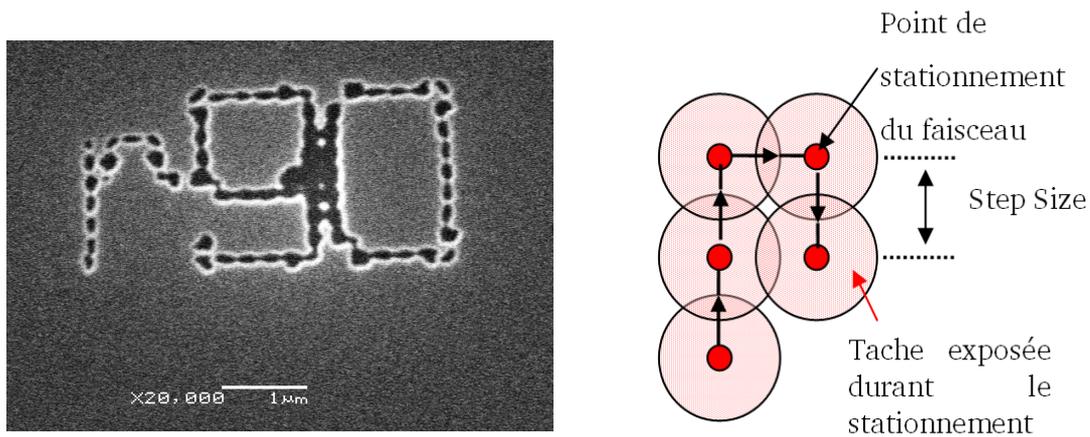


Figure 54 : Image MEB représentative d'un pas de déplacement trop grand : l'écriture apparaît en pointillée (à gauche), principe de balayage en lithographie électronique : exposition par pas du faisceau.

Ainsi, il apparaît deux paramètres d'intérêts qui sont **le pas de déplacement**, et **le temps de stationnement**. Ces grandeurs doivent être ajustées pour que les zones exposées en chaque point se recouvrent pour former une ligne ou une surface, et que le pas soit largement inférieur à la taille du motif à réaliser.

Un autre paramètre d'intérêt est la dose. Nous avons déjà mentionné que pour être parfaitement sensibilisée, la résine doit recevoir une charge nominale sur une surface unitaire. La dose D est reliée au temps de stationnement DT , au pas SS , ainsi qu'au courant du faisceau :

$$(Equ. 30) \quad D = \frac{I_{beam} \times DT}{(SS)^2} [\mu As / cm^2]$$

Mais usuellement cette valeur fluctue du fait de diverses incertitudes. Il faut donc l'ajuster expérimentalement par un facteur de dose f_D , que l'on balaye. Ainsi, la dose effectivement reçue par l'échantillon est alors $f_D D$ (en $\mu C/cm^2$). Comme nous le verrons plus loin, cette dose dépend fortement de la rétrodiffusion dans le motif exposé, et à partir des autres motifs exposés au voisinage, et donc de la taille des structures et de la distance entre les motifs. L'ajustement final de la taille et de la dose optimale pour lithographier des structures données est donc très délicat, et passe par une calibration très précise de la dose.

Le pas de déplacement du faisceau est déterminé par un convertisseur analogique-numérique de 32bits. Par exemple, pour un champ d'écriture de $65\mu m$ de côté on a une taille de pas de $65\mu m / 2^{32} = 1.5 \times 10^{-14} m$. Or, il n'est pas nécessaire de descendre en dessous de la résolution que l'on peut obtenir en tenant compte de tous les paramètres physiques : on choisit typiquement un pas compris entre 5 et 20nm. Le temps de stationnement minimum est lié à la fréquence de fonctionnement du processeur (de l'ordre de la nanoseconde), mais il n'est pas

nécessaire d'atteindre une telle valeur dans le cas des résines que nous utilisons. Par exemple, pour un pas de 5nm on aura typiquement un temps de stationnement de $0,7\mu\text{s}$ pour une dose nominale de $100\mu\text{As}/\text{cm}^2$.

1.2.5. Calibrations

1.2.5.1. Calibration géométrique du champ d'écriture

La première étape consiste à calibrer la taille des champs à exposer. Lors d'une lithographie, le système de pilotage ne fait qu'imposer une tension donnée au système électromagnétique de contrôle de la position du faisceau de la colonne du MEB. Il est donc nécessaire de faire correspondre avec une bonne précision la valeur des tensions appliquées par le système externe à la position réelle du faisceau sur l'échantillon. Pour cela on utilise un étalon précis, et l'on détermine les facteurs correctifs à appliquer (correction de l'amplitude et de la valeur absolue du déplacement, correction de la distorsion). Compte tenu de la précision de l'échantillon test, de la précision de visualisation, et de la stabilité de l'appareillage, la taille du champ lithographié est précise à environ 1 % près.

Avec un MEB, on souhaite généralement disposer de grands champs de vision pour mesurer des zones étendues. Cependant, en lithographie électronique, la résolution ultime et une bonne précision du positionnement du faisceau ne sont accessibles que pour des champs de taille réduite. Pour conserver une précision acceptable, il est recommandé d'utiliser une taille de champ au maximum 1000 fois plus élevée que la taille des motifs élémentaires visés. Pour réaliser les cristaux photoniques de périodes voulues (autour de 400nm), nous devons utiliser un grandissement de $\times 2000$, qui donne accès à un champ de d'environ $65 \times 65\mu\text{m}^2$.

1.2.5.2. Calibration en dose

La calibration en dose est nécessairement faite pour tenir compte de la taille et de la proximité entre les motifs à exposer, mais aussi pour palier la dérive de certains des paramètres (courant d'électrons, la focalisation du faisceau, épaisseur de la résine, perturbations électromagnétiques, etc.). La dose effective diffèrera donc notablement de la dose nominale.

Ainsi, pour chaque motif (par exemple pour l'exposition d'un ensemble de disques de rayon=60nm espacés de quelques centaines de nanomètres), on fait varier l'exposition des trous autour de la dose nominale (par exemple, $f_D=0.9, 1, 1.1, 1.2, \dots$). L'exposition sera donc calibrée en fonction de la période du réseau du cristal photonique, du rayon des trous, etc. Au-delà de

cette calibration, il restera nécessaire de procéder à l'exposition en effectuant un balayage fin en facteurs de dose.

Pour vérifier si la résine est suffisamment exposée, on l'observe au MEB après développement. Ainsi, on peut se rendre compte qu'en dessous d'une dose critique le motif n'est pas suffisamment exposé, et n'apparaît pas au développement ; et qu'au-dessus, il aura une taille supérieure à la taille choisie jusqu'à une sur-exposition entraînant la « coalescence » des trous. Sur la figure suivante (Figure 55), on observe le résultat de ces effets après l'étape de transfert des motifs par gravure.

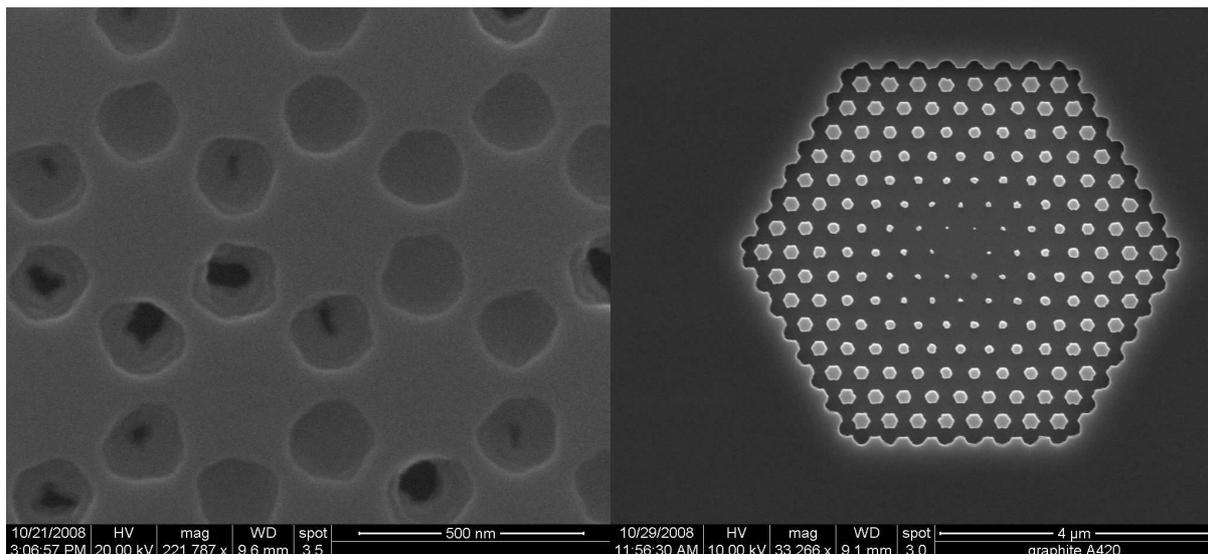


Figure 55 : Image MEB, sous dosage des motifs (à gauche), surdosage des motifs (à droite).

1.2.5.3. Calibration par le type d'exposition : point ou surface

Pour réaliser des motifs circulaires, il est possible d'exploiter deux modes d'exposition : l'exposition par point et l'exposition par surface. Nous décrivons ci-dessous ces deux techniques, et exposons brièvement leurs avantages et leurs limites.

Exposition par point

Dans cette technique il s'agit de jouer essentiellement sur les effets de rétrodiffusion des électrons incidents. En effet, pour réaliser un trou, le faisceau va stationner un temps donné (« dwell time », DT) en un point fixe et les électrons vont diffuser à partir de ce point (Figure 56, à gauche). C'est uniquement en ajustant le temps d'exposition que nous contrôlerons la taille de la zone exposée. Evidemment, cette technique ne permet d'exposer que des disques, et se limite à de faibles tailles de motifs.

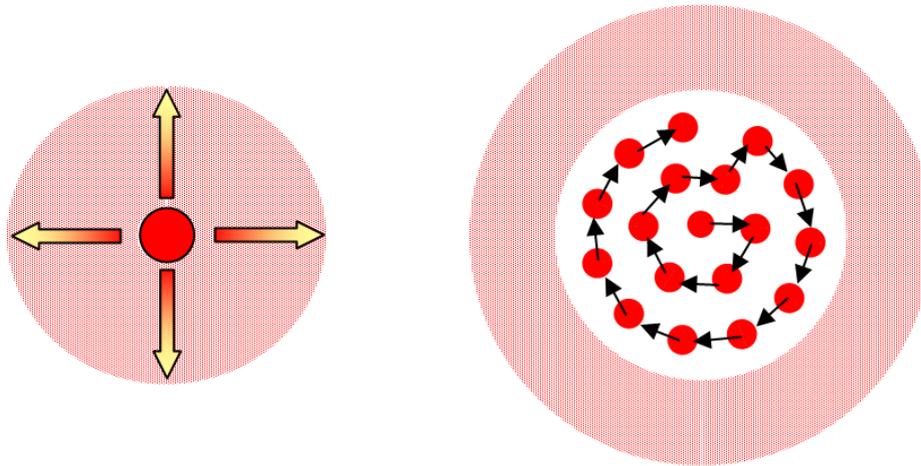


Figure 56 : (à gauche) : Représentation schématique de l'exposition par point. Le disque rouge cerclé de noir correspond au diamètre du faisceau d'électrons, d'environ 10nm, est insolé pendant un temps « dwell time » ou un multiple de celui-ci. Au delà du cercle noir, on voit les effets de proximité représentés par une bande concentrique rouge en pointillé. Les flèches bicolors représentent la direction de propagation des effets de proximité;
(à droite) : Représentation schématique de l'exposition par surface en forme de disque: chaque point rouge est insolé un temps DT, et est espacé par le pas SS. La bande circulaire de pointillés rouges représente les effets de proximité, les flèches noires montrent le sens de parcours du faisceau choisi pour l'exposition de motifs circulaires.

Exposition par surfaces

Dans cette technique il s'agit d'exposer les disques en balayant des surfaces, comme schématisé sur la figure précédente (Figure 56 à droite) :

Comme nous le verrons ultérieurement, les résultats obtenus par cette technique d'exposition par surface permettent d'avoir une définition des trous bien contrôlée et apparaît comme la plus stable. Elle concentre une exposition sur une surface circulaire centrale plus importante que la partie exposée dans le cas de l'exposition par point. La méthode d'exposition par surfaces est donc a priori moins sensible aux fluctuations et aux instabilités du système.

1.2.6. Limitations

Plusieurs facteurs peuvent limiter les performances de la lithographie électronique, notamment au niveau de la résolution.

Par exemple, les résolutions des résines peuvent varier de 10 nm à 1000 nm. Dans notre cas, la résine PMMA possède une très petite résolution (10 nm) qui influence relativement peu la topographie des trous des cristaux photoniques (motifs de l'ordre de la centaine de nm).

Le positionnement du faisceau d'électron est un facteur important. La déviation du faisceau est due à la tension électrique envoyée dans des bobines magnétiques. De la précision de cette tension (rapport signal sur bruit), dépendra la précision relative de positionnement. Cela limite la résolution absolue, et ce d'autant plus que le champ exposé est grand. L'étalon utilisé pour calibrer le système de lithographie doit donc être de grande qualité afin d'éviter les déformations géométriques des motifs réalisés.

Par ailleurs, il est nécessaire de tenir compte de deux effets majeurs en lithographie électronique : les effets de proximité, liés à la rétrodiffusion des électrons incidents, et des effets "dynamiques" liés à la vitesse de déflexion du faisceau dans la colonne. Nous discutons ci-dessous de ces deux effets, de leur impact sur la topographie des structures réalisées, et de la manière de s'en affranchir.

1.2.6.1. Effets de proximité

Lors de l'impact du faisceau d'électrons sur la résine, ceux-ci vont subir des chocs élastiques et inélastiques avant de perdre toute leur énergie. Ils décrivent des trajectoires aléatoires qui s'écartent de leur direction d'origine selon plusieurs voies :

- les électrons subissent une diffusion vers l'avant, ce qui va légèrement élargir le faisceau et sensibiliser la résine sur une zone plus large.
- Les électrons sont rétrodiffusés, ce qui peut élargir considérablement la zone exposée par le faisceau.

Cet élargissement de la zone exposée conduit à ce que l'on nomme des effets de proximité : si deux zones distantes de L sont exposées, chaque zone sera exposée par les électrons qu'elle reçoit, mais aussi par certains des électrons reçus par l'autre zone, puis rétrodiffusés. Cette influence est d'autant plus importante que L diminue. L'impact des effets de proximité sont particulièrement visibles lorsque la dose d'exposition est élevée, comme c'est le cas sur la Figure 55 (b). L'étendue de la zone de rétrodiffusion est typiquement de quelques micromètres. Elle dépend essentiellement de l'énergie des électrons, de la nature et de l'épaisseur des matériaux présents au-dessous de la couche de résine électrosensible, et enfin de la taille des zones exposées. Par exemple, si l'on souhaite réaliser un réseau de lignes, plus celles-ci sont fines, plus l'effet de proximité est marqué. Par ailleurs, dans une zone où la densité de motifs est grande, on observe un élargissement plus marqué des motifs réalisés. Nous illustrons ceci sur la figure suivante (Figure 57) : pour un rayon nominal (rayon de zone circulaire exposée) des trous de $r_{\text{nom}}=60\text{nm}$ et une dose surfacique fixe pour chaque trou ($D=2,3$), on voit

l'augmentation de la taille des trous mesurés en fonction de leur éloignement du bord du cristal photonique.

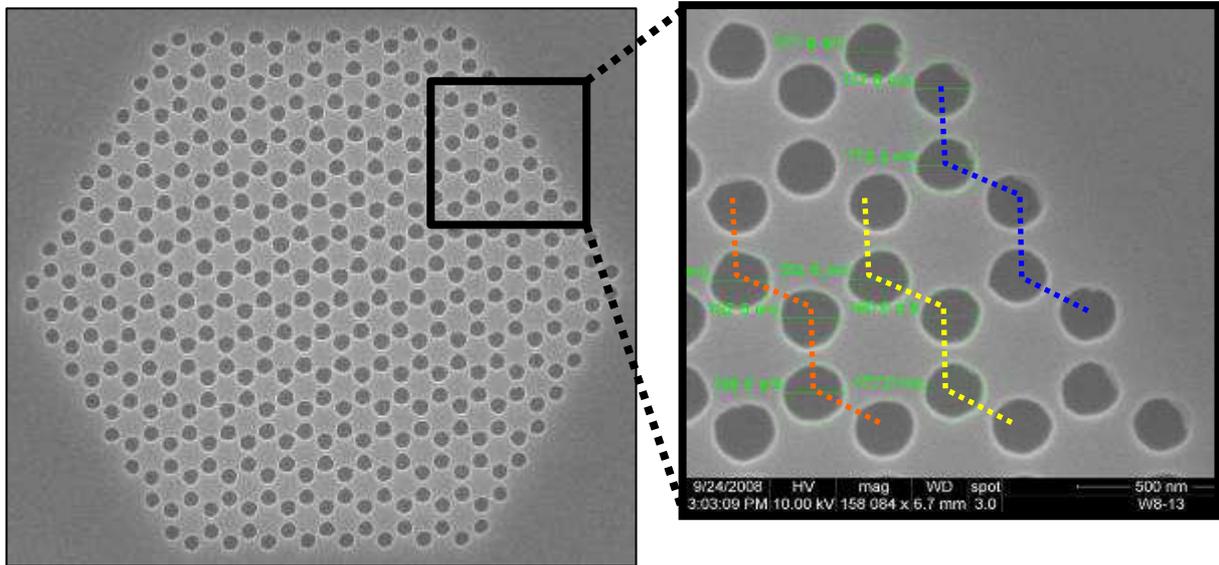


Figure 57 : Observation des effets de proximité sur un cristal photonique. Les traits de couleurs indiquent « les rangées » (demi-mailles) du cristal photonique avec un certain rayon mesuré: trait bleu $r=88\text{nm}$; trait orange $r=90\text{nm}$; trait orange $r=91\text{nm}$, ..., au centre du cristal photonique on mesure $r=97\text{nm}(\pm 2\text{nm})$.

Limitation des effets de proximité

Pour la diffusion des électrons vers l'avant, l'élargissement du diamètre effectif du faisceau d'électrons est donné par la formule empirique $df = 0,9 (e/V)^{1,5}$, où e est l'épaisseur de la résine en nm, et V est la tension d'accélération en kV[99]. Ce phénomène peut être diminué en utilisant une résine et un masque dur les plus fins possibles, et une très grande tension d'accélération, ce qui a tendance à éloigner la zone de rétrodiffusion bien en-dessous de la couche électrosensible. Lorsque la tension d'accélération est faible, le diamètre effectif de la rétrodiffusion des électrons dans le matériau est réduit. Cependant, ceci se fait au détriment de la taille du faisceau d'électrons donc de la résolution de la lithographie. Par ailleurs, signalons que la loi générale de variation de la dose supplémentaire reçue par la résine en fonction de la tension d'accélération n'est pas déterminée de façon évidente.

Sur la figure précédente, on a vu l'importance de la proximité des motifs entre eux. Il est possible de corriger les effets de proximité dans les zones où les motifs ne sont pas « uniformément » entourés. En effet, des outils informatiques permettent d'ajuster la dose, en chaque point du motif. Ils sont fondés sur des simulations de type Monte-Carlo des interactions entre les électrons avec la matière, en tenant compte de l'énergie des électrons, de la composition des couches de matériau. Ces outils permettent de simuler la dose d'exposition

reçue en chaque point d'un champ exposé, et de l'optimiser. On adapte donc la séquence d'exposition afin que la dose effectivement reçue permette une meilleure définition des motifs. Dans la pratique, cette méthode permet une correction partielle qu'il faut ajuster par un ajustement empirique du facteur de dose.

Pour compenser les effets de la rétrodiffusion il existe la technique "GHOST" qui ajoute une exposition supplémentaire autour des motifs étant l'inverse de celle due à la rétrodiffusion [100]. Il est également possible d'agir sur la taille et la forme des motifs.

1.2.6.2. Effets dynamiques

Des effets dynamiques peuvent apparaître lors du balayage de la surface de l'échantillon par le faisceau. En effet, le faisceau est contrôlé par les bobines qui ont un certain temps de réponse pour stabiliser le faisceau. Pour s'assurer du bon positionnement du faisceau lors de l'exposition, il faut donc attendre que le faisceau soit stabilisé. Dans la pratique, on utilise un « beam blanker » : il s'agit d'un dispositif permettant d'appliquer une tension de quelques centaines de Volts entre deux plaques au sein de la colonne. Une force électrostatique dévie alors les électrons hors de l'échantillon. Ce dispositif est d'autant plus efficace qu'une telle déviation d'origine électrostatique est de plusieurs ordres de grandeurs plus rapide que la déviation exploitant les bobines de la colonne. On utilise par exemple ce type de déviation entre deux expositions de structures distinctes (deux trous du même cristal photonique, ou deux cristaux photoniques dans le même champ d'écriture). Sans un tel beam blanker, ou si un temps d'interruption trop court est utilisé, le faisceau n'atteint pas sa position nominale, et les motifs réalisés se trouvent décalés spatialement ou déformés. Ce phénomène s'observe particulièrement lorsque deux structures éloignées sont exposées consécutivement. **Dans la pratique et dans le cas de notre colonne, nous avons déterminé empiriquement qu'un temps d'interruption de 15 ms est nécessaire pour s'affranchir totalement de ces effets dynamiques.**

1.3. Transfert des trous dans le semiconducteur III-V

1.3.1. Principe

Pour transférer les motifs lithographiés dans le matériau semiconducteur, plusieurs techniques peuvent être utilisées. Dans le cas de gravures profondes, la CAIBE (Chemically Assisted Ion Beam Etching) ou l'ICP (Inductively Coupled Plasma) sont bien adaptées. Dans notre cas, la profondeur des trous est seulement de l'ordre de 100 à 200nm, et il est suffisant

d'utiliser la RIE (Reactive Ion Etching ou Gravure Ionique Réactive). A l'INL, nous disposons d'un système de RIE Alcatel Nextral NE 110. La RIE consiste à utiliser un gaz réactif partiellement ionisé afin de créer des espèces réactives induisant à la fois une gravure physique par bombardement des ions et une réaction chimique à la surface du matériau à graver (gravure sélective). La cinétique de gravure dépend des paramètres suivants:

- la pression, de l'ordre de quelques dizaines de mTorr,
- la puissance du plasma généré par un champ électromagnétique radiofréquence (à 13.56 MHz), d'une centaine de Watt. Ceci induit une tension électrique d'autopolarisation entre deux électrodes. .
- les débits des gaz réactifs, de l'ordre de la dizaine de sccm (cm^3/min dans des conditions standard de température et de pression),
- la température de l'enceinte, qui n'est pas modifiable dans notre cas,
- la nature de l'échantillon.

Ce type de gravure permet d'obtenir des gravures anisotropes, et éventuellement, des flans de gravure quasiment verticaux. Les profondeurs de gravure peuvent être contrôlées simplement par temps de gravure, ou bien en exploitant un dispositif d'interférométrie laser in-situ. Il faut toutefois noter qu'un tel contrôle optique est complexe dans le cas de la réalisation de cristaux photoniques : les dimensions des motifs élémentaires sont bien plus faibles que la taille du faisceau laser utilisé.

Il est complexe d'établir de manière claire et univoque l'influence des différents paramètres opératoires sur la cinétique d'une telle gravure. On peut toutefois noter qu'en général, la vitesse de gravure augmente avec la puissance du champ radiofréquence appliqué. Une pression forte dans le réacteur permet par ailleurs en général d'augmenter la vitesse de gravure, car le temps de résidence des espèces réactives est plus long.

Pour obtenir des flancs de gravure verticaux, plusieurs méthodes peuvent être exploitées. On peut citer la passivation des flancs par un polymère, l'exploitation d'une alternance de gravure et de plasma oxygène, ou bien l'utilisation d'une faible pression.

1.3.2. Transfert des motifs lithographiés dans un masque dur

Le transfert direct des motifs lithographiés n'est pas effectué directement dans le semi-conducteur : la résistance de la résine n'est pas suffisante vis-à-vis du process de gravure des

matériaux III-V. Il faut donc ajouter sous la résine un autre masque, et y opérer un transfert intermédiaire. Nous avons choisi une couche de silice, qui peut être gravée en exploitant des chimies fluorées, avec une sélectivité satisfaisante vis-à-vis de la résine électrosensible. Pour choisir l'épaisseur de la couche de silice, il faut respecter plusieurs critères :

- Comme nous l'avons vu, l'épaisseur doit être suffisamment faible pour reproduire au mieux la forme des motifs (sans élargissement ni rétrécissement, et pour limiter les effets de proximité), et pour éviter de détériorer complètement la résine par une gravure trop longue.

- L'épaisseur doit toutefois être suffisante pour que le masque dur résiste suffisamment lors de la gravure du III-V.

Nous avons d'abord cherché à réduire autant que possible l'épaisseur de la couche de silice. Ensuite, nous avons étudié la possibilité de réduire ces effets perturbateurs (effets de proximité et élargissement ou rétrécissement des trous) en déposant une telle couche de SiO_2 au-dessus d'une couche d'ITO. Ce matériau a une conduction plus élevée que la silice et permet une meilleure évacuation des charges lors de la lithographie électronique. L'ITO peut être gravé à l'aide des mêmes gaz que les semiconducteurs III-V usuels. Cette dernière méthode n'a toutefois pas permis d'obtenir une réduction probante des effets de proximité. **Dans ce manuscrit, nous décrivons uniquement les études réalisées avec un masque dur de SiO_2 .**

Pour la gravure du SiO_2 nous avons utilisé un procédé à base de tetrafluorométhane mis au point au cours d'études précédentes à l'INL [98]: Débit [CHF_3] =16 sccm, pression 15 mTorr, puissance 100W, cinétique 0.21 nm/s.

Il faut noter que la faible pression dans le réacteur permet de s'assurer d'une bonne verticalité ce qui permet de conserver l'intégrité des motifs. La résine PMMA est ensuite éliminée par un plasma de dioxygène¹³ (stripping).

1.3.3. Gravure des semiconducteurs III-V

Le mélange de gaz CH_4 : H_2 permet de graver différents matériaux semiconducteurs : InP, InGaAs, et InGaAsP, GaAs, etc., avec des cinétiques voisines. Nous avons mené une étude pour

¹³ Paramètres RIE : [O_2] =20sccm, P=100mTorr, puissance 100W, un temps de 60s est suffisant pour enlever l'épaisseur de résine restante.

déterminer la cinétique de gravure dans le cas d'un réseau de trous d'une centaine de nanomètres de diamètre, et qui permette d'obtenir la meilleure verticalité possible.

Les conditions suivantes ont été choisies, à partir d'études effectuées pour les alliages de la filière InP : Débits [CH₄ : H₂] = [15 ; 30] sccm, pression 30mTorr, puissance 200W, temps ~400s.

Pour des pressions de l'ordre de 20 mTorr, le plasma n'est plus stable. Nous avons donc conservé la valeur de 30 mTorr. Nous avons également conservé une puissance de 200 W pour obtenir une vitesse de d'attaque relativement importante. Avec ces conditions, les trous sont légèrement moins larges au fond des trous qu'à la surface (voir Figure 58).

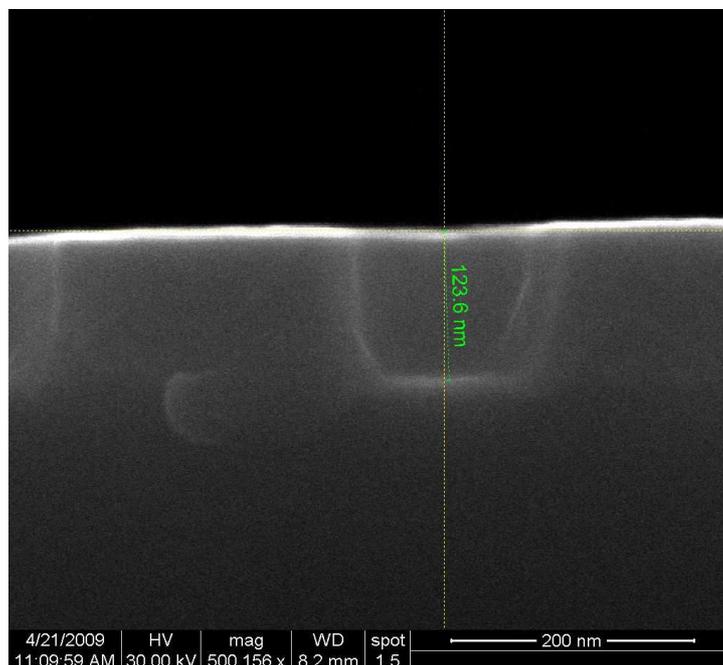


Figure 58 : image MEB : section/profil d'un trou de cristal photonique.

Après cette gravure on procède au nettoyage de l'échantillon avec un plasma de dioxygène, puis le masque dur de SiO₂ est éliminé à l'aide d'un plasma de CHF₃, dans les mêmes conditions opératoires que pour l'étape de transfert des trous à partir du masque PMMA.

1.4. Sous-gravure de la couche sacrificielle

1.4.1. Principe de l'attaque chimique

Cette étape de sous-gravure permet de suspendre la membrane sur une zone donnée. La méthode la plus simple consiste à utiliser la sous-gravure chimique en voie humide, qui permet d'éliminer progressivement la couche sacrificielle, sans affecter le matériau constituant la

membrane. Le mélange acide utilisé doit donc être sélectif pour retirer l'AlGaAs et ne pas ou peu réagir avec le GaAs. Les produits de réaction sont dissous dans la solution et/ou sont dégagés sous forme gazeuse.

Pour que le mélange acide attaque la couche sacrificielle, nous avons simplement utilisé les motifs du cristal photonique comme voies d'ouverture. L'étendue latérale de la sous-gravure devra être suffisante pour que toute la zone du cristal photonique soit suspendue. Remarquons que cette technique permet un auto-centrage du cristal photonique au-dessus de l'espaceur (gap) d'air. Le substrat, également constitué de GaAs, joue ici le rôle d'une couche d'arrêt.

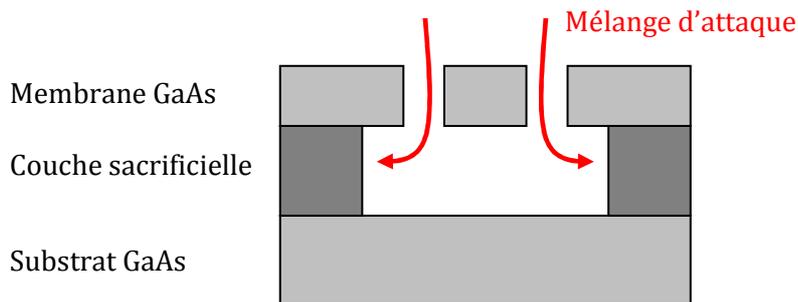


Figure 59 : Sous-gravure de la couche sacrificielle par l'intermédiaire des trous du cristal photonique dans la membrane.

1.4.2. Sélectivité d'attaque

Dans le cas des matériaux de la filière GaAs, le système GaAs/ $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ présente un double avantage en termes de technologie. D'abord, ces matériaux présentent un désaccord de maille limité, ce qui limitera les contraintes mécaniques qui se relaxeraient lors de la suspension de la membrane. Ensuite, il est possible d'exploiter des chimies permettant de graver les alliages ternaires avec une bonne sélectivité vis-à-vis du GaAs, à condition que le taux x d'aluminium soit supérieur à 50% [101]. Les solutions d'attaque à base d'acide fluorhydrique (HF) permettent d'atteindre un tel objectif.

L'échantillon est plongé dans un mélange d'acide fluorhydrique HF (à 40%) et d'eau. Nous avons déterminé les proportions du mélange pour que la cinétique de sous gravure ne soit pas trop importante. Après l'attaque, l'échantillon est rincé dans de l'eau désionisée, puis séché (voir section suivante).

Une série de tests de sous-gravure a été réalisée en modifiant le temps de gravure pour déterminer cette cinétique. Le temps de sous-gravure doit être suffisant pour que la couche sacrificielle située au-dessus d'un cristal photonique soit enlevée. Parallèlement le temps de sous-gravure doit être limité pour éviter de trop graver latéralement la couche sacrificielle : ce qui amènerait à suspendre le CP sur une zone trop vaste comprenant plusieurs cristaux

photonique (voir Figure 60), ce qui peut faciliter les effets de rupture mécanique de la membrane. Nous avons dilué la solution de HF 40% dans l'eau de manière à obtenir un rapport de HF dans l'eau de $[HF:H_2O] = [4:100]$. En utilisant ces proportions, nous avons obtenu une cinétique de $1,33\mu\text{m}/\text{min}$ à température ambiante. Un temps de sous-gravure de 1min 30s permet alors de graver correctement nos cristaux photoniques. Notons que l'attaque latérale est relativement isotrope, ce qui permet de sous-graver des zones dont la forme globale peut être arbitrairement choisie.

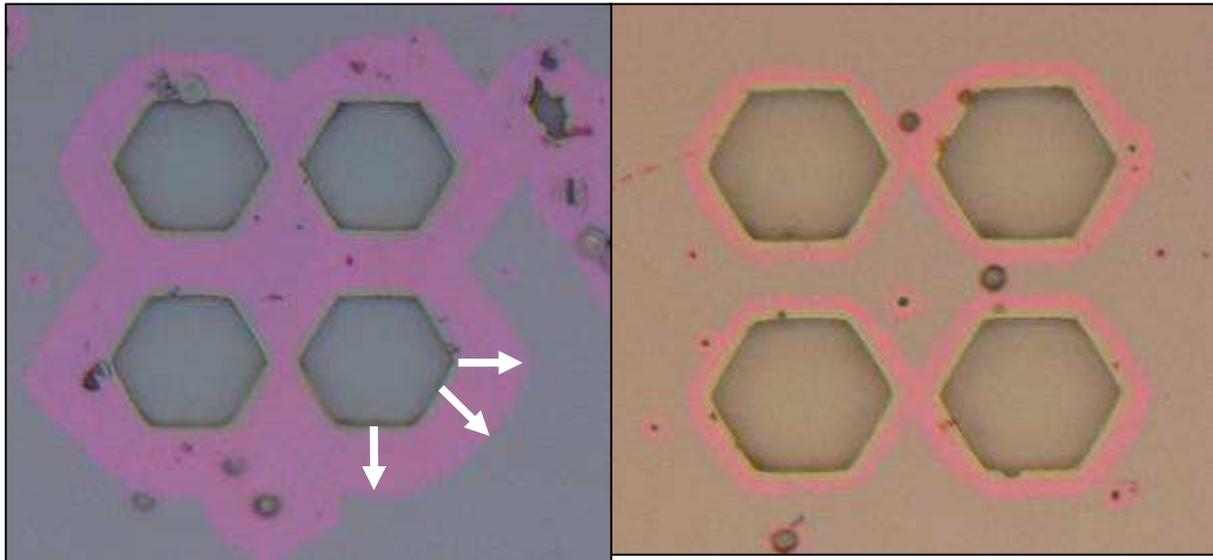


Figure 60 : Images au microscope optique d'ouverture de membrane de forme hexagonale de l'ordre de quelques dizaine de μm , la couleur rose indique le flanc de sous gravure. La sous-gravure est trop longue sur l'image de gauche, et optimale sur l'image de droite.

Notons que suivant la taille des motifs transférés dans la membrane GaAs, la cinétique de sous-gravure peut fluctuer. En effet, pour de grandes ouvertures (quelques microns) la cinétique est plus rapide que pour de petits motifs. Ceci s'explique par un renouvellement plus rapide de la solution d'attaque.

L'étude de cinétique de gravure nous a permis de déterminer des paramètres optimaux pour notre étude. Toutefois, on pourrait penser à améliorer cette étude afin de déterminer les cinétiques à différentes températures, en fonction de l'éclairement et des conditions d'agitation.

1.4.3. Séchage

L'étape finale de réalisation est celle du séchage de l'échantillon. Lors du séchage, le liquide se retire de la zone où était située la couche sacrificielle, des forces de capillarité vont attirer la membrane suspendue vers le substrat. Si ces forces sont trop importantes, les membranes risquent d'entrer en contact avec le substrat de GaAs, ce qui peut provoquer leur

adhésion définitive. Ce phénomène est d'autant plus important que la membrane est fine et étendue, et que l'épaisseur de la couche sacrificielle est faible.

Notons d'abord que l'épaisseur de la couche sacrificielle est de $5\lambda/4$, et non pas $\lambda/4$. Lors de l'étape de séchage, ceci augmente à la fois le déplacement nécessaire pour que la membrane vienne en contact avec le substrat, et les forces mécanique de rappel. Il est donc possible de réduire les risques de collage, sans changer substantiellement les propriétés optiques de la structure photonique.

Nous avons ensuite testé deux méthodes de séchage pour limiter le problème de collage :

Une première solution est de diminuer les forces de capillarité en utilisant des solvants présentant de faibles tensions de surface. Des solvants tels que le méthanol, l'acétone, l'isopropanol présentent une tension de surface environ trois fois plus faible que celle de l'eau. Une fois l'échantillon plongé dans un bain de solvant, celui-ci est porté à ébullition et l'échantillon est sorti lentement. Cette méthode est simple, mais elle ne s'est pas révélée suffisamment efficace dans le cas des structures étudiées ici. En effet, étant donné la compliance de nos membranes à la fois fines et étendues (de $20 \times 20 \mu\text{m}^2$ à $40 \times 40 \mu\text{m}^2$, avec un espacement d'air limité à $1,6 \mu\text{m}$), nous n'avons pas pu réaliser de membranes suspendues.

Nous avons donc exploité le séchage supercritique, développé à l'INL depuis une dizaine d'années. Cette méthode consiste à remplacer le liquide de rinçage par du CO_2 liquide. En contrôlant la température et la pression, il est possible de contourner le point critique ($T_c = 31,1 \text{ }^\circ\text{C}$, $P_c = 73,8 \text{ bar}$), ce qui permet de s'affranchir totalement des forces de capillarité. Cette méthode permet de sécher des échantillons contenant de vastes membranes, ou situées au-dessus de gaps d'air très fins.

1.4.4. Problèmes de rupture mécanique des membranes

Après cette étape de sous-gravure, nous avons été confrontés à des problèmes de rupture mécanique des membranes. Trois types de rupture ont été observés, selon les lieux où elles se sont produites :

- sur des zones proches des flancs de la sous gravure,
- à la frontière du cristal photonique,
- au sein-même du cristal photonique.

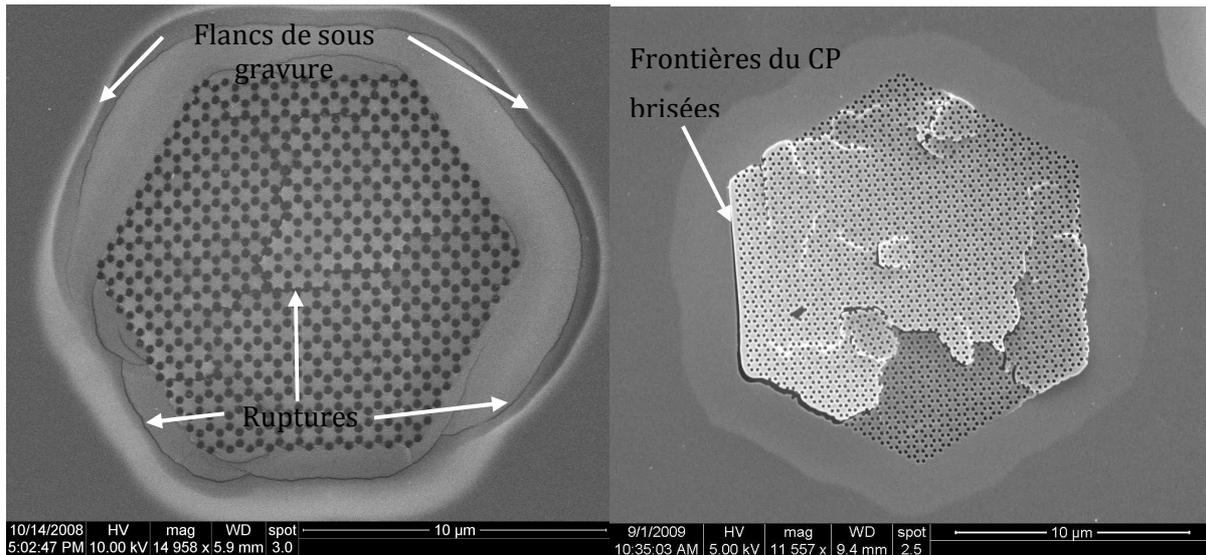


Figure 61 : Images MEB de cristaux photoniques dont les membranes sont rompues, les sous-gravures sont réalisées avec les mélanges [HF :H₂O] (à gauche) ou [HF :H₂O :IPA] (à droite).

Nous émettons plusieurs hypothèses pour expliquer ces problèmes:

- La faible épaisseur de la membrane (130 nm) la rend particulièrement fragile. Dans le cas d'une membrane en InP de ~250 nm d'épaisseur, ces phénomènes n'apparaissent pas.

- La présence du cristal photonique a tendance à fragiliser la membrane.

- Lors de la sous gravure avec le mélange d'attaque indiqué précédemment (HF+eau), un dégagement gazeux de dihydrogène se produit. En solution, les bulles de gaz s'accumulent sous la membrane ce qui crée une surpression qui peut provoquer la rupture. Pour palier cela, nous avons ajouté en solution un surfactant, l'isopropanol (IPA). Ceci diminue la cinétique de l'attaque, la solution étant plus diluée (avec les proportions [HF:H₂O:ISO]=[1 :22 :11]), la cinétique de gravure est de ~1 µm/min, mais la tension de surface entre le liquide et le gaz est limitée. Ainsi, les bulles de gaz sont de plus petites tailles, et peuvent plus facilement être extraites à travers les trous du cristal photonique. Avec cette méthode nous avons observé que la rupture n'intervenait plus au niveau des flancs de sous gravure (Figure 61 précédente à gauche) mais seulement au niveau des frontières (Figure 61 précédente à droite) du cristal photonique/membrane. Il reste que le problème de rupture demeure ; il est donc nécessaire de trouver une méthode plus efficace pour évacuer les produits gazeux de la réaction.

- La membrane de GaAs n'est pas totalement dépourvue de contraintes mécaniques. Les membranes n'ayant pas présenté de phénomènes de rupture présentent

une déformation importante. Ceci est également visible dans le cas de poutres monoencastrées réalisées sur la même hétérostructure (Figure 62), et qui présentent une courbure évidente. Cette courbure indique que les boîtes quantiques sont contraintes en compression. Il est donc nécessaire d'utiliser un design de membrane permettant de libérer ces contraintes sans provoquer de cisaillement.

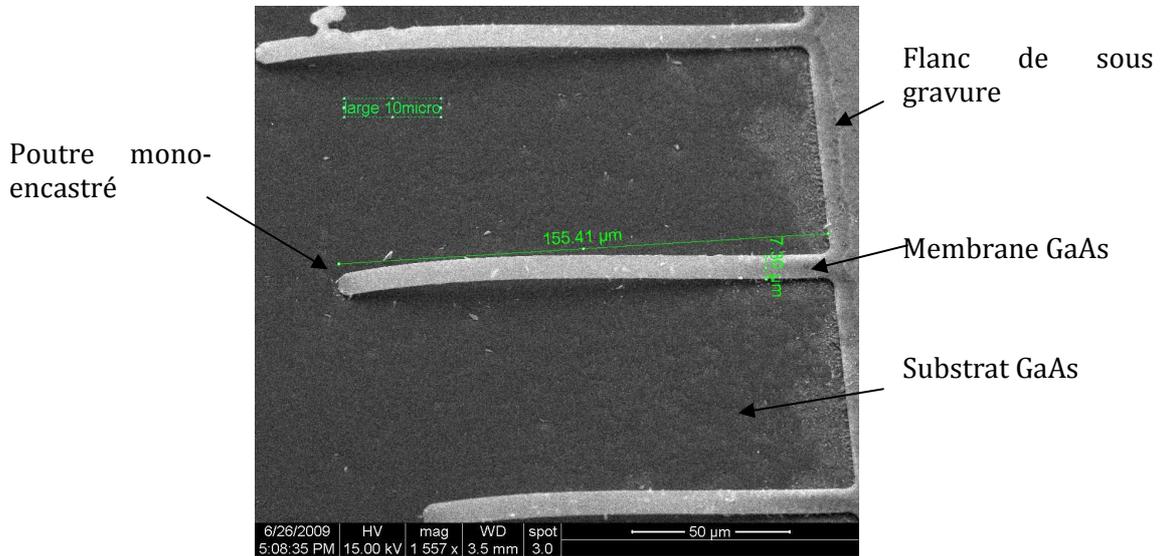


Figure 62 : Image MEB de poutres monoencastrées sous gravées.

Pour éviter ces problèmes de rupture mécanique, il est ainsi nécessaire de permettre une bonne évacuation des produits de réaction et une relaxation efficace des contraintes. Dans la suite de nos travaux, nous prévoyons de disposer les cristaux photoniques sur un emplacement ayant des parties latérales dégagées, comme présenté sur le schéma suivant (Figure 63). On présente ici un exemple de géométrie où la zone suspendue est retenue par quatre bras.

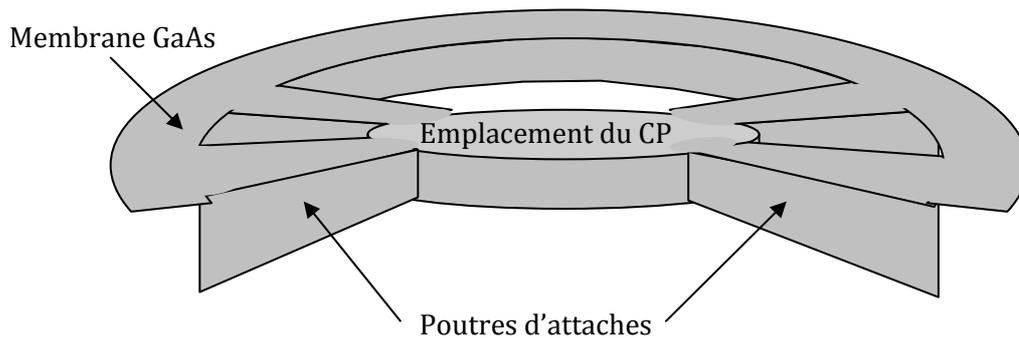


Figure 63 : Schéma d'une zone circulaire suspendue par des bras : au centre de la zone suspendue on peut lithographier un CP.

2. Etudes Technologiques : calibration de l'exposition de la résine et du temps de gravure de masque dur

Cette partie est consacrée à l'exposé des études technologiques réalisées pour contrôler la topographie des cristaux photoniques en GaAs. Nous avons particulièrement étudié l'effet du type d'exposition de la résine électrosensible et calibré les paramètres d'exposition pour obtenir les rayons de trous visés.

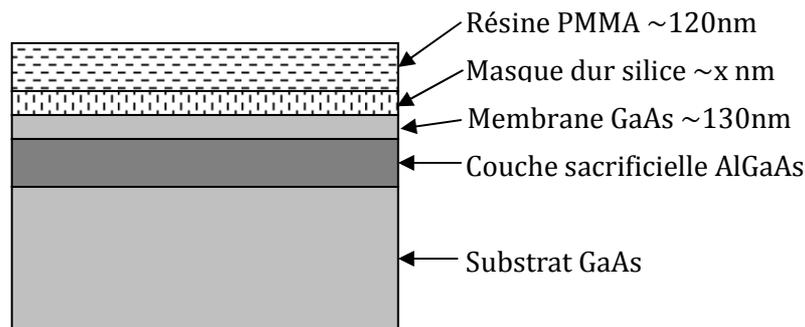


Figure 64 : Rappel de la structure épitaxiale utilisée.

Rappelons que le cristal photonique est un réseau de type graphite avec des rayons de trous visés de 85nm et 95nm, en accord avec les simulations FDTD (cf. chapitre 3). On travaille avec une tension d'accélération des électrons de 30kV, un courant de $\sim 41\text{pA}$ et une taille du faisceau d'électrons d'environ de 10nm de diamètre. Dans le cadre de cette étude, nous réalisons l'ensemble des étapes technologiques jusqu'à la gravure RIE, en modifiant les paramètres d'exposition. On observe ensuite les structures réalisées au MEB pour déterminer les paramètres les plus adaptés aux structures photoniques visées.

2.1. Etude préliminaire : CP 2D sur un substrat GaAs

L'objectif de cette étude préliminaire était de déterminer les paramètres typiques de lithographie électronique adaptés à la réalisation de réseaux de type graphite sur GaAs. Ces tests ont été réalisés sur un simple substrat de GaAs sur lequel on a déposé une couche de silice de 50nm d'épaisseur. Avec une aussi fine épaisseur, les effets de rétrodiffusion des électrons dans la couche de silice sont relativement faibles, ce qui diminue les effets de proximité. Nous avons choisit une période de 500nm pour le cristal photonique, et nous avons exposé la résine sur des surfaces circulaires de 30 à 90nm, par pas de 10nm, avec un pas de déplacement du faisceau (paramètre « SS », step size) de 10nm. Pour chaque rayon visé, nous avons fait varier le facteur

de dose entre 1.1 et 2.3. Les motifs lithographiés sont ensuite transférés par gravure RIE dans la couche de silice, pendant 360s, puis dans le substrat GaAs, pendant 300s.

La Figure 65 présente les résultats obtenus en termes de rayon effectivement mesurés pour le CP 2D sur GaAs. De manière générale, le rayon effectif est toujours plus grand que le rayon nominal d'environ 5 à 20nm selon la dose nominale imposée: ceci est bien sûr dû aux effets de proximité.

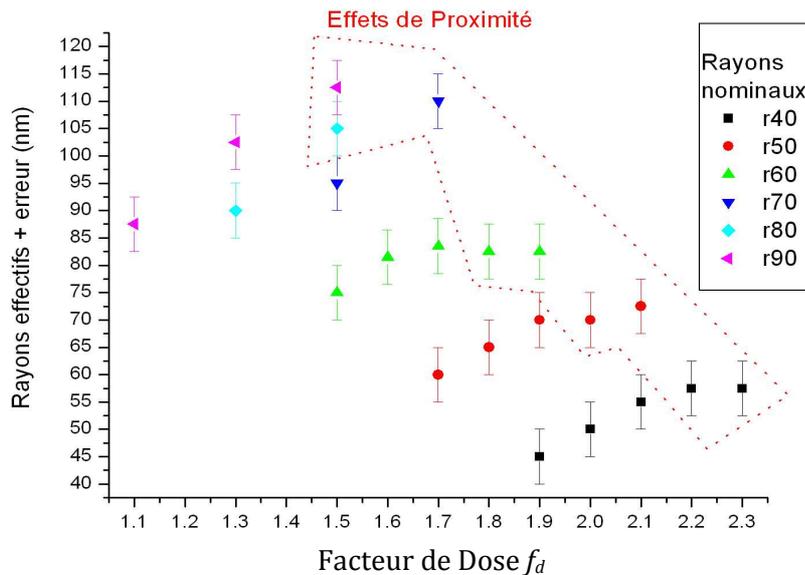


Figure 65 : Evolution des rayons effectifs d'un cristal photonique de maille graphite de période 500nm en fonction du facteur de dose f_d .

Pour les rayons de zone exposée de $r_{nom}=40, 50$ et 60 nm, les trous ont une allure régulière. Notons que l'on observe dans ces 3 cas, des plateaux pour les plus fortes doses, la gamme accessible des rayons est donc limitée, et il n'est pas possible d'exploiter la diffusion des électrons pour atteindre la valeur visée. Pour des rayons exposés de $r_{nom} > 60$ nm, on obtient aussi des trous d'allure satisfaisante, et des effets de proximité pour les plus fortes doses.

Les résultats de cette étude préliminaire tendent à indiquer qu'il est préférable d'exposer les trous des cristaux photoniques sur des zones circulaires de 60nm de rayon ou plus. Les doses optimales se situent typiquement entre 1.1 et 1.8. Ces résultats donnent une grande tendance, et les propriétés qui viennent d'être dégagées devront être adaptées au cas réel d'une membrane à cristal photonique. Les conditions de lithographie varient en effet notablement, du fait notamment des effets de rétrodiffusion qui seront potentiellement différents dans le cas d'une hétérostructure constituée de plusieurs couches minces.

Dans le cas de l'hétérostructure, nous avons choisi d'exploiter un masque dur de SiO_2 quelque peu plus épais de 75nm (plutôt que 50nm), afin d'assurer le transfert des trous dans la membrane de GaAs. Nous éliminons ainsi tous risques de transfert incomplet dans la membrane.

Enfin, lorsque nous avons démarré la réalisation des cristaux photoniques membranaires, nous avons ajusté la valeur visée pour le paramètre de maille du cristal photonique en fonction des calculs numériques FDTD. Nous avons déterminé une période nominale de 420nm, plus faible que les 500nm exploités dans le cadre de ces premiers tests. L'ensemble de ces éléments suggère que les effets de proximité seront plus importants. Le balayage en dose devra donc rester étendu pour pouvoir obtenir des rayons effectifs visés.

Dans la section suivante, nous décrivons les développements effectués dans ce but, en utilisant le même mode d'exposition que dans le cadre de ces essais préliminaires : l'exposition de trous circulaires.

2.2. Réalisation de CP2D membranaires, lithographie électronique par surface

Nous présentons les résultats de l'étude technologique visant à réaliser un cristal photonique de structure graphite de paramètre de maille de $A=420\text{nm}$. L'objectif est de comparer la taille et la forme des trous réalisés après gravure RIE à la géométrie de la zone exposée par le faisceau d'électrons. Nous avons fait varier les rayons d'exposition entre 60 et 80nm, et nous avons effectué des caractérisations au MEB à différentes étapes au cours de l'élaboration des cristaux photoniques : en particulier après développement de la résine (juste après la lithographie), et après la gravure RIE. Nous avons par ailleurs ajusté le temps de gravure nécessaire pour transférer les trous lithographiés dans le masque dur de SiO_2 . Pour cela, nous avons étudié l'influence du temps de gravure par CHF_3 (entre 270s et 330s). Insistons ici sur le fait que l'étude est présentée pour un paramètre de maille donné du cristal photonique. Il convient donc, si l'on veut faire cet étalonnage pour d'autres périodes, de renouveler les études de calibration mentionnées ci-après.

2.2.1. Résultats

Sur la figure suivante (Figure 66), on présente les résultats d'exposition par surface après gravure sèche de 270s du masque dur, pour les évolutions du rayon obtenu en fonction du facteur de dose imposé, et pour des rayons nominaux (zone balayée par le faisceau d'électrons) $r=60, 70, 80\text{nm}$ (respectivement les courbes : noire, rouge, verte). On présente aussi dans le cas du rayon de zone exposée $r=60\text{nm}$, les résultats pour une gravure du masque dur de 330s (courbe bleue).

Gravure Silice $t=330s$, $r_{nom}=60nm$

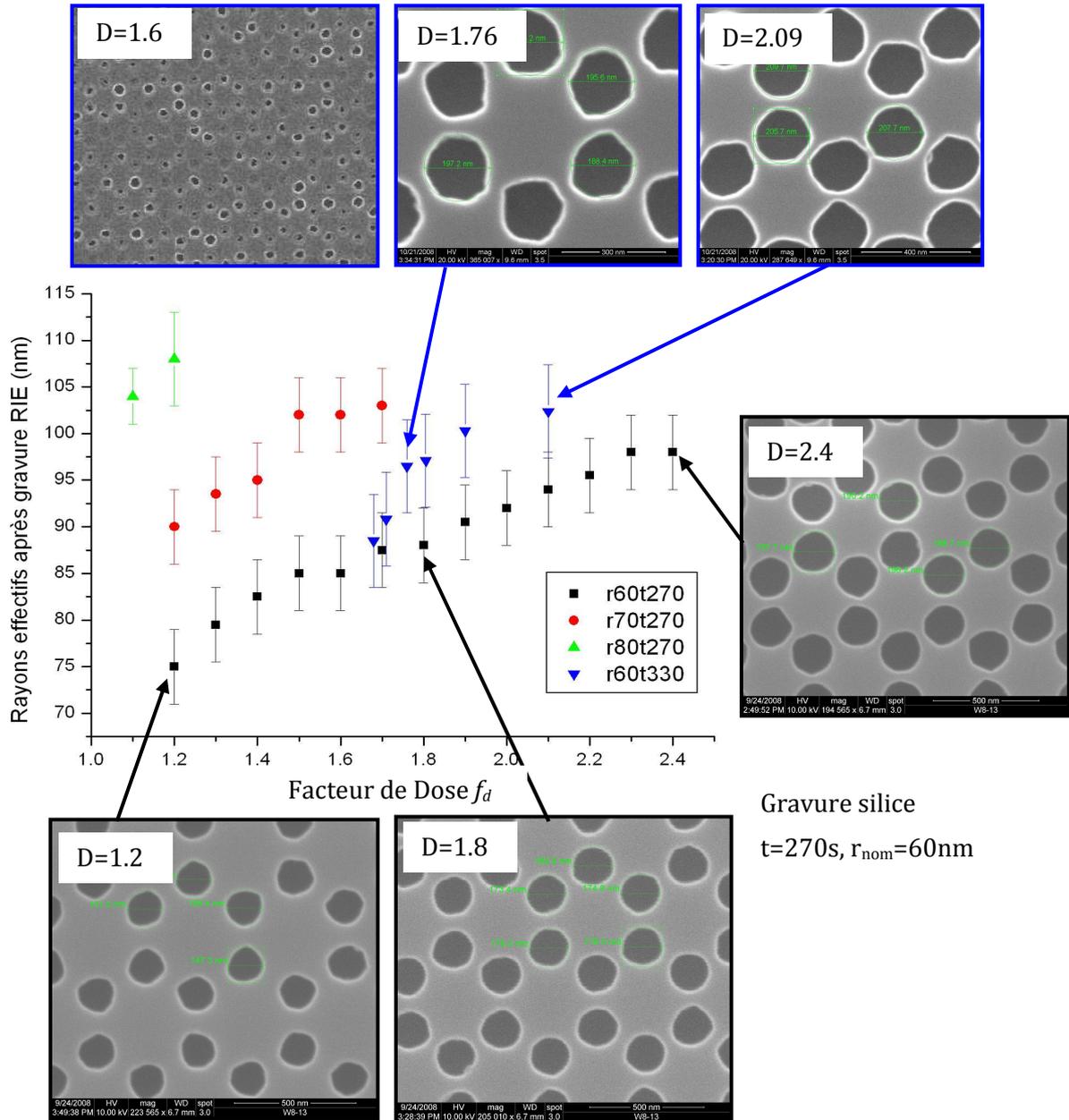


Figure 66 : Evolution des rayons effectifs obtenus après un temps de gravure RIE du masque de silice de 270s : pour les rayons nominaux (rayons de la zone exposée) de $r=60nm$ (en noir), de $70nm$ (en rouge), de $80nm$ (en vert) ; et pour une gravure de $330s$ un rayon nominale de $r=60nm$ (en bleu).

Considérons d'abord les cas où le masque de SiO_2 est gravé pendant un temps court (270s). Pour un rayon nominal de $r=60nm$, les rayons des trous effectivement réalisés sont dans une gamme située être 75 à 100nm, selon le facteur de dose. Si les surfaces balayées sont plus

vastes, i.e. pour des rayons nominaux de 70 et 80nm, on atteint une gamme de rayon de trous bien moins étendue : on atteint rapidement le phénomène de saturation observée dans le cas des essais préliminaires. Globalement pour un même facteur de dose (considérons $f_D=1.2$) on constate un décalage des rayons effectifs d'environ 15nm vers les grandes valeurs. Notons que pour ce facteur de dose, le transfert peut s'avérer partiel ou inexistant. Pour les doses les plus élevées et pour les rayons nominaux les plus grands, on observe la « coalescence » des trous obtenus.

Pour un rayon de zone exposée de 60nm, on peut faire varier le rayon effectif des trous réalisés sur une grande plage : on choisit donc de travailler sur cette plage. En observant les images MEB, les trous ont de manière générale une belle allure circulaire avec une faible rugosité: on note toutefois que pour les faibles doses ils sont légèrement plus anguleux que pour les fortes doses (ce qui est aussi valable pour les $r_{nom}=70$ et 80nm). En effet, pour les fortes doses, les effets de rétrodiffusion induisent un effet de lissage qui permet de gommer le balayage discontinu par le faisceau d'électrons. La forme finale des trous pourra ne pas être totalement circulaire, du fait d'un développement imparfait de la résine. Par ailleurs, la gravure sèche peut présenter une légère anisotropie liée à la structure cristalline du matériau semi-conducteur, ou bien à des re-dépôts des produits de gravure sur les flancs de gravure.

L'influence du pas de balayage du faisceau a été testée pour le $r_{exp}=60$ nm avec $SS=5$, 10 et 20nm. Les trous présentent en général une définition très légèrement meilleure avec $SS=10$ nm par rapport à $SS=20$ nm. Pour des pas entre 5 et 10nm, de l'ordre du diamètre du faisceau d'électrons, nous n'avons pas observé de différence notable.

Dans le cas d'un rayon de zone exposée de 60nm, nous avons étudié l'influence du temps de gravure du masque dur. Nous vérifions sur la Figure 66 qu'avec un temps d'attaque de 330s nous obtenons une plus faible gamme de rayons que dans le cas d'une attaque de 270s. Les trous se rejoignent pour un facteur de dose plus faible : $f_D=2,1$, que dans le cas précédent. Trop longue, la gravure du SiO_2 a tendance à élargir les motifs réalisés. D'ailleurs pour une même dose, on observe une augmentation des rayons des trous d'environ 10nm.

Par ailleurs, les images MEB nous montrent que dans le cas d'une plus longue gravure du masque de dur (330s), les trous sont plus anguleux. On peut interpréter cela en termes de gravure. En effet, lorsque le temps de gravure augmente les rugosités de surface ont tendance à être amplifiées.

2.2.2. Synthèse

Pour un rayon de trou visé de 90nm pour un cristal photonique de structure graphite de période de 420nm, on exposera des zones circulaires de $r_{\text{exp}}=60\text{nm}$. Ce paramètre permet de contrôler de manière précise et sur une large gamme les rayons effectifs.

Il est par ailleurs nécessaire de bien optimiser le temps de gravure du masque dur. Avec un temps trop long, les trous peuvent présenter une forme anguleuse, et les motifs du cristal photonique peuvent s'en trouver élargis.

Enfin, nous avons vu que pour obtenir des trous réguliers et circulaires, il peut s'avérer utile de tirer partie des effets de proximité. Une voie plus radicale pour exploiter ces effets de rétrodiffusion est d'utiliser une exposition non plus par surface, mais par point. Nous présentons cette méthode dans la section suivante.

2.3. Insolation par point

Dans ce paragraphe nous présentons les résultats de l'étude technologique de l'exposition par point pour un cristal photonique de structure graphite de paramètre de maille de $A=420\text{nm}$. Nous allons donc comparer le rayon des trous, leur définition après développement de la résine (juste après la lithographie), ainsi que l'effet du temps de gravure sèche du masque dur de silice (270s et 330s). Nous en déduirons les grandes tendances et les principales limitations de ce type d'exposition.

2.3.1. Mode opératoire

Pour réaliser les trous d'un cristal photonique de structure graphite de période $A\sim 420\text{nm}$, le faisceau d'électrons expose la résine en un point fixe à la position centrale de chaque trou à réaliser, et stationne un certain temps t , ce qui permet de contrôler la dose reçue par la résine électrosensible. On étalonne ainsi, le rayon des trous obtenus en fonction de la dose reçue.

2.3.2. Résultats

Sur la Figure 67, on présente les résultats d'exposition par point juste après développement de la résine. Et sur la Figure 68, on présente les résultats d'exposition juste après la gravure sèche pour différents temps (270s et 330s).

Notons d'ores et déjà que la mesure du paramètre de maille du cristal photonique dans les trois directions cristallographiques donne un bon résultat avec (418 ± 2) nm dans les 3 directions cristallographiques de la maille graphite, pour une période nominale de 420nm.

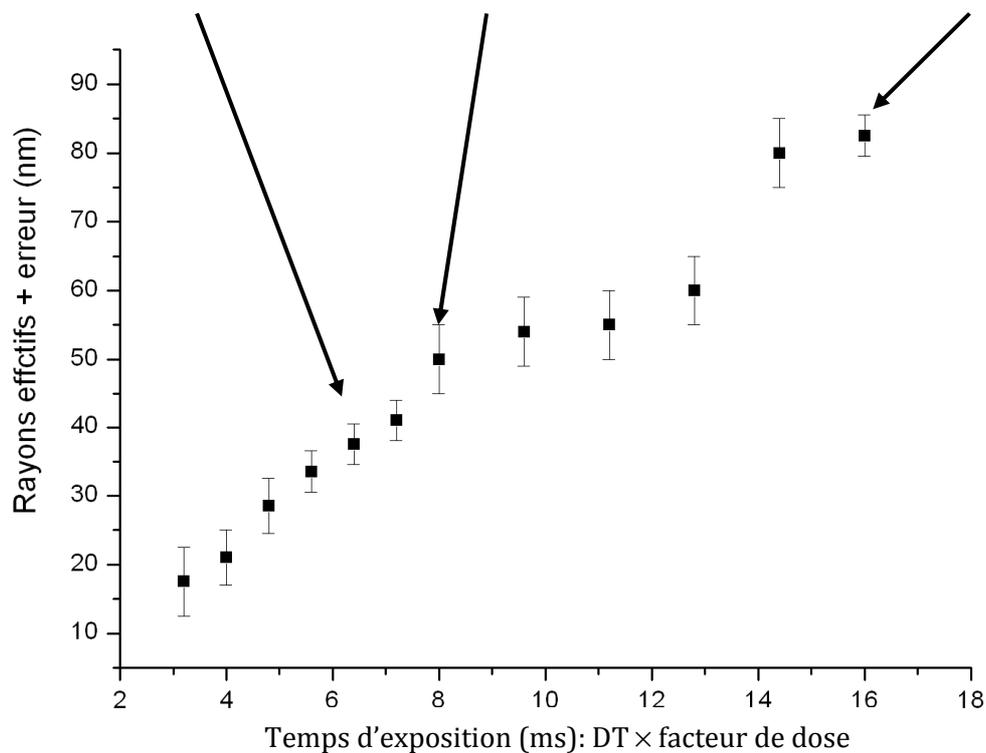
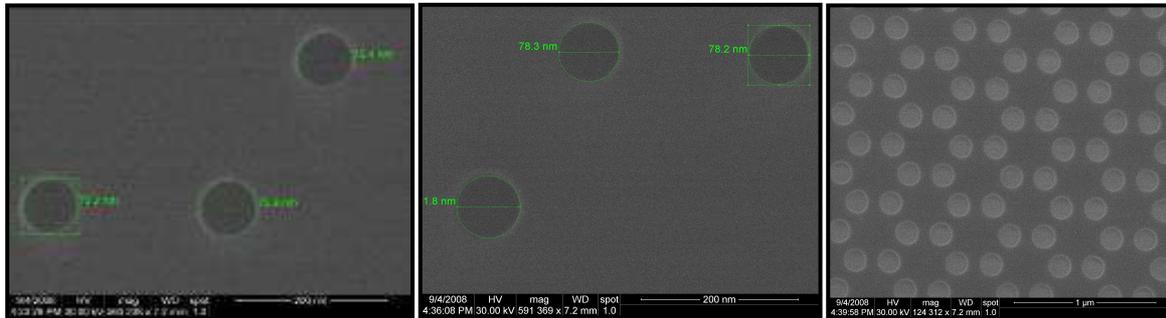


Figure 67: Evolution du rayon des trous obtenus par une exposition par point après développement de la résine et images MEB illustratives:

Les images effectuées après la lithographie montrent que l'augmentation progressive de la dose permet d'accéder à une grande plage de rayons allant de 15nm (temps d'exposition 3ms) à plus de 80nm (temps d'exposition ~16ms). L'allure des trous est bien circulaire et bien définie. Toutefois on observe une légère ellipticité des trous : il y a 5nm de plus suivant la direction x par rapport à la direction y. Cela est dû aux réglages d'astigmatisme qu'il faut bien prendre soin de faire. Remarquons que l'on peut encore augmenter la dose mais on se rapproche de la coalescence des trous. On peut modéliser cette évolution par une fonction linéaire pour connaître grossièrement l'évolution des trous: $r = a_0 \times D + r_0$, avec $a_0 = 19,4$ et $r_0 = 5,2$ nm; bien sûr

cette évolution est bornée inférieurement par la taille du faisceau d'électrons (~10nm) et supérieurement par la coalescence des trous. On note aussi que cette évolution n'est valable que pour une période de cristal photonique donnée dont vont dépendre les effets de proximité.

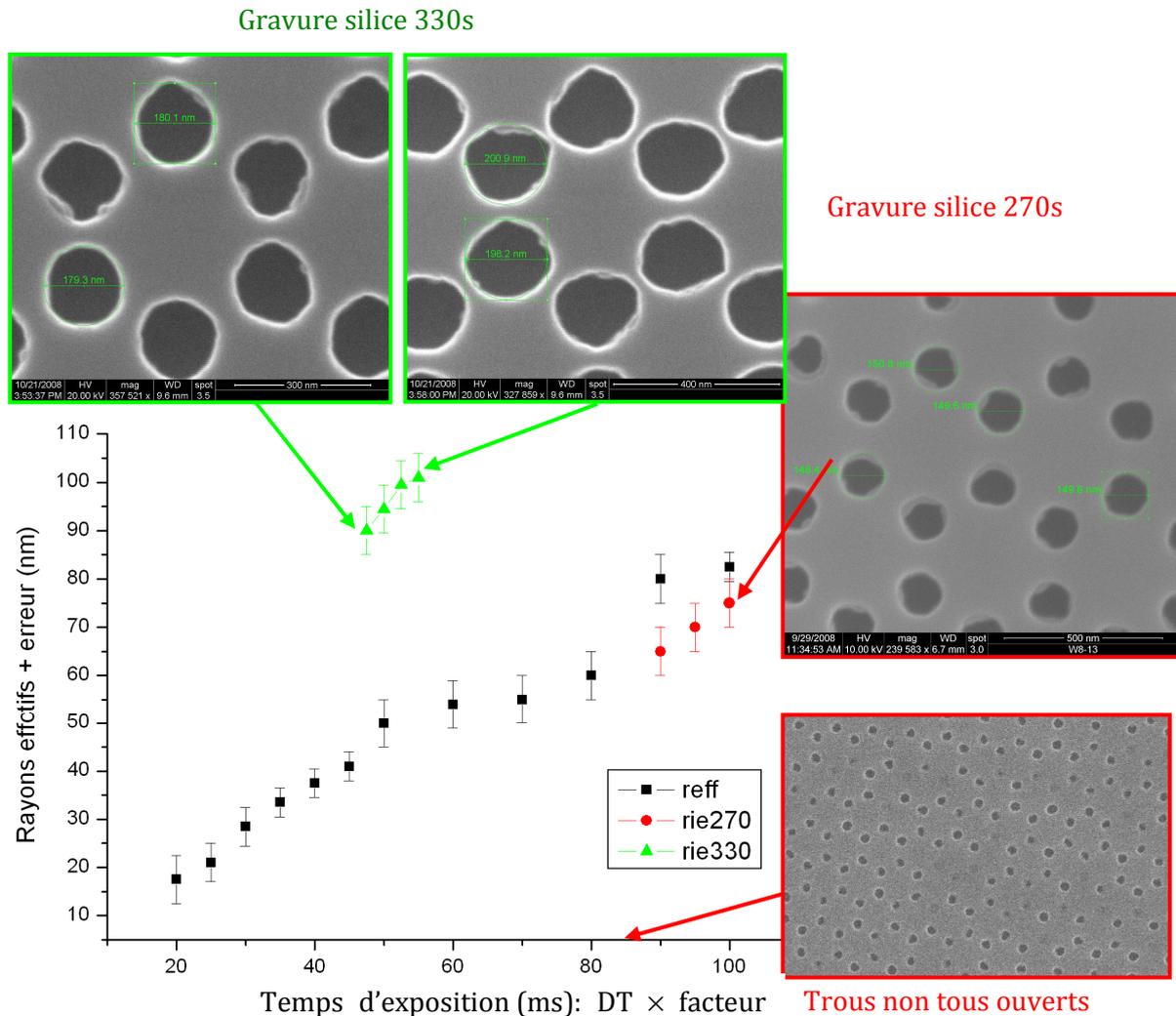


Figure 68: Evolution du rayon effectif des trous obtenus par une exposition par point pour différents temps de sous gravure :
- en rouge, après une gravure de 270s du masque dure de silice ;
- en vert, après une gravure de 330s du masque dure de silice.
- en noir, on rappelle le développement juste après lithographie.

Sur la Figure 68 on présente les résultats de l'exposition par point après transfert des motifs par gravure sèche dans le masque dur et dans le matériau semi-conducteur et élimination de la couche de SiO₂ (en rappelant en noir la plage de variation obtenue pour les rayons effectifs après développement de la résine).

Le temps de 270s a été déterminé comme permettant une gravure complète du masque dur de silice par suivi interférométrique sur une grande ouverture carrée de 65µm de côté. Mais ce temps s'est révélé insuffisant pour obtenir des trous sur une grande plage de rayons (en

rouge sur la Figure 68) . Pour un temps d'exposition inférieur à 85ms tous les trous ne sont pas transférés, cela peut s'expliquer soit par une trop faible insolation de la résine soit par un transfert insuffisant dans le masque dur. Pour des temps supérieurs à 90ms d'insolation un rayon de $r \sim 65\text{nm}$; pour des doses supérieures les rayons augmentent.

Par ailleurs, on observe que le rayon des trous est plus petit de 10 à 15nm par rapport à l'image de la résine. On interprète cela comme un transfert insuffisant dans le masque dur: l'exposition des trous dans toute la profondeur de la résine n'est pas uniforme sur toute la surface exposée c'est-à-dire qu'une fois développée, la résine présente en surface un trou de rayon plus grand qu'en profondeur et c'est ce dernier qui est transféré dans le masque dur.

Pour un temps de 330s de gravure du masque dur, on obtient de nouveau une faible plage de rayons de trous mais décalée vers les faibles temps d'exposition et les grands rayons effectifs avec environ 40nm de plus qu'en image résine. Les images MEB nous montrent que dans le cas d'une plus longue gravure du masque de dur (330s), les trous sont plus anguleux. La gravure sèche entraîne l'augmentation des rugosités. Aux effets de gravure sèche, on peut ajouter ceux provenant du développement imparfait de la résine.

Des développements futurs seront menés pour améliorer l'allure des trous. En effet, lors de la gravure du semiconducteur il y a redépôt de polymère sur les flancs des trous ce qui amène à l'augmentation des irrégularités des trous. Pour pallier cela, on peut entrecouper le transfert par l'ajout de plusieurs étapes de nettoyage au plasma oxygène.

On peut aussi, après la lithographie électronique, tester l'influence d'un développement plus long de la résine, ainsi que l'effet de l'agitation de l'échantillon.

2.3.3. Synthèse

On peut en conclure qu'à la fois le **temps de stationnement du faisceau, et le temps de gravure du masque dur, influencent le rayon final des trous**. En effet, en ajoutant seulement une minute de gravure du masque dur de silice, les rayons des trous varient considérablement.

Nous avons constaté dans les deux cas précédents qu'après la gravure, la forme des trous est fortement modifiée par rapport à celle obtenue après la lithographie : les trous réalisés dans la résine sont bien plus circulaires que les trous transférés dans le semiconducteur.

Malgré ces limitations actuelles, ce mode de lithographie est potentiellement bien adapté à la réalisation de cristaux photoniques 2D. Il peut également permettre de réaliser des nanostructures de très petites tailles, comme des trous de l'ordre de $\sim 30\text{nm}$ de diamètre. Ceci

peut s'avérer utile pour d'autres applications comme par exemple la croissance localisée d'objets nanométriques.

Pour maîtriser cette méthode, il sera nécessaire de poursuivre les travaux synthétisés ci-dessus, et mener des études complémentaires pour améliorer la rugosité des trous.

2.4. Conclusion générale des études technologiques

Dans ce chapitre, nous avons présenté la réalisation de cristaux photoniques membranaires en GaAs incluant un plan de boîtes quantiques. Après l'analyse des études technologiques, nous pouvons dégager des paramètres importants pour la réalisation de ce type de dispositifs.

Le masque dur de silice utilisé ici ne doit pas être trop épais (typiquement 75nm). Car lors du transfert des motifs, ceux-ci s'élargissent, ce qui conduit à la coalescence des trous et à des effets de proximité accrus. On note aussi que le temps de gravure du masque dur doit être aussi optimisé (pas trop long) afin de bien contrôler la géométrie des trous.

La cinétique de gravure sèche à l'intérieur des trous, est plus faible que celle à l'intérieur d'une zone ouverte de quelques micromètres de large. Il faut donc optimiser le temps de gravure en tenant compte de ce problème pour assurer le transfert des trous dans la membrane.

La lithographie électronique nécessite des réglages fins pour avoir un résultat de bonne qualité. Par exemple, l'insolation par point demande une bonne correction de l'astigmatisme du faisceau d'électrons afin d'obtenir des trous bien circulaires.

Les effets de proximité dépendent non seulement de la nature et de l'épaisseur du masque dur mais aussi du support sur lequel il est déposé : substrat massif ou hétérostructure. Pour éviter les problèmes de reproductibilité, il convient d'étudier les effets de proximité directement sur l'hétéroépitaxie. On note par ailleurs que des inhomogénéités sur l'épaisseur des diverses couches minces peuvent conduire à la modification des effets de proximité et donc des variations de la taille des trous et des propriétés optiques de la structure. Ainsi, on est amené à balayer systématiquement la dose lors des campagnes de lithographie.

L'insolation de la résine par point apporte la possibilité d'atteindre des rayons de trous ou de défauts (en tenant compte de la résolution de la résine) de l'ordre de la taille du faisceau d'électron i.e. de ~15nm de rayon sur résine. Pour obtenir des trous de différentes tailles, on joue sur les effets de proximité en augmentant le temps d'exposition. Malheureusement, jusqu'à

présent, ce type d'exposition a conduit à la réalisation des réseaux de trous imparfaits. Il est nécessaire de poursuivre le développement de cette voie, qui peut s'avérer prometteuse, en particulier dans le cas des structures de très petites tailles.

L'insolation par surface nous a permis d'obtenir de meilleurs résultats sur la définition des trous. L'évolution du rayon effectif des trous se fait en fonction de la dose et de la surface de la zone exposée. On note parfois l'apparition de plateau pour les plus fortes doses (rayons effectifs en fonction de la dose) : malgré l'augmentation de la dose, le rayon des trous effectivement réalisés est limité. Par ailleurs, on observe des trous légèrement anguleux pour les faibles doses. Les meilleurs résultats ont été obtenus pour un rayon nominal de 60nm, ce qui nous a permis d'obtenir des trous de rayons effectifs autour de 90nm. Pour des zones exposées plus petites (30 ou 40nm de rayon), la résine peut ne pas être suffisamment sensibilisée. Pour des rayons de zone exposée trop grands par exemple 80 ou 90nm, les effets de proximité sont beaucoup plus présents, ce qui conduit rapidement à la coalescence de trous et donc à une faible gamme de variation des doses.

La **faible épaisseur de la membrane** (~130nm), des **effets de contraintes internes importants** (contraintes en compression des boîtes quantiques InAs/GaAs), et intrinsèquement la réalisation des ouvertures du cristal photonique dans la membrane, fragilisent les structures et conduisent souvent à leur rupture. Un certain nombre de solutions ont été testées (adaptation de la solution d'attaque par ajout d'un surfactant, modification de la technique de séchage, etc). Dans le futur, **les cristaux photoniques seront réalisés sur des membranes dont la géométrie sera spécialement conçue pour relaxer les contraintes et permettre l'évacuation des produits réactifs lors de la sous-gravure.**

Références bibliographiques (Chap. 4)

[96] A.M. Yacomotti, F. Raineri, G. Vecchi, R. Raj, A. Levenson, B. Ben Bakir, C. Seassal, X. Letartre, P. Viktorovitch, L. Dicioccio, J.M. Fedeli, "All-optical bistable band-edge Bloch modes in a two-dimensional photonic crystal", *Applied Physics Letters* 88 231107 2006

[97] A. Patanè, M. Grassi Alessi, F. Intonti, A. Polimeni, M. Capizzi, F. Martelli, L. Nasi, L. Lazzarini, G. Salviati, A. Bosacchi, and S. Franchi, "Self-aggregated InAs quantum dots in GaAs", *VOLUME 83, NUMBER 10 15 MAY 1998*.

[98] P. Pottier, Thèse de Doctorat, « Nanostructures à base de cristaux photoniques 1D et 2D pour circuits intégrés photoniques », ECL - INL (anciennement ECL - LEOM) 2001.

[99] Handbook of microlithography, micromachining and microfabrication, vol. 1: Microlithography, P. Rai-Choudhury, Editor, (Bellingham, Wash., USA : SPIE Optical Engineering Press ; London, UK : Institution of Electrical Engineers) 1997

[100] R WÄuest, P Strasser, M Jungo, F Robin, D Erni, and H. JÄackel, "An efficient proximity-effect correction method for electron-beam patterning of photonic-crystal devices", *Microelectronic Engineering*, vol. 67-68, pp. 182 - 188, 2003.

[101] Klas Hjort, "Sacrificial etching of III-V compounds for micromechanical devices", *Journal of Micromechanics and Microengineering*, Volume 6, Number 4, 1996.

Chapitre 5

Validation expérimentale : structure à boîtes quantiques uniques InAs/InP couplées au mode lent d'un cristal photonique

Introduction

Nous allons à présent aborder la mise en œuvre expérimentale du couplage entre une boîte quantique unique et un mode de Bloch lent d'un cristal photonique (CP).

La structure à CP exploitée est un réseau de maille graphite de trous percés dans une membrane d'épaisseur $\lambda/2n$, positionnée au dessus d'un miroir de Bragg, à une distance « $\lambda/4$ » (permettant l'inhibition des pertes verticales).

Nous avons utilisé les matériaux de la filière InP, et les boîtes quantiques InAs/InP, pour cette première validation expérimentale. Il faut noter que la réalisation de cristaux photonique est maîtrisée à l'INL depuis 1998. Dans ce chapitre, nous décrivons la structure conçue et réalisée, puis les études expérimentales effectuées en collaboration avec l'équipe d'Andrea Fiore (EPFL puis TU/Eindhoven). Les mesures de photoluminescence à basse température ont été réalisées par Nicolas Chauvin [102].

Nous présenterons le couplage d'une boîte quantique unique InAs/InP au mode monopolaire d'un cristal photonique de symétrie graphite. Cette réalisation est en lien avec l'étude numérique précédente sur le confinement du mode de Bloch monopolaire (cf chapitre 2 et 3). La membrane en InP est reportée sur un miroir de Bragg Si/SiO₂, dans la configuration étudiée précédemment.

La différence entre les indices optiques du silicium ($n=3.5$) et de l'InP ($n=3.17$) pour la longueur d'onde d'intérêt ($\lambda= 1.55\mu\text{m}$) ne modifie pas grandement la conception des structures. Cependant, dans l'étude présentée dans ce chapitre, le mode de Bloch monopolaire n'est pas confiné dans une hétérostructure à cristal photonique et les photons ont le loisir de s'étendre jusqu'à la frontière entre le CP et la membrane non structurée. Bien que le volume du mode soit

plus important, nous montrerons expérimentalement qu'un facteur de Purcell de l'ordre de 2 peut être obtenu.

Dans la suite, nous mentionnerons brièvement le procédé de fabrication, puis nous discuterons de la détermination du F_p théorique à partir des caractéristiques du diagramme de dispersion du CP que nous comparerons aux résultats expérimentaux. Nous étudierons les caractéristiques spectrales du CP, ainsi que la l'émission de la boîte quantique dans le mode de cavité en fonction de la température, de sa saturation en puissance, et résolue en temps.

1. Conception de la structure

La structure simulée par FDTD3D présente une taille latérale finie correspondant à une surface d'environ $76 \mu\text{m}^2$, correspondant à 1996 trous gravés, le reste de la membrane restant non structurée. L'épaisseur de la membrane est 250nm et le volume « physique » du résonateur est donc de $19\mu\text{m}^3$. De ces simulations, nous déduisons un facteur de qualité $Q=1700$ et un volume modal $V_m = 13(\lambda/n)^3 \sim 1.5\mu\text{m}^3$. Cette diminution de la valeur du volume modal provient de 3 facteurs clés : la distribution de champ du mode monopolaire, sa localisation sélective dans la partie semiconducteur du CP et la forme globale du mode liée à la fonction enveloppe. Par conséquent, un **facteur de Purcell de $F_p \sim 10$ est attendu** pour ce résonateur.

2. Fabrication de la structure

L'hétérostructure de base a été réalisée par épitaxie par jets moléculaires source. Cette hétérostructure comprend un plan de boîtes quantiques InAs de fortes densités dans le plan médian d'une membrane InP.

L'hétérostructure est transférée sur un miroir de Bragg composé de trois paires de couches Si/SiO₂, par collage moléculaire. Le substrat d'InP est ensuite enlevé chimiquement en utilisant un acide chlorhydrique. Enfin, le cristal photonique a un paramètre de maille de 775 nm et le facteur de remplissage d'air des trous est de 20%. Le cristal photonique est fabriqué par lithographie électronique (voir chapitre 4) et gravure ionique réactive en utilisant un mélange CH₄:H₂ (voir méthode dans le chapitre 4). La surface de la structure à CP est d'environ $200 \mu\text{m}^2$, plus grande que dans la simulation, comme on le verra ci-dessous.

3. Etude expérimentale

Nous allons présenter les différentes études menées pour déterminer les propriétés des structures photoniques réalisées, ainsi que les caractéristiques du couplage entre une boîte quantique unique et un tel résonateur.

3.1. Photoluminescence à température ambiante

La Figure 69 présente le spectre de photoluminescence de la structure réalisé par excitation optique à 780 nm et mesuré à température ambiante. Les modes de résonance peuvent être sondés dans la gamme spectrale [1350, 1650 nm].

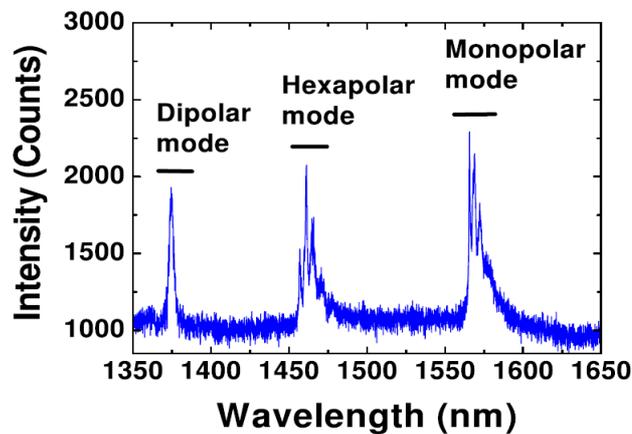


Figure 69 : Micro-Photoluminescence de la structure 2.5D étudiée, en milieu cryogénique.

Trois groupes de pics fins apparaissent clairement: chacun de ces pics correspond à des modes de Bloch siégeant dans le cristal photonique autour de la longueur d'onde correspondante, comme décrit dans [103].

Le plus intense et le plus net des pics de chaque série correspond à un facteur de qualité le plus élevé du mode de Bloch. Il correspond à un mode dont le $k_{//}$ est le plus proche du point Γ . La position relative des pics secondaires vis-à-vis du pic principal est donc une claire indication du signe de la courbure de bande de chaque série.

La combinaison de ces indications avec les données de la structure de bande dans la Figure 70, nous permettent d'identifier les modes : les pics autour de 1575 nm (i.e. $A/\lambda = 0.492$) sont attribués au mode monopolaire, ceux à 1460 nm (i.e. $A/\lambda = 0.531$) au mode hexasolaire et enfin ceux autour de 1375 nm (i.e. $A/\lambda = 0,564$) au mode dipolaire.

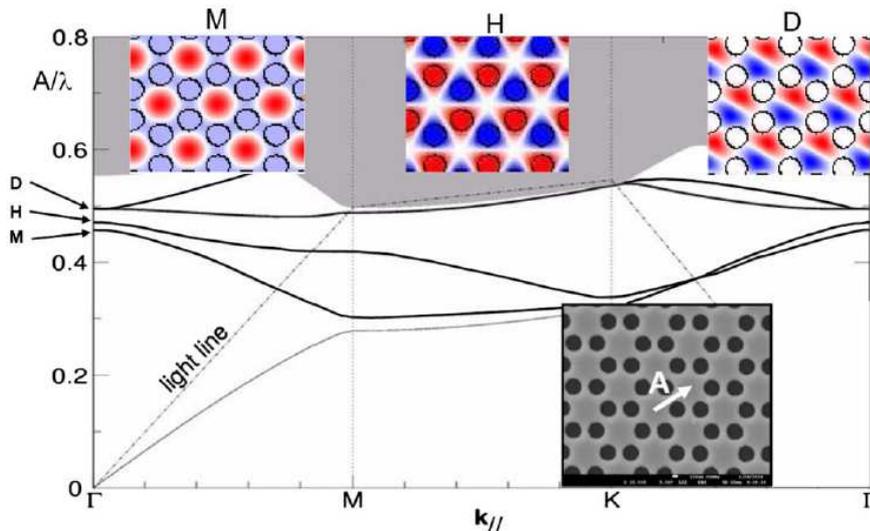


Figure 70 : La fréquence est exprimée en unité de A/λ , pour des modes TE, A étant le paramètre de maille de la structure graphite. Ce paramètre est relié à l'espacement des trous les plus proches voisins a , correspondant au paramètre de maille d'un réseau triangulaire standard, par la relation $A = \sqrt{3} a$. Un microscope électronique à balayage d'une vue 2D de graphite PC est présenté dans l'encadré. Les trois bandes indiquées en gras correspondent à la bande du mode M monopolaire, H hexapolaire et D dipolaires de la structure du PC. Les fréquences attendues de ces modes sont, respectivement, 0,45, 0,47, et 0,50. Les cartes correspondantes de la composante de champ électromagnétique H_z sont indiquées dans les encarts du haut.

Toutefois, on note qu'en raison d'une incertitude sur l'évaluation de paramètres clés tels que le facteur de remplissage ou l'indice de réfraction de la membrane à CP, il existe un certain décalage entre la longueur d'onde de ces pics et les valeurs absolues des fréquences des modes calculés par la méthode des ondes planes, dans le cas de l'espacement entre les modes hexapolaire et dipolaire.

3.2. Etude en fonction de la température

L'hétérostructure est étudiée à la température de l'hélium liquide. Pour les expériences de microphotoluminescence, une excitation continue est réalisée en utilisant une diode laser émettant à 860 nm.

L'excitation est concentrée sur la surface de l'échantillon avec un spot de diamètre $4 \mu\text{m}$ avec un objectif de microscope d'ouverture numérique 0.5. Le signal de photoluminescence est collecté par le même objectif de microscope et envoyé à un monochromateur à 1m de distance focale équipé d'un détecteur refroidi à barrette d'InGaAs.

L'émission de photoluminescence des boîtes quantiques de forte densité à basse température (4.2K) est située dans la bande [1450, 1500 nm]. Pour observer l'émission d'une boîte quantique unique, la μ PL est réalisée dans la queue du signal autour de 1550 nm, où un petit nombre de boîtes quantiques (BQ) émettent.

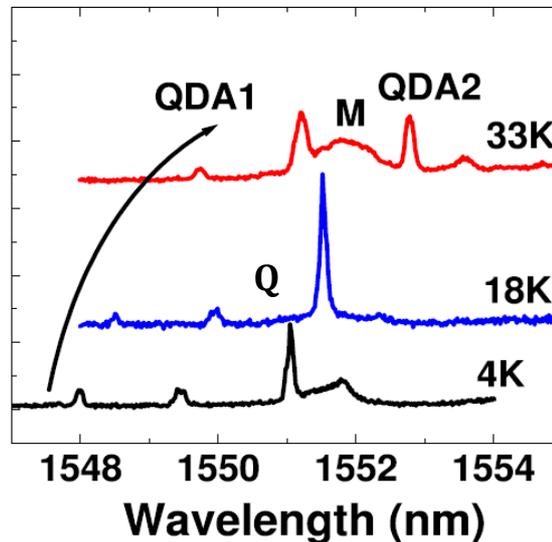


Figure 71 : Spectre de micro-PL pour la structure 2.5D en fonction de la température, pour une excitation incidente de 500 nW.

La Figure 71 montre les spectres de PL d'une structure 2.5D pour différentes températures, avec une puissance d'excitation de 500 nW. L'excitation est réalisée à proximité du centre du cristal photonique.

Les trois pics de BQ se déplacent vers le rouge pour des températures croissantes, suivant en cela l'évolution du gap d'InAs¹⁴. Le taux de décalage vers le rouge est de l'ordre d'un peu moins de 0,1 nm/K dans la gamme de longueur d'onde considérée.

Les émissions des boîtes quantiques QDA1 et QDA2 ont des largeurs de raie mesurée de 50 μ eV (cette valeur correspond à la résolution limite du système). Nous observons une autre raie large que nous nommons «M»: elle correspond à une résonance optique, attribuée ici au mode monopolaire. L'observation du mode malgré l'absence de couplage avec les lignes excitoniques est attribuée à l'existence d'une voie non identifiée permettant le couplage hors résonance entre le QDAs et le mode [104]. À puissance d'excitation élevée, la largeur de raie mesurée de 0,8 nm correspond à un facteur de qualité $Q=1800$.

Pour une température de 18 K, la raie QDA2 se retrouve à la même longueur d'onde que pour le mode M. **Notre système est alors «en résonance », et une augmentation d'un facteur**

¹⁴ L'évolution de l'énergie du gap du matériau InAs en fonction de la température est : E_g (eV) = $0.415 - 2.76 \cdot 10^{-4} \cdot T^2 / (T+83)$, pour T en degré K ($0 < T < 300K$).

2 de l'intensité de l'émission de la BQ est observée. Cette dernière peut avoir deux origines : une augmentation de l'efficacité de collection de photons et/ou une augmentation du taux de recombinaison radiatif due à l'effet Purcell.

3.3. Etude en fonction de la saturation des BQ

Une évidence expérimentale de l'effet Purcell est obtenue en étudiant les caractéristiques de saturation des raies de BQ hors et en résonance [105]. Afin de tenir compte de la différence des intensités intégrées en raison des différentes efficacités d'extraction, l'intensité de QDA2 est normalisée pour avoir la même intensité que le QDA1 dans le régime linéaire à faible intensité d'excitation [106].

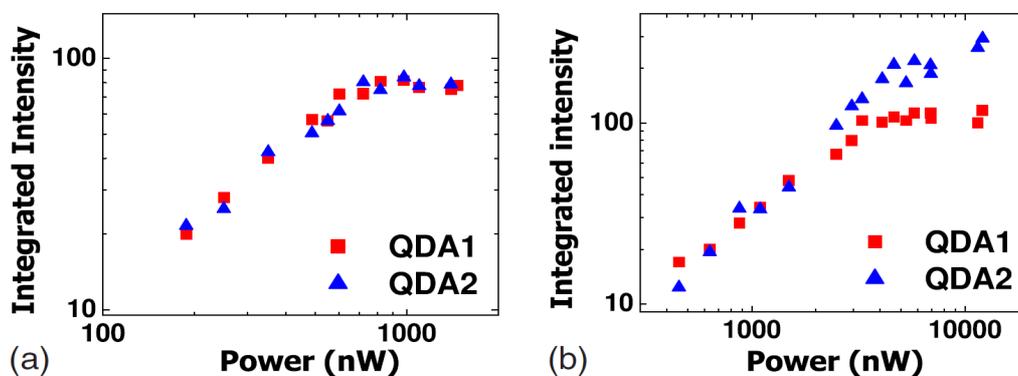


Figure 72 : Intensité intégrée des raies d'émission des boîtes quantiques QDA 1 et 2 (couleur bleu et rouge) : (a) quand les BQs sont hors résonance ; (b) quand QDA1 est hors résonance et QDA2 est à résonance.

Dans la Figure 72 a), la même dépendance avec la puissance est observée lorsque les deux QDA sont hors de résonance à $T = 33$ K: on observe une dépendance linéaire avec la puissance d'excitation et une saturation pour une puissance supérieure à 800 nW. Cette dépendance linéaire est caractéristique de l'émission excitonique. A saturation, les deux raies ont une intensité intégrée identique.

Sur la Figure 72 b) **lorsque QDA2 est à résonance pour $T = 18$ K, l'intensité intégrée de la QDA2 à saturation est deux fois plus grande que celle de QDA1.** En raison de la normalisation des efficacités d'extraction, cette différence peut être attribuée à l'exaltation du taux d'émission spontanée de QDA2. Ainsi, une réduction de la durée de vie d'un facteur 2 peut être estimée. Pour confirmer ce résultat, des études résolues en temps sont effectuées.

3.4. Etude résolue en temps

Un laser pulsé 750 nm est utilisé pour l'excitation et le signal de photoluminescence est couplé dans une fibre monomode. Des constantes de temps de décroissances sont mesurées par fluorescence résolue en temps en utilisant une photodiode à avalanche InGaAs [107] selon les paramètres suivants : au dessus du seuil durant 100 ns à une fréquence d'échantillonnage de 800 kHz, avec un temps mort de 5 s et un rendement quantique de 10%.

Le temps de réponse du dispositif expérimental a été mesuré en utilisant un puits quantique d'InGaAs émettant à 1300 nm à température ambiante avec une durée de vie bien inférieure à 50 ps, la résolution temporelle du détecteur est de 0,6 ns.

Sur la Figure 73, la durée de vie de la population de boîtes quantiques QDAs située dans une zone non structurée est mesurée par photoluminescence résolue en temps en utilisant une faible puissance d'excitation incidente de 15 nW.

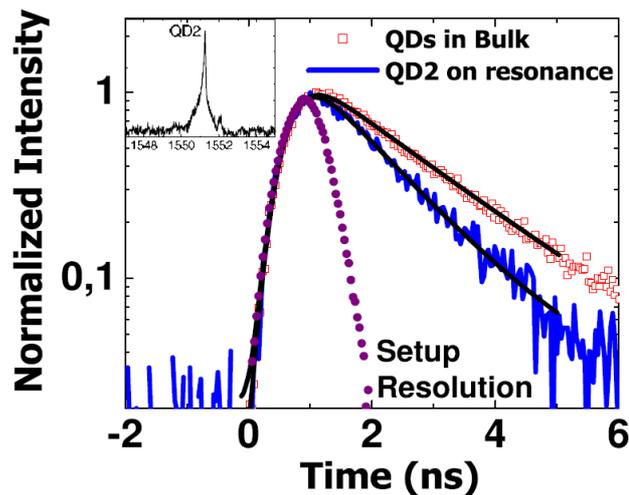


Figure 73 : Expérience résolue en temps réalisée à 18K sur la boîte quantique QDA2 couplée à un mode résonant du CP et sur une population de boîtes quantiques dans le matériau massif. Les courbes noires sont les ajustements des courbes expérimentales, en faisant une convolution de la décroissance exponentielle avec le temps de réponse du système.

La durée de vie obtenue, 1.78 ± 0.05 ns, est conforme à celle usuellement rapportée (1.7-2.6 ns)[108][109]. Elle a également été mesurée sur des boîtes quantiques à résonance avec le mode de la cavité pour une même puissance d'excitation et à la même température. Le spectre de μ PL de la QDA à résonance avec le mode est indiqué dans l'encadré de la Figure 73. Une décroissance mono-exponentielle est observée et une durée vie de 1.20 ± 0.05 ns est mesurée, correspondant à une augmentation du taux d'émission spontanée d'un facteur de 1.5 ± 0.1 . Cette

valeur est en accord avec le rapport de 2 estimé par l'étude en fonction de la puissance d'excitation.

On note que la réduction de la durée de vie QDA est faible par rapport à la valeur théorique de 10. Soulignons que la surface de la structure mesurée du CP est 2,5 fois plus grande que celle calculée : $200 \mu\text{m}^2$ au lieu de $76 \mu\text{m}^2$: on s'attend donc à un volume modal 2.5 fois supérieur.

Par ailleurs, le facteur de qualité est identique, alors qu'on aurait pu s'attendre à ce qu'il augmente avec la taille du résonateur. Cela peut s'expliquer par des raisons de fabrication. En effet, les trous du CP présentent une rugosité qui a tendance à favoriser l'échappement des photons. Ils siègent donc moins longtemps dans la structure et le facteur de qualité s'en trouve affecté.

Enfin, un accord spectro-spatial incomplet entre la BQ et le mode résonant peut aussi contribuer à cette réduction du facteur de Purcell.

On peut espérer une exaltation bien plus forte du facteur de Purcell en réduisant la surface du résonateur et en contrôlant le confinement latéral par un changement local dans la topographie (cf. chapitre 3) et [110] ou de l'indice effectif de la membrane à CP [111]. Ceci pourrait réduire considérablement le volume modal sans diminuer le facteur Q.

Conclusion

Dans ce chapitre nous avons considéré un cristal photonique InP reporté sur miroir de Bragg situé à une distance en « $\lambda/4$ » comme démonstrateur. Nous avons présenté les propriétés d'émission de boîtes quantiques uniques InAs incluses dans une membrane InP dans laquelle on a gravé un CP de maille graphite.

Nous avons examiné différentes manières de déterminer le facteur de Purcell F_p . Pour cela, nous avons calculé le facteur de qualité et le volume modal par FDTD, et nous avons confronté les valeurs obtenues aux résultats expérimentaux. Le facteur de Purcell théorique est d'environ 10. La taille finie du CP et l'absence d'hétérostructure photonique fait apparaître des sources de pertes qui affectent le confinement temporel des photons dans la structure.

Expérimentalement, nous avons déterminé $F_p \sim 2$. Une telle différence est due à un désaccord spatial de la boîte quantique avec la distribution spatiale du mode de cavité, ainsi qu'à la diminution du facteur de qualité ($F_p \sim Q$) provenant de la fabrication.

Références bibliographiques (Chap. 5)

[102] N. Chauvin, P. Nedel, C. Seassal, B. Ben Bakir, X. Letartre, M. Gendry, A. Fiore, and P. Viktorovitch. « Control of the spontaneous emission from a single quantum dash using a slow-light mode in a two-dimensional photonic crystal on a Bragg reflector », *PHYSICAL REVIEW B* 80, 045315 2009.

[103] C. Monat, C. Seassal, X. Letartre, P. Regreny, P. Rojo-Romeo, and P. Viktorovitch, M. Le Vassor d'Yerville, D. Cassagne, J. P. Albert, E. Jalaguier, S. Pocas, and B. Aspar, *Appl. Phys. Lett.* 81, 5102 2002.

[104] K. Hennessy, A. Badolato, M. Winger, D. Gerace, M. Atature, S. Gulde, S. Falt, E. L. Hu, and A. Imamoglu, *Nature _London* 445, 896 2007.

[105] J. M. Gerard and B. Gayral, *J. Lightwave Technol.* 17, 2089 1999.

[106] T. D. Happ, I. I. Tartakovskii, V. D. Kulakovskii, J.-P. Reithmaier, M. Kamp, and A. Forchel, *Phys. Rev. B* 66, 041303 R 2002.

[107] C. Zinoni, B. Alloing, C. Monat, V. Zwiller, L. H. Li, A. Fiore, L. Lunghi, A. Gerardino, H. de Riedmatten, H. Zbinden, and N. Gisin, *Appl. Phys. Lett.* 88, 131102 2006.

[108] C. Cornet, C. Labbé, H. Folliot, P. Caroff, C. Levallois, O. Dehaese, J. Even, A. Le Corre, and S. Loualiche, *Appl. Phys. Lett.* 88, 171502 2006.

[109] E. W. Bogaart, R. Nötzel, Q. Gong, J. E. M. Haverkort, and J. H. Wolter, *Appl. Phys. Lett.* 86, 173109 2005.

[110] F. Bordas, M. J. Steel, C. Seassal, and A. Rahmani, *Opt. Express* 15, 10890 2007. CONTROL OF THE SPONTANEOUS EMISSION FROM A PHYSICAL REVIEW B 80, 045315 2009 045315.

[111] S. Gardin, F. Bordas, X. Letartre, C. Seassal, A. Rahmani, R. Bozio, and P. Viktorovitch, *Opt. Express* 16, 6331 2008.

Conclusion et Perspectives

La réalisation de fonctions de traitement de l'information exploitant la nature quantique de la matière nécessite la mise au point de dispositifs manipulant des particules uniques. La source de photons uniques (SPU) est une voie très étudiée à travers de multiples géométries de dispositifs.

L'un des principaux objectifs est de collecter efficacement les photons générés. Pour ce faire, une ingénierie de l'environnement électromagnétique est réalisée autour d'un émetteur unique. Cela implique principalement de bénéficier de l'augmentation de la dynamique d'émission des photons - en cherchant à maximiser le facteur de qualité des résonateurs optiques et/ou en minimisant le volume modal - mais sans forcément réussir à maîtriser la directivité.

Dans ce travail de thèse, nous proposons différents dispositifs permettant de réaliser les fonctions désirées (augmentation du facteur de Purcell, de l'efficacité de collection) en utilisant une cavité à cristal photonique membranaire (CP2D) à fort contraste d'indice. Les CP2D permettent en effet de contrôler la lumière spatialement (faible volume modal) et temporellement (long temps de siège des photons dans la structure et F_p). Nous avons utilisé un mode de Bloch en Γ non dégénéré donnant accès à l'émission par la surface.

Les composants à base de cristaux photoniques comme composant pour l'information quantique

Nous nous sommes focalisés sur la conception et la réalisation de cristaux photoniques membranaires conçus pour une émission autour de 900nm utilisant comme émetteurs uniques des boîtes quantiques InAs incluses dans une membrane GaAs. La fabrication exploite des procédés technologiques issus de l'industrie de la microélectronique car nous cherchons à réaliser une SPU intégrable par exemple dans un circuit photonique en géométrie planaire. Les développements technologiques dans le cadre de cette thèse, nous ont permis de l'optimiser et de paramétrer de manière fine la fabrication de ce type cristal photonique ayant de faibles périodes de maille $A \sim 400\text{nm}$ (symétrie graphite).

Nous avons proposés divers composants utilisant des modes de lumière lente au dessus de la ligne de lumière pour exploiter l'émission de la lumière par la surface. Une ingénierie fine de modes optiques nous a permis d'améliorer les caractéristiques du dispositif pour optimiser:

- le facteur de Purcell dans une hétérostructure photonique. Cette dernière nous permet d'atteindre des volumes de modes raisonnablement faibles (quelques unités de $(\lambda/n)^3$) tout en conservant des facteurs de qualités de l'ordre du millier. Le positionnement de cette cavité à CP sur un miroir de Bragg (MB) à une distance optique de $a_g = \lambda/4$, nous a permis d'exalter les interactions lumière-matière en atteignant des facteurs de Purcell optimaux de l'ordre de 80.

- l'efficacité de collection de la source de photons uniques. Pour cela, nous avons étudié les diagrammes d'émission du mode de Bloch ne se couplant pas intrinsèquement dans la direction verticale. Nous avons pu dégager les mécanismes physiques principaux permettant de comprendre l'émission de ce type de mode. Un modèle reposant sur la théorie temporelle des modes couplés nous a permis d'expliquer l'influence du MB sur la directivité des pertes. Ainsi, nous sommes venus à considérer que pour un gap d'air optique de $a_g = \lambda/2$, la directivité d'émission est bien meilleure que pour les systèmes ayant un gap d'air $a_g = \lambda/4$ (à fort F_p). Pour des dispositifs de collection à grande ouverture numérique, on peut atteindre une efficacité d'extraction de la lumière atteignant $\sim 99\%$.

Nous avons présenté une première réalisation permettant de confronter les résultats théoriques aux résultats expérimentaux. La structure réalisée exploite l'émission de boîtes quantiques InAs/InP dans une membrane dans laquelle on a gravé le CP à structure graphite sans hétérostructure photonique. La membrane à CP a été reportée sur un MB en « $\lambda/4$ » optique permettant l'inhibition des pertes verticales. Nous avons observé une exaltation de l'émission de $F_p \sim 2$ alors que numériquement nous avons obtenu une valeur de $F_p \sim 10$. L'influence des paramètres de fabrication, le désaccord spatial et en polarisation de la boîte quantique avec le mode optique du CP, explique cette différence de F_p .

Perspectives

Cette étude peut donner plusieurs suites :

- Ce type de cavité à cristal photonique peut être exploité dans plusieurs domaines, pour réaliser : (a) des micro-nano-lasers à faibles seuils ; (b) des capteurs bio-optiques, par l'exaltation de l'émission de marqueurs biologiques ; (c) la localisation de particules au niveau de l'hétérostructure photonique, en exploitant les forces optiques.

- Des validations expérimentales à court terme seront effectuées. La fabrication de ce type de dispositifs est sur le point d'aboutir et prend suite dans le projet ANR CAFE.

Dans ce projet, l'utilisation de modes de Bloch confinés par hétérostructures photoniques est envisagée. Des modes sous le cône seront aussi étudiés : dans ce cas, la directivité de l'émission sera uniquement contrôlée par les frontières du résonateur qu'il conviendra d'optimiser.

- Une autre perspective serait la réalisation d'une SPU injectée électriquement. Des dispositifs existent déjà dans ce sens [112].

Bibliographie

[112] Hong-Gyu Park, & al., "Electrically Driven Single-Cell Photonic Crystal Laser", Science 3 September 2004: Vol. 305. no. 5689, pp. 1444 – 1447 DOI: 10.1126/science.1100968.

Annexe A

Vecteur de Poynting et validation du calcul du Facteur de Purcell dans un milieu homogène

Dans cette annexe, nous allons rappeler quelques notions sur le vecteur de Poynting. La connaissance de ce vecteur permet de calculer de manière analytique la puissance rayonnée par un dipôle (dans un milieu homogène) à travers une surface entourant le dipôle.

Nous pourrons alors comparer le rayonnement dipolaire calculé par FDTD au calcul analytique. Cela nous permettra de valider le calcul de la puissance rayonnée par la méthode FDTD et par suite le calcul du facteur de Purcell par la méthode « directe » présentée dans le chapitre 2.

1. Rappel sur le vecteur de Poynting

Le vecteur de Poynting nommé \vec{R} (pour vecteur « radiant ») ou $\vec{\Pi}$ est un vecteur permettant de calculer la puissance rayonnée $\Pi(t)$ à travers une surface S pendant le temps. Dans notre cas, nous voulons connaître l'énergie rayonnée par un dipôle dans $4\pi \text{ste}$ d'un milieu homogène ou non (cristaux photoniques). Pour cela, il faut calculer l'intégrale suivante sur toute la surface S : $\Pi(t) = \iint_S \vec{R} \cdot d\vec{s}$.

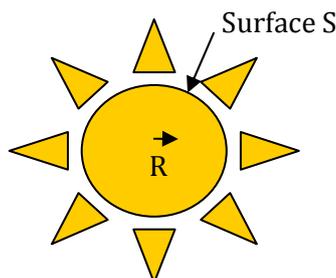


Figure 74 : Représentation schématique du rayonnement de l'énergie électromagnétique.

Dans le cas du rayonnement dipolaire, la puissance moyenne totale rayonnée par un dipôle $p(t)=p_0.e^{j\omega t}$ (dipôle de Herz) dans un milieu homogène est connu analytiquement [113] :

$$(Equ. 31) \quad \langle \Pi(t) \rangle = p_0^2 \omega^4 (\mu_0 / 12\pi c)$$

Avec :

p_0 le moment dipolaire électrique C.m ;

ω la pulsation du moment dipolaire ;

μ_0 la perméabilité magnétique du vide ($\mu_0 = 4\pi \cdot 10^{-7}$ Vs) ;

c la célérité de la lumière dans le vide.

Le milieu homogène considéré ici peut être de l'air ou un matériau plus dense homogène, non magnétique et sans pertes. Notons que la puissance rayonnée par le dipôle dépend de la longueur d'onde en $\omega^4 \sim 1/\lambda^4$, λ étant la longueur dans le milieu d'indice de réfraction n .

2. Etude numérique (FDTD) du Facteur de Purcell en milieu homogène

Cette partie est une étude permettant de valider le calcul du Facteur de Purcell par la méthode directe présentée dans le chapitre 2. C'est pourquoi, nous allons comparer le calcul numérique FDTD3D de la puissance rayonnée par le dipôle à celle connue analytiquement (cf. § précédent).

La méthode « directe » du calcul du facteur de Purcell (F_p) permet de comparer la puissance rayonnée par le dipôle dans un certain environnement électromagnétique (autre que le vide) à la puissance rayonnée dans le vide. Le rapport des deux puissances donne une valeur de F_p .

Nous allons donc tester la puissance rayonnée par un dipôle en fonction de différents paramètres comme : l'indice de réfraction, les dimensions de la cellule de calcul FDTD3D, la longueur d'onde d'émission du dipôle, la discrétisation de la cellule de calcul FDTD3D.

Pour chaque simulation effectuée, on place un dipôle classique au centre de la cellule FDTD, orienté selon l'axe x . La cellule FDTD a une forme cubique délimitée par des PML. Le dipôle émet une onde EM classique quasi sinusoïdale de longueur d'onde $\lambda_0 = 930\text{nm}$, avec un

temps de montée de 10 périodes afin d'obtenir un signal quasi mono chromatique (cf. Figure 75 en page suivante).

La cellule FDTD est cubique et est discrétisée selon trois axes orthonormés. Le pas de discrétisation a donc la même valeur selon les trois axes : $\Delta x = \Delta y = \Delta z$.

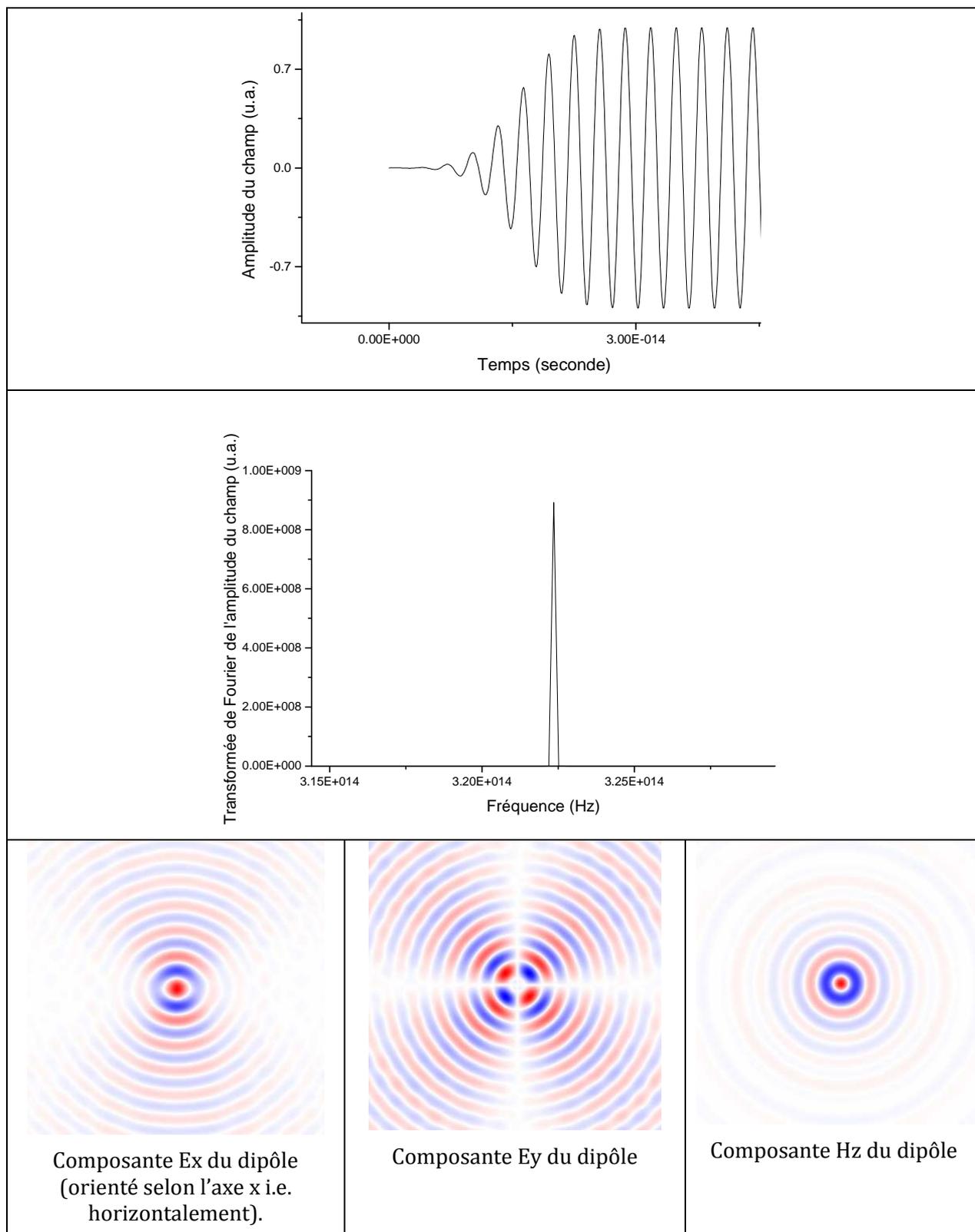


Figure 75 : On donne en ligne 1 : le champ E_x en fonction du temps; ligne 2 : le spectre du signal précédent (Hz) ; ligne 3 : les cartographies de champ du dipôle rayonnant orienté selon l'axe x (de gauche à droite : E_x , E_y , H_z).

2.1. Evolution du Facteur de Purcell en fonction de l'indice optique du milieu

Dans cette partie, on s'intéresse à la puissance rayonnée par le dipôle dans des milieux homogènes (sans pertes) d'indice de réfraction valant arbitrairement : $n=1, 2, 3, 5, 6, 10$.

2.1.1. Puissance rayonnée en fonction de longueur réelle de l'espace de travail

On choisit usuellement un pas de discrétisation de la cellule FDTD de $\Delta x = \lambda_0 / 10n$. Cela permet aux résultats de la simulation de converger convenablement.

La longueur de côté de la **cellule FDTD** est de $6*\lambda_0$, le dipôle est donc placé au centre du volume $(6*\lambda_0)^3$. Comme l'indice de réfraction va sensiblement augmenter, le nombre de **cellules élémentaires** de volume $(\Delta x)^3$ dans la cellule FDTD va aussi augmenter. Si le nombre de cellules élémentaires est trop important, les simulations seront très longues ou impossibles à effectuer (car cela dépend de la gestion des mémoires de calcul à disposition).

Résultats

Sur la Figure 76, on montre la puissance traversant la surface totale de la cellule FDTD en fonction du temps (6 faces du cube).

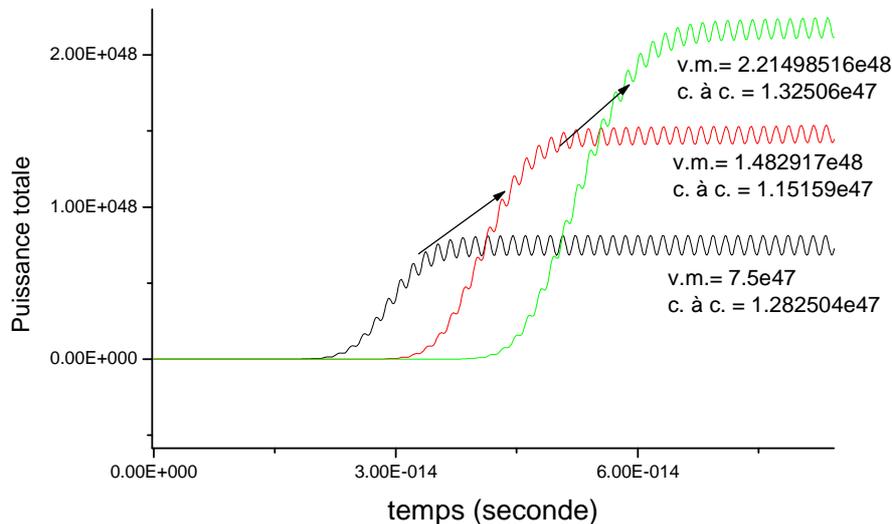


Figure 76 : Puissance totale émise par le dipôle en fonction du temps pour différents milieux d'indice optique $n=2, 3, 4$.

En régime stationnaire, on voit que la **puissance totale** émise par le dipôle en fonction du temps pour les indices de réfraction suivants $n=1$ (en noir), $n=2$ (en rouge), $n=3$ (en vert) est **proportionnelle à l'indice optique**.

Nous observons un décalage temporel à l'établissement du régime stationnaire. Cela s'explique simplement en considérant que la vitesse de l'onde est diminuée dans le rapport $1/n$. L'onde arrive donc avec un retard qui est d'autant plus grand que l'indice de réfraction augmente.

Notons que pour les indices optiques supérieurs à $n > 4$, nous n'avons pu calculer la puissance rayonnée. Cela est dû aux ressources de mémoires vives insuffisantes (augmentation conséquente du nombre de cellules élémentaires). Nous considérerons donc le calcul de puissance en fonction des chemins optiques.

2.1.2. Puissance rayonnée en fonction du chemin optique

Pour contrecarrer le problème de mémoire de calcul, on raisonne en **chemin optique** parcouru par l'onde électromagnétique avant d'arriver sur les faces de la cellule de calcul FDTD. On **s'affranchit ainsi de la grande augmentation du nombre de cellule élémentaire** de volume $(\Delta x)^3$.

Ainsi, une autre série de tests est effectuée en prenant comme longueur de côté de la cellule FDTD : $L_x = L_y = L_z = 6 * \lambda_0 / n$. On obtient donc une longueur de côté constante $L_x / \Delta x$ (= 60 cellules élémentaires quelque soit l'indice optique considéré).

Sur la Figure 77, on calcule le rapport des puissances totales rayonnées dans un milieu n_i ($n_i = 2, 3, \dots, 10$) par rapport au vide ($n=1$).

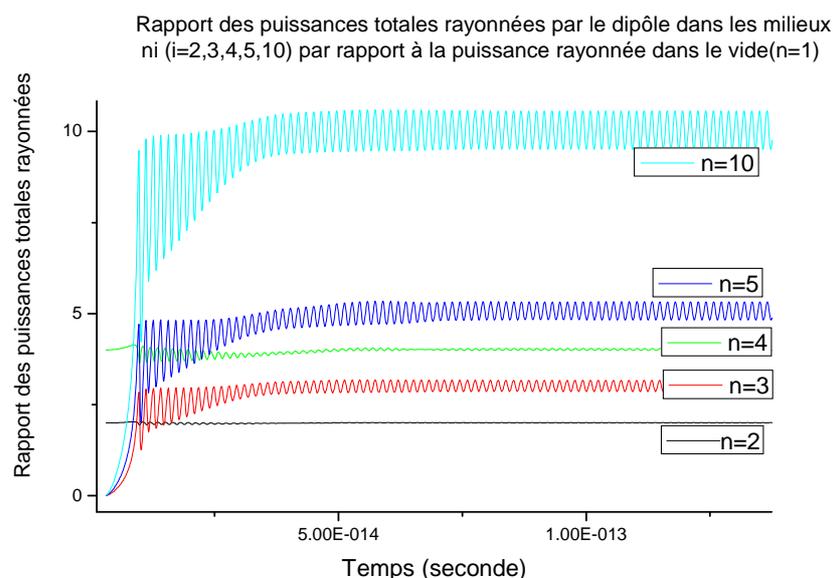


Figure 77 : Rapport des puissances totales rayonnées par un dipôle en fonction du temps dans différents milieux homogènes d'indice de réfraction croissant.

Résultats

La dépendance de la puissance totale rayonnée en fonction de l'indice optique du milieu est clairement visible. En prenant la valeur moyenne temporelle de la puissance totale dans le milieu d'indice n_i sur celle dans le vide d'indice, on peut donc calculer les facteurs de Purcell F_p avec :

$$(Equ. 32) \quad F_p = \langle \text{Poyntot dans le milieu} \rangle / \langle \text{Poynt dans le vide} \rangle$$

Ainsi, on peut tracer F_p en fonction de l'indice optique du milieu (Figure 78) :

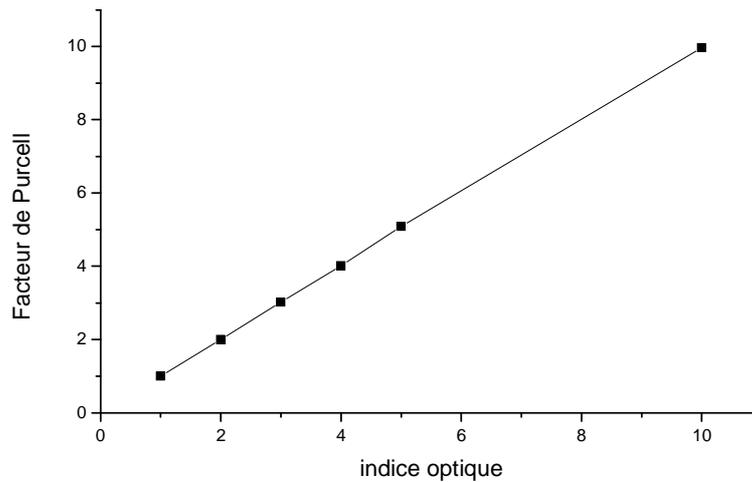


Figure 78 : Facteur de Purcell en fonction de l'indice optique.

On trouve une relation du type : $F_p \propto n$. En effet, d'après [114] le taux d'émission spontanée dans un matériau d'indice n est exalté n fois par rapport au taux d'émission spontanée dans l'espace libre. Cela confirme que la puissance rayonnée a une dépendance linéaire en n de dans un matériau d'indice n .

Remarquons que le chemin optique est identique dans tous les cas, on n'observe plus de décalage temporel de l'arrivée de l'onde sur les PMLs.

L'amplitude des oscillations des puissances dans la Figure 76 ne sont pas identiques selon les cas. On explique cela en considérant la méthode de calcul. On a effectué dans la Figure 76 les rapports des puissances avant de les moyenniser temporellement. La phase de l'onde dans le milieu d'indice n et dans le vide n'est pas identique (puisqu'il y a retard). On voit donc apparaître le déphasage dans le calcul du rapport des ondes (elles sont en phase ou en opposition de phase).

2.2. Puissance totale en fonction de la longueur d'onde

Nous allons étudier la variation de la **puissance totale en fonction de la longueur d'onde d'émission du dipôle**. Le dipôle émet une onde sinusoïdale de longueur d'onde $\lambda=1, 1.25, 1.5, 2, 3, 4, 5, 10\mu\text{m}$, la discrétisation dans chaque cas est de $\Delta x = \lambda / 10n$. La cellule FDTD aura un côté constant en nombre de cellules élémentaires: $L_x=6\lambda$ (=60 cellules élémentaires).

Comme la discrétisation spatiale varie pour chaque longueur d'onde testée, on aura donc aussi une variation de la discrétisation temporelle, donnée par :

$$\text{(Equ. 33)} \quad \Delta t \leq \frac{1}{c \cdot \sqrt{\frac{1}{\Delta x^2} + \frac{1}{\Delta y^2}}} \rightarrow \Delta x = \Delta y, \text{ on a alors } \Delta t \leq \frac{\Delta x}{c \cdot \sqrt{2}}.$$

Pour cette raison, nous ne traçons pas les puissances totales rayonnées sur une même figure.

Résultats

On trace la puissance totale émise par le dipôle en fonction de $1/\lambda^4$.

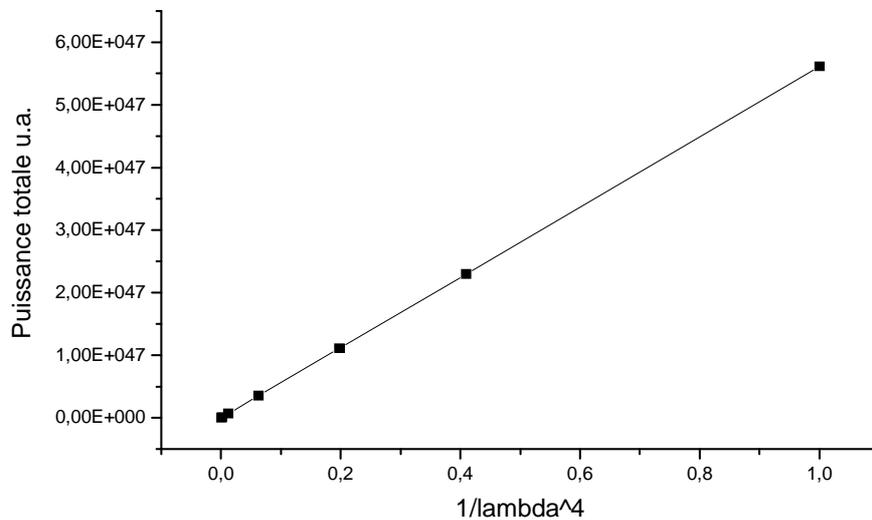


Figure 79 : Evolution de la puissance totale rayonnée en fonction de $1/\lambda^4$

On observe clairement la **dépendance en $1/\lambda^4$** . Ce résultat correspond à la puissance du rayonnement dipolaire :

$$\text{(Equ. 34)} \quad \Pi = p_0^2 \omega^4 (\mu_0 / 6\pi c) \propto \omega^4 \propto 1/\lambda^4$$

2.3. Puissance totale en fonction de la discrétisation

Nous testons maintenant la variation de la puissance totale en fonction du pas de discrétisation de la cellule totale FDTD. Pour cela, on **fixe la longueur d'onde** de l'émission du dipôle à $1.55\mu\text{m}$ **et l'indice de réfraction** du milieu à $n=1$. On fait varier la discrétisation telle que : $\Delta x = \lambda / (k.n)$ avec un facteur $k=5, 10, 15, 20, 25, 30$. La longueur du côté de la cellule FDTD augmente donc par le nombre de cellules élémentaires.

Résultats

Sur la Figure 80 suivante on donne le résultat de la puissance en fonction de la discrétisation.

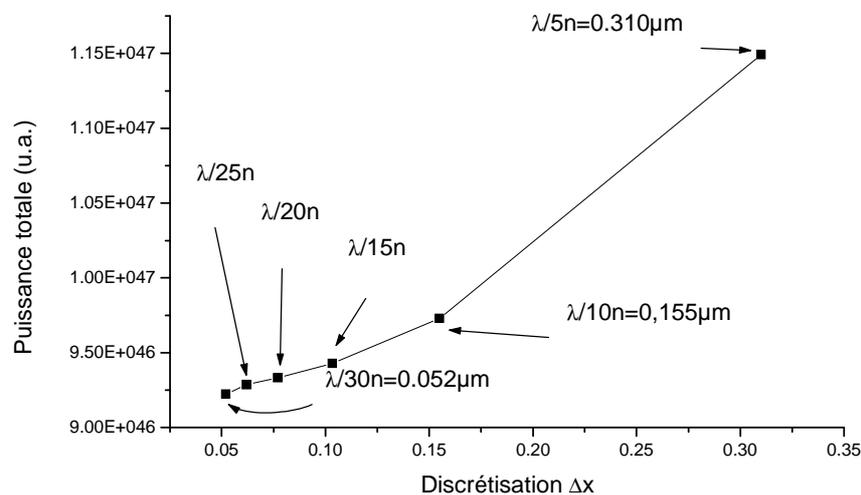


Figure 80 : Variation de la puissance totale rayonnée par un dipôle dans un milieu d'indice optique $n=1$, en fonction de la discrétisation

On observe la **diminution de la puissance totale rayonnée avec celle de la discrétisation**. Or a priori, il ne devrait pas y avoir de variation de la puissance totale émise en fonction de la discrétisation. Toutefois, on remarque que la variation relative de la puissance est de l'ordre de $\sim 20\%$. Par ailleurs, l'évolution observée montre que la valeur de la puissance tend à se rapprocher « asymptotiquement » d'une puissance constante autour de $P_R=9.25 \times 10^{46}$ u.a. Cette valeur pourrait être considérée comme plus proche de la réalité. En fait, **en diminuant la discrétisation l'erreur commise sur le calcul de la puissance diminue** aussi.

Pour les calculs FDTD, on prend une **discrétisation usuelle de $\lambda/10n=155\text{nm}$** . Cela signifie que **l'erreur relative est de 5%** par rapport P_R .

Lors des calculs de facteur de Purcell par la méthode directe, les erreurs relatives se simplifient (calcul du rapport des puissances).

3. Conclusion

A travers cette étude nous validons le calcul de la puissance rayonnée par la méthode FDTD et par suite le calcul du facteur de Purcell par la méthode « directe » présentée dans le chapitre 2.

Références bibliographiques (Annexe A)

[113] J-P Pérez et al. « Electromagnétisme, Fondements et Applications », MASSON SCIENCES, DUNOD, 4ème Edition 2002.

[114] J. Vuckovic & al. "Optimization of three dimensional micropost microcavities for cavity quantum electrodynamics", PRA, 66, 023808 (2002).

Annexe B

Champ lointain

Dans cette annexe, nous allons rappeler quelques éléments théoriques permettant de déterminer la capacité d'un mode de Bloch en Γ à se coupler au continuum d'états des modes radiatifs. Nous rappellerons donc les propriétés qui expliquent le rayonnement ou dans les cas du cristal photonique 2D membranaire infini et fini latéralement.

Puis, nous présenterons quelques considérations sur le traitement numérique des images de diagramme de rayonnement. Nous aborderons la notion de fenêtrage et de padding.

1. Rappel théorique sur le contrôle du diagramme de rayonnement

1.1. Cas du CP infini

Pour un CP2D de taille latérale infinie, **l'allure du diagramme du rayonnement d'un mode en Γ dépend des symétries du champ dans une seule cellule élémentaire du CP.**

Pour un **mode qui se couple en Γ** , le calcul de **l'intégrale de recouvrement** entre une onde plane en incidence normale et les composantes (pondérées par la distribution de la constante diélectrique) du champ électromagnétique associées au mode de Bloch **est non nulle**. Le diagramme de rayonnement de ce type de mode devrait présenter une parfaite directivité dans la direction verticale.

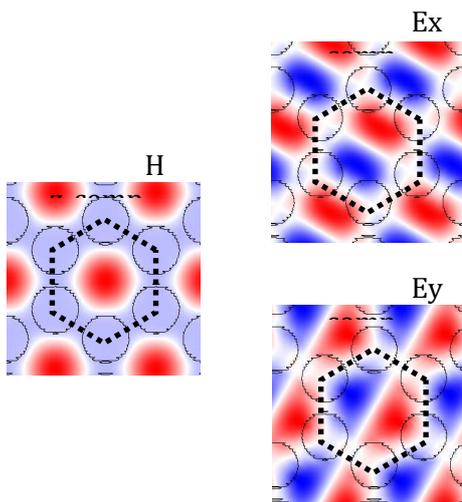
Pour un **mode qui ne se couple pas en Γ** , **l'intégrale de recouvrement** du mode du CP et des modes radiatifs **est nulle**, le **couplage est alors interdit pour $k_{//}$ nul** (en Γ exactement). On se trouve dans le cas où théoriquement le mode siège de manière infini dans le CP, et son facteur de qualité est donc infini. Pour un mode ne se couplant pas en gamma, le **diagramme de rayonnement** ne présente **aucune émission** dans le demi-plan hors membrane.

Pour connaître l'émission d'un mode dans le cas du CP infini, on présente sur la figure suivante une méthode qualitative permettant de prévoir le couplage ou non en Γ à partir de l'étude des cartographies du champ.

Si l'on étudie des **modes en polarisation TE** dans le cas d'un cristal membranaire (resp. TM) on examine la **composante Hz** du champ (resp. Ez). Ce raisonnement est valable partout dans l'espace réciproque sauf exactement au point Γ . Pour comprendre cela, il suffit de considérer une onde plane incidente sur le CP se propageant dans la direction z, elle n'aura aucune composante Hz sur l'axe z (ceci est en accord avec la définition d'une OP). Donc, on ne peut étudier le couplage du mode de Bloch avec une onde plane exactement en Γ et on ne peut utiliser seulement la distribution de la composante Hz.

Pour **connaître le couplage exactement en Γ** , il faut donc **regarder les composantes Ex et Ey en polarisation TE** (resp. Hx, Hy en polarisation TM). Le champ de l'onde plane se propageant selon z, polarisée indifféremment selon x ou y est donc uniforme dans un plan (x,y) pour un z quelconque. Si l'intégrale de recouvrement de la distribution de champ électrique sur une cellule élémentaire avec le continuum des modes radiatifs est nulle alors le mode ne pourra pas se coupler. Si l'intégrale est différente de zéro, alors le mode pourra se coupler. Sur la Figure 81 suivante, on représente les deux cas.

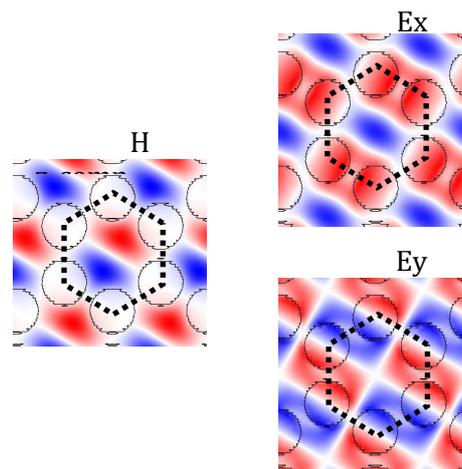
Pour un mode qui ne se couple pas en Γ



Sur une maille élémentaire : pour Ex et Ey, il y a autant de lobes (+) que de lobes (-).

→ $I=0$

Pour un mode qui se couple en Γ



Sur une maille élémentaire : pour Ex et/ou Ey, il y n'y a plus le même rapport de lobes (+) et de lobes (-).

→ $I \neq 0$

Figure 81 : Cartographies de champs du mode monopolaire (à gauche) et dipolaire (à droite). Ces deux modes de Bloch sont situés au point Γ dans un CP2D infini de maille graphite, calculés avec MPB. A gauche, le mode ne se couple pas au point Γ , à droite il se couple.

Remarquons qu'au point Γ , dans le cas des **modes dégénérés le couplage est a priori possible** avec une onde plane se propageant selon z . En effet, dans ce cas il y a un mélange des composantes dégénérées qui conduit à une intégrale de recouvrement non nulle.

Les deux cas présentés ici correspondent à des situations fictives où le cristal photonique est infini latéralement. Nous pouvons toutefois prévoir l'émission du mode de manière qualitative. Or dans la réalité, nous devons considérer un cristal photonique latéralement fini. Cela implique des nouvelles propriétés du mode qui permettront de prédire son émission ou non.

1.2. Cas du CP2D de taille finie

Dans un cristal photonique de taille latérale finie, la **répartition du champ est modulée par une fonction enveloppe**. Celle-ci soumise à des **conditions d'existence** dans la cavité (voir chapitre 2, champ lointain). A une cellule élémentaire du CP, il faut donc rajouter ces conditions d'existence pour connaître le diagramme de rayonnement du mode de Bloch.

Conditions d'existence du mode de Bloch en cavité

Le cristal photonique latéralement fini est l'analogie d'une cavité. Le champ électrique $\vec{E}_{n,\vec{k}}$ d'un mode de Bloch est indexé par le numéro n de la bande dans le diagramme de dispersion et le vecteur d'onde \vec{k} , et il vérifie l'équation d'onde suivante :

$$(Equ. 35) \quad \vec{\nabla} \times (\vec{\nabla} \times \vec{E}_{n,\vec{k}}(\vec{r})) = \left(\frac{\omega_n}{c} \right)^2 \varepsilon(\vec{r}) \vec{E}_{n,\vec{k}}(\vec{r})$$

Où $\varepsilon(\vec{r})$ représente la fonction diélectrique du CP. Le théorème de Bloch nous permet d'écrire les différents modes de champ électrique sous forme :

$$(Equ. 36) \quad \vec{E}_{n,\vec{k}}(\vec{r}) = \vec{u}_{n,\vec{k}}(\vec{r}) e^{i\vec{k} \cdot \vec{r}}$$

Les $\vec{u}_{n,\vec{k}}(\vec{r})$ possèdent la même périodicité que le cristal photonique. Les $e^{i\vec{k} \cdot \vec{r}}$ décrivent la propagation du mode dans la structure [115]. Nous supposons le confinement comme une perturbation du "potentiel" périodique et le mode confiné comme une perturbation du mode de

Bloch dans un CP infini. Le champ électrique du mode perturbé dans un CP fini peut être exprimé par :

$$(Equ. 37) \quad \vec{E}(\vec{r}) = \sum_n \int W_n(\vec{k}) \cdot \vec{E}_{n\vec{k}}(\vec{r}) d\vec{k}$$

Avec $W_n(\vec{k})$ des fonctions « d'expansion » du mode dans l'espace de Fourier.

Si l'on néglige l'interaction entre les différentes bandes du cristal photonique (comme nous étudions un mode non dégénéré isolé spectralement), le champ électrique d'un mode peut être écrit comme une superposition de modes de Bloch du cristal photonique [116] :

$$(Equ. 38) \quad \vec{E}(\vec{r}) = \int W(\vec{k}) \cdot \vec{E}_{\vec{k}}(\vec{r}) d\vec{k}$$

où $\vec{E}_{\vec{k}}$ est le mode de Bloch du cristal photonique infini au point k (ci-dessus).

Dans la référence suivante [117], on montre que si $F(r)$ est la transformée de Fourier inverse de $W(k)$, alors $F(r)$ est la fonction enveloppe du mode :

$$(Equ. 39) \quad \vec{E}(\vec{r}) = F(\vec{r}) \vec{u}_{\vec{k}}(\vec{r}) \text{ avec } F(\vec{r}) = \int W(\vec{k}) e^{i\vec{k} \cdot \vec{r}} d\vec{k}$$

La fonction enveloppe apparaît comme la modulation des fonctions de Bloch du cristal. La transformée de Fourier de la fonction enveloppe $F(r)$ nous donne accès à la décomposition en modes de Bloch du mode de la cavité. La fonction enveloppe doit satisfaire les conditions aux frontières de la cavité, que l'on peut écrire dans une dimension de la manière suivante :

$$(Equ. 40) \quad k(\omega_0)L = p\pi - \phi_r(\omega_0)$$

Avec p un entier,

L est la longueur de la cavité,

ω_0 la fréquence de résonance du mode de cavité,

ϕ_r la phase à la réflexion sur les frontières de la cavité.

Si on suppose ϕ_r nulle, on peut relier les dimensions dans l'espace réel aux dimensions dans l'espace réciproque :

$$(Equ. 41) \quad k(\omega_0) = p \frac{\pi}{L}$$

La **condition d'existence** du mode de Bloch dans une cavité à CP est donc donnée par cette dernière équation qui **traduit la quantification du vecteur d'onde** du mode dans une structure de dimensions latérales finies. On pourra se référer à [118] pour le formalisme de la fonction enveloppe.

2. Considérations sur le traitement d'images

2.1. Fenêtrage

Le fenêtrage joue un rôle important dans l'interprétation du diagramme de rayonnement. En effet, le diagramme d'émission peut être fortement modifié selon le fenêtrage choisi.

Les signaux réels utilisés en physique sont souvent traités de façon numérique. Pour cela, il est nécessaire d'échantillonner le signal, c'est-à-dire de connaître les valeurs des champs réels et complexes sur la surface S choisie (cf. le chapitre 2) à proximité du cristal photonique (en champ proche) et contenant toute l'information nécessaire pour calculer le diagramme de rayonnement. Ce plan S étant inévitablement fini, le **bord de la fenêtre de calcul (dans l'espace réel) est donc systématiquement tronqué**. On ne connaît pas les valeurs des champs à l'infini et elles apparaissent bien sûr comme négligeables et inconnues au-delà de la fenêtre. Par ailleurs pour le calcul, il faut limiter le nombre de points à mémoriser. Cela revient à tronquer les signaux numériquement calculés par FDTD. Le fait de **tronquer un signal peut notablement affecter son spectre** (transformée de Fourier du signal). La conséquence principale est que les pics s'affaissent et s'élargissent... Mais cela **dépend de la méthode de troncation** c'est-à-dire de la fenêtre de pondération ou d'apodisation choisie. On peut privilégier soit la résolution (largeur des pics), soit la mesure (hauteur des pics).

Ainsi, on multiplie un signal $e(x_i, y_j)$ connu (les valeurs des champs réels et complexes) sur toute la surface S par cette fenêtre $h(x, y)$. On étudie donc un signal tronqué : $e_h(t) = e(x_i, y_j)h(x, y)$; en passant dans le domaine fréquentiel *via* une transformée de Fourier (TF), on obtient le produit de convolution $E_h(f_x, f_y) = S(f_x, f_y) * H(f_x, f_y)$, où $H(f_x, f_y)$ est la TF de la fenêtre.

Voici quelques exemples de fenêtrages :

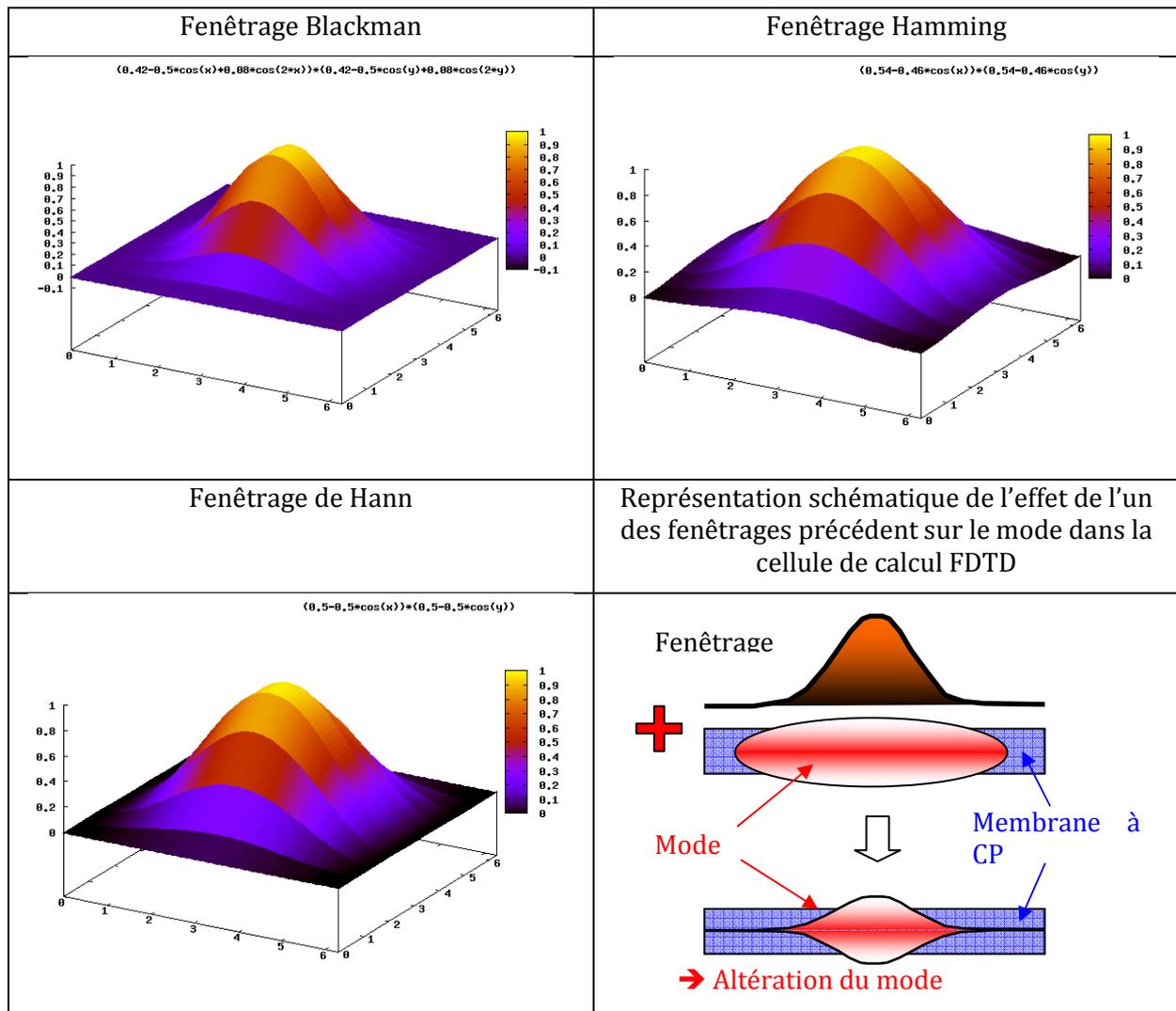


Figure 82 : Exemples de fenêtrages usuels : Blackman, Hamming, Hann. Représentation schématique de l'influence du fenêtrage sur un mode optique.

Les différents fenêtrages représentés ici semblent similaires. Leurs différences résident principalement par la « largeur à mi-hauteur » et leur annulation en bord de fenêtre. Par exemple le fenêtrage de Hanning filtrera plus les composantes émises à grand angle (par rapport à la normale du plan (x,y)) que le fenêtrage de Hamming ou de Hann.

Dans le cas de fenêtres non rectangulaires, le spectre aura donc des lobes latéraux affaiblis (atténuation du « bruit »). Cependant, toute atténuation des lobes latéraux entraîne un élargissement du pic central et donc une perte de résolution en fréquence... On a donc le choix entre des raies fines mais parfois difficiles à séparer du « bruit » (fenêtre rectangulaires) et des raies nettement séparables mais grossières (fenêtre de Kaiser-Bessel, Blackman-Harris). Les fenêtrages de Hann et de Hamming constituent un cas intermédiaire entre les deux précédents (les seconds sont préférables aux premières pour la résolution en fréquence).

Pour notre cas on considère que **l'évolution des amplitudes des champs présents dans la cellule de calcul FDTD est entièrement contenue dans la largeur de la fenêtre** : la **fenêtre rectangulaire** permet de conserver tout le signal **sans la moindre altération**. Les deux autres types de fenêtres vont, en revanche, conduire à la perte d'une grande partie de l'information (comme indiqués dans le tableau précédent).

Par contre, si l'amplitude des champs est non négligeable en bord de cellule de calcul FDTD (son enveloppe), la fenêtre rectangulaire conduit à des discontinuités spatiales et donc à une altération du spectre.

On adaptera donc le fenêtrage suivant à l'allure du mode et de son enveloppe dans la cellule de calcul FDTD. Dans le cas qui nous importe dans ce travail de thèse, le mode confiné dans une hétérostructure photonique est localisé relativement loin des bords de la cellule FDTD.

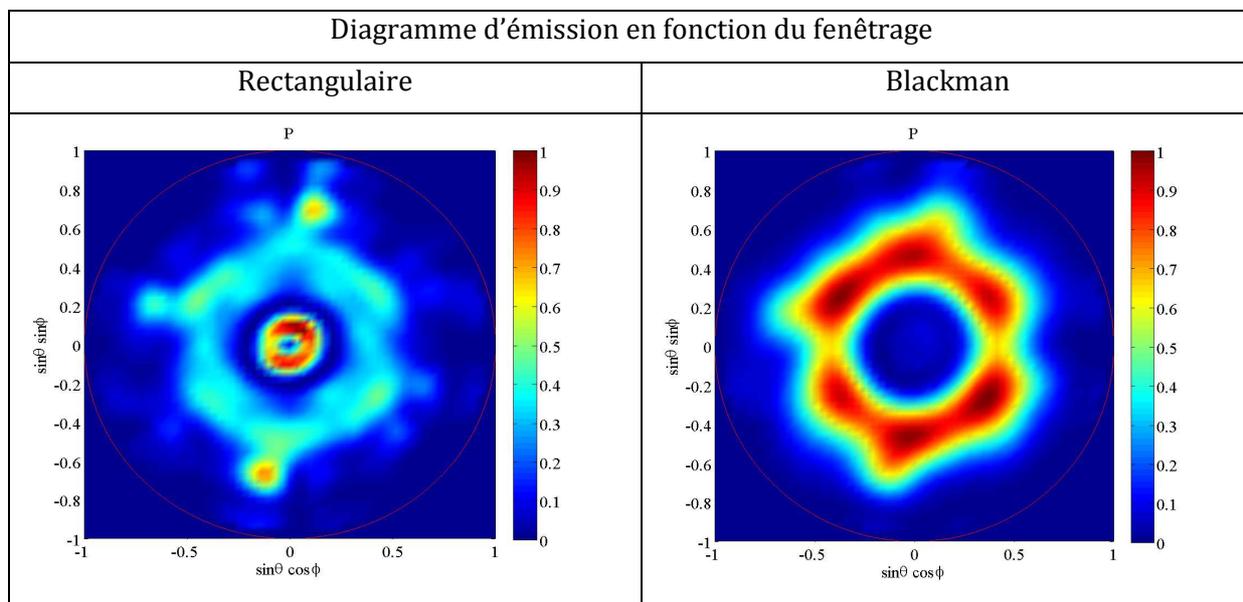


Figure 83 : Diagramme d'émission du mode monopolaire confiné dans une cavité à hétérostructure photonique selon un fenêtrage rectangulaire (à gauche) et Blackman (à droite). Le CP2D membranaire est reporté sur un miroir de Bragg à une distance permettant l'inhibition l'émission du mode.

Le fenêtrage Blackman modifie brutalement le diagramme d'émission du mode.

Nous choisissons donc de réaliser le calcul du diagramme de rayonnement sur les composantes de champs pris sur le plan S de la fenêtre FDTD qui est rectangulaire par construction. Dans la suite, nous allons présenter une méthode pour augmenter la résolution de l'image du CL en utilisant un padding.

2.2. Augmentation de la résolution de l'image par l'ajout de zéros (zero-padding)

Nous avons vu que le diagramme de CL lointain peut être réalisés par le calcul de la transformée de Fourier sur les composantes de champs réelles et complexes.

Pour **augmenter la résolution des images** de diagrammes de rayonnement, il est possible de recourir à un artifice numérique : on **augmente le nombre d'échantillons sur lesquels on applique la transformée de Fourier** sur les composantes de champs.

Pour ce faire, on **ajoute une matrice de zéros autour de la cellule de calcul FDTD**, comme indiqué sur la figure suivante. C'est que ce que l'on appelle un « padding ». On a donc une image plus grande sur laquelle on peut appliquer la transformée de Fourier. En effet, plus on ajoute de zéros au signal d'entrée spatial L (longueur de la cellule par exemple), plus on augmente N le nombre d'échantillon, plus on allonge $N*L$, la période spatiale du signal et plus on diminue le pas fréquentiel $1/NL$.

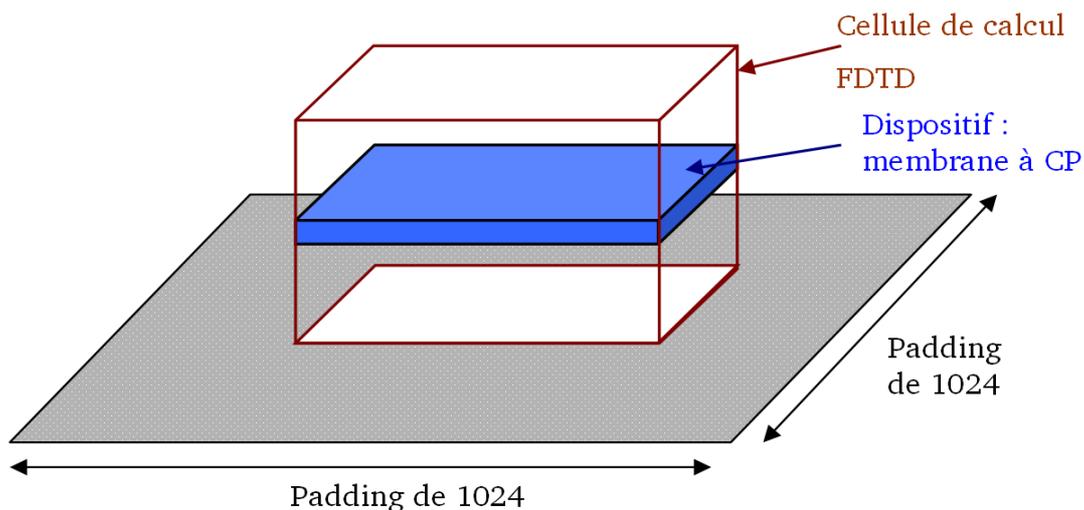


Figure 84 : représentation schématique 3D de la cellule FDTD entourée d'un padding.

Dans notre cas nous avons décidé d'imposer un padding de 1024 points pour avoir une résolution suffisante de l'affichage (Figure 84 précédente).

Références bibliographiques (Annexe B)

[115] J. Joannopoulos, S. Johnson, and J. Winn, *Photonic Crystals : Molding the Flow of Light*, Princeton University Press, 2008.

[116] M. Charbonneau-Lefort, E. Istrate, M. Allard, J. Poon, and E. Sargent, "Photonic crystal heterostructures :Waveguiding phenomena and methods of solution in an envelope function picture," *Physical Review B* 65(12), p. 125318, 2002.]

[117] M. Charbonneau-Lefort, E. Istrate, M. Allard, J. Poon, and E. H. Sargent, *Phys. Rev. B* 65, 125318 2002.

[118] T. Xu, S. Yang, S. Nair, and H. Ruda, "Confined modes in finite-size photonic crystals," *Physical Review B* 72, p. 045126, 2005.

AUTORISATION DE SOUTENANCE

Vu les dispositions de l'arrêté du 7 août 2006,

Vu la demande du Directeur de Thèse

Monsieur P. VIKTOROVITCH

et les rapports de

Monsieur E. CENTENO
Professeur - Université Blaise Pascal - LASMEA - UMR 6602 UBP/CNRS - Campus des Cézeaux
24, avenue des Landais 63177 AUBIERE cedex

et de

Monsieur E. HADJI
Ingénieur HDR - CEA - Chef du laboratoire Silicium Nanoélectronique Photonique et Structures Minattec
bât. 51B, pièce B150 - Laboratoire SiNaPS - INAC/SP2M - CEA/Grenoble - 17, rue des martyrs
38054 Grenoble cedex 9

Monsieur NEDEL Patrick

est autorisé à soutenir une thèse pour l'obtention du grade de **DOCTEUR**

Ecole doctorale ELECTRONIQUE, ELECTROTECHNIQUE ET AUTOMATIQUE

Fait à Ecully, le 14 juin 2010

P/Le Directeur de l'E.C.L.
La Directrice des Etudes

